



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Parametrización de FCNC en el modelo de dos dobletes de Higgs

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Rodrigo Aguilar Olivera

Asesorado por

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz (FCFM-BUAP)

Puebla Pue.
16 de diciembre de 2025



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Parametrización de FCNC en el modelo de dos dobletes de Higgs

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Rodrigo Aguilar Olivera

Asesorado por

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz (FCFM-BUAP)

Puebla Pue.
16 de diciembre de 2025

Título: Parametrización de FCNC en el modelo de dos dobletes de Higgs
Estudiante: RODRIGO AGUILAR OLIVERA

COMITÉ

Dra. Ana Aurelia Avilez López (FCFM-BUAP)
Presidente

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)
Secretario

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE-BUAP)
Vocal

Dr. Marco Antonio Arroyo Ureña (FCFM-BUAP)
Suplente

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz (FCFM-BUAP)
Asesor

Dedicatoria

A mi madre, a mi hermano y a todos mis seres queridos.

Agradecimientos

Deseo expresar mi más profundo agradecimiento a todas las personas que hicieron posible la realización de este trabajo. Cada paso en este camino estuvo acompañado por su presencia, su apoyo y su confianza, y por ello guardo una gratitud que me acompañará siempre.

A mis padres por darme la vida y enseñarme con el ejemplo lo que significa el esfuerzo, la honestidad y el amor. Gracias por los valores que moldearon mi carácter y por la educación que me permitió llegar hasta aquí. Gracias por cada palabra de ánimo, por cada sacrificio silencioso y por creer en mí incluso cuando yo dudaba. Todo lo que soy y todo lo que logro nace de ustedes.

A mi hermano, por acompañarme incluso sin saberlo. Los momentos compartidos, las conversaciones simples y las horas de juegos que despejaron mi mente fueron un apoyo invaluable durante esta etapa. Su confianza y su forma transparente de ver la vida me recordaron siempre la responsabilidad y el privilegio de ser su guía y referente. Su presencia fue un aliento constante.

A mi pareja, por su paciencia infinita y su apoyo incondicional. Gracias por estar presente en cada etapa de este proceso, por acompañarme en los momentos de cansancio, duda y frustración, y por recordarme siempre que era capaz de llegar hasta el final. Tu comprensión, tus palabras de ánimo y tu confianza en mí fueron un sostén fundamental cuando las fuerzas parecían agotarse.

A mis amigos, por convertirse en mi círculo de confianza. Gracias por las conversaciones que me sostuvieron en los días difíciles, por las risas que aligeraron el camino y por acompañarme todos estos años con una lealtad que no se explica, solo se agradece. Son parte esencial de esta etapa de mi vida, y cada logro que celebro lo comparto con ustedes.

Agradezco al Dr. Lorenzo Díaz Cruz por aceptarme como su alumno y mostrarme el camino correcto. Gracias por compartir su experiencia y su visión con una generosidad que dejó una huella profunda en mi formación. Su guía, sus enseñanzas y sus consejos contribuyeron de manera esencial al desarrollo de este trabajo y a mi crecimiento como científico.

A mis compañeros, por su disposición para intercambiar ideas, resolver problemas juntos y mantener un ambiente de trabajo productivo. Sus aportes, comentarios y apoyo cotidiano contribuyeron significativamente a mi formación y al desarrollo de este proyecto.

A los miembros de mi jurado, por el tiempo, la disposición y el rigor académico con el que evaluaron este trabajo. Agradezco de manera especial su comprensión y la flexibilidad mostrada al ajustarse a los tiempos tan estrechos en los que fue posible llevar a cabo la revisión y presentación de esta tesis. Sus observaciones, comentarios y preguntas contribuyeron de forma significativa a fortalecer el contenido y la claridad del trabajo.

Expreso también mi agradecimiento a la **Facultad de Ciencias Físico Matemáticas** y a la **Bene-mérita Universidad Autónoma de Puebla**, instituciones que se convirtieron en mi hogar académico y me brindaron las herramientas para descubrir mi vocación. Gracias por el espacio, por los profesores que me formaron y por la comunidad que encontré en sus aulas.

A todos ustedes, **gracias**. Este trabajo es tan mío como suyo. Sin su apoyo, este capítulo de mi vida simplemente no habría sido posible.

Índice general

Dedicatoria	v
Agradecimientos	vii
Resumen	xi
Introducción	xiii
1. El Modelo Estándar	1
1.1. Estructura del Modelo Estándar	1
1.2. Mecanismo de Higgs en el SM	4
1.2.1. Potencial escalar y ruptura espontánea	4
1.2.2. Masas de los bosones electrodébiles	4
1.2.3. Relación con G_F y valor del VEV	5
1.2.4. Masa del Higgs y auto-interacciones	5
1.2.5. Acoplos del Higgs a bosones de norma	5
1.2.6. Masas fermiónicas, diagonalización y matriz V_{CKM}	5
1.3. Cambio de sabor en el SM: ausencia a nivel árbol y aparición en correcciones radiativas (GIM)	6
1.3.1. Por qué no hay FCNC a nivel árbol	7
1.3.2. Cómo aparecen FCNC a nivel de lazos: mecanismo GIM	7
1.3.3. Ejemplos canónicos: $K-\bar{K}$, $B-\bar{B}$, $b \rightarrow s\gamma$, $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$	7
2. El Modelo de Dos Dobletes de Higgs	9
2.1. Definición del modelo y estructura gauge	9
2.2. Potencial escalar y conteo de parámetros	10
2.3. Ruptura electrodébil y base de Higgs	11
2.4. Espectro de Higgs y acoplamientos gauge	12
2.5. Sector de Yukawa: tipos I, II, X, Y y modelo tipo III	12
2.6. Alineamiento, régimen de desacoplamiento y acoplamientos del Higgs ligero	14
2.7. Restricciones teóricas y experimentales	14
2.8. Texturas de Yukawa en el 2HDM-III	15
2.8.1. Texturas jerárquicas en matrices de masas y de Yukawa	15
2.8.2. Esquemas jerárquicos y parametrizaciones en potencias de λ	17
2.8.3. Clasificación de texturas en el 2HDM	17
3. Un modelo con dos fuentes en el 2HDM tipo III	19
3.1. Una nueva parametrización de las Yukawa: parte diagonal vs. parte no diagonal	19
3.1.1. Descomposición diagonal + no diagonal	19
3.1.2. Condición de preservación de las masas del SM	21
3.1.3. Acoplamientos de Higgs y estructura de FCNC	22
3.2. Reducción del 2HDM-III a los modelos 2HDM-I y 2HDM-II	22
3.2.1. Reducción al modelo tipo I	22
3.2.2. Reducción al modelo tipo II	23

3.2.3.	Reducción al caso de <i>alignment</i>	23
3.3.	Texturas jerárquicas en el esquema de dos fuentes	25
3.3.1.	Base de selectores para el sector up	25
3.3.2.	Yukawas con dos fuentes en el sector up	26
3.3.3.	Patrones jerárquicos y potencias de λ	26
3.3.4.	Ejemplo numérico representativo	27
3.3.5.	Interpretación y conexión con el esquema de dos fuentes	29
4.	Fenomenología de $t \rightarrow ch$ en el 2HDM-III con dos fuentes de Yukawa	31
4.1.	Decaimiento raro $t \rightarrow ch$	31
4.1.1.	Acoplamiento efectivo $t-c-h$	31
4.1.2.	Anchura parcial	32
4.1.3.	Branching ratio y estimación analítica	33
4.1.4.	Resultados numéricos	34
4.1.5.	Comparación con límites experimentales	35
4.1.6.	Discusión	36
A.	Derivaciones útiles	39
A.1.	Descomposición Yukawa en el esquema $D + \Sigma$	39
A.1.1.	Parametrización tipo Cheng–Sher	40
A.2.	Rotación a la base de masas y ángulos de mezcla	40
A.2.1.	Aproximación perturbativa para los ángulos de mezcla	40
A.2.2.	Estimación de la matriz CKM	41
A.3.	Acoplamientos físicos del Higgs neutro	41
A.4.	Acoplamiento efectivo $h\bar{c}t$ y ancho parcial	41
A.4.1.	Derivación de $\Gamma(t \rightarrow ch)$	42
A.4.2.	Aproximaciones empleadas	42
A.5.	SVD, alineamiento singular y rol de Σ_{23}	43
B.	Benchmarks y constantes	45
B.1.	Constantes físicas del Modelo Estándar	45
B.2.	Masas y anchos de partículas relevantes	45
B.3.	Parámetros del sector escalar del 2HDM	46
B.4.	Parámetros del esquema $D + \Sigma$ y texturas	47
B.5.	Benchmarks numéricos para $t \rightarrow ch$	47
	Bibliografía	49

Resumen

En esta tesis se estudia un modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM) más allá del teorema de Glashow–Weinberg, incorporando *texturas jerárquicas* en las matrices de Yukawa con el fin de describir de manera unificada las jerarquías de masas fermiónicas y los acoplamientos con cambio de sabor. El punto de partida es un esquema de *dos fuentes* para las Yukawa: en la base de masas cada matriz se descompone como la suma de una parte diagonal dominante D^f y una contribución no diagonal Σ^f , de modo que las corrientes neutras con cambio de sabor surgen únicamente de Σ^f . Esta descomposición conduce de manera natural a estructuras tipo III, sin necesidad de imponer simetrías discretas adicionales.

Las texturas se construyen mediante una base de *selectores matriciales* L_n y una parametrización jerárquica en términos de potencias de un parámetro pequeño $\lambda = 0.22$, análogo al ángulo de Cabibbo, siguiendo un ansatz de tipo Cheng–Sher $\Sigma_{ij}^f \propto \sqrt{m_i^f m_j^f} \lambda_{ij}^f$. En el sector de quarks up se muestra que con coeficientes de orden unidad es posible reproducir los órdenes de magnitud de las masas $m_t \gg m_c \gg m_u$ y los elementos principales de la matriz CKM, a la vez que se obtiene una única entrada fuera de la diagonal dominantes, Σ_{23}^u , que controla la violación de sabor entre la segunda y la tercera generación. Esta construcción puede interpretarse como una desviación controlada respecto del alineamiento singular obtenido a partir de la descomposición en valores singulares de la matriz de masas.

Sobre esta base se analiza el decaimiento raro $t \rightarrow ch$ como observable fenomenológico sensible a la estructura de sabor del modelo. Se deriva el acoplamiento efectivo $h\bar{t}c$ en función de los parámetros de textura y de los ángulos del sector escalar, obteniendo una expresión analítica sencilla para la anchura parcial, $\Gamma(t \rightarrow ch) \propto \cos^2(\beta - \alpha) |\Sigma_{23}^u|^2$, y para el *branching ratio* correspondiente. Mediante un estudio numérico se explora la dependencia de $\text{BR}(t \rightarrow ch)$ en el plano $(\cos(\beta - \alpha), \Sigma_{23}^u)$, encontrando un crecimiento monótono y cuadrático con la magnitud de la textura fuera de la diagonal.

Finalmente, se comparan las predicciones del modelo con los límites experimentales actuales de las colaboraciones ATLAS y CMS. Para valores moderados de la entrada Σ_{23}^u y un alineamiento casi exacto, las tasas predichas se sitúan muy por debajo de los límites vigentes, mientras que para parámetros naturales cercanos al borde del alineamiento se alcanzan valores de $\text{BR}(t \rightarrow ch)$ del orden 10^{-4} – 10^{-3} , en la vecindad de la sensibilidad actual del LHC, la cual es de 9.4×10^{-4} para el CMS y de 1.1×10^{-3} para el ATLAS. Estos resultados posicionan al canal $t \rightarrow ch$ como un observable especialmente adecuado para explorar texturas jerárquicas en modelos 2HDM tipo III, mostrando que el esquema de dos fuentes proporciona una parametrización simple y controlada de las FCNC del bosón de Higgs.

Introducción

El descubrimiento del bosón de Higgs en el LHC confirmó el mecanismo de Brout–Englert–Higgs como la vía responsable de la ruptura espontánea de la simetría electrodébil y de la generación de masas para las partículas elementales del Modelo Estándar (o por sus siglas en inglés, SM) [1-4]. A pesar de su notable éxito, el SM no ofrece una explicación estructural para la jerarquía de masas y mezclas de los fermiones, ni para el patrón de supresiones observado en procesos con cambio de sabor sin corriente cargada (FCNC, por sus siglas en inglés), que aparecen sólo a nivel de lazos gracias al mecanismo de Glashow–Iliopoulos–Maiani (GIM) y a la unitariedad de la matriz de mezcla de quarks de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM) [5-7].

Entre las extensiones mínimas del sector escalar, los modelos con dos dobletes de Higgs (o por sus siglas en inglés, 2HDM) proporcionan un laboratorio bien definido para estudiar nuevas fuentes de violación de sabor y de Carga-Paridad (CP), manteniendo la estructura gauge del SM [8-10]. En las realizaciones tipo I y II, simetrías discretas adecuadas eliminan FCNC a nivel árbol, mientras que en el 2HDM-III (caso más general) se permiten acoplamientos de Yukawa fuera de la diagonal, lo que habilita una fenomenología rica tanto en colisionadores como en observables de sabor [11-16]. El problema central consiste en cómo parametrizar esas interacciones de forma controlada, de manera que se respeten las masas fermiónicas medidas y la jerarquía de acoplos.

Una estrategia ampliamente utilizada es imponer *texturas* jerárquicas en las matrices de Yukawa, inspiradas en el ansatz de Cheng–Sher, $(Y_f)_{ij} \propto \sqrt{m_i^f m_j^f}/v$ [17], combinándolas con la hipótesis de (casi) alineamiento en el sector escalar para reproducir el comportamiento tipo SM del bósón de Higgs ligero [18, 19]. En este contexto se han propuesto distintos escenarios texturizados en el 2HDM-III para estudiar de manera coherente la física de sabor asociada a los bosones de Higgs [13, 15, 20].

En esta tesis se adopta una construcción que separa explícitamente la parte de masas y la parte de sabor de las Yukawas en la base de masas, lo que permite cuantificar de forma sistemática desviaciones pequeñas respecto al alineamiento. De manera cualitativa, para cada especie fermiónica f y cada doblete ($i = 1, 2$) se introduce un *esquema de dos fuentes* escribiendo

$$\tilde{Y}_i^f = D_i^f + \Sigma_i^f,$$

donde D_i^f es diagonal y reproduce exactamente las masas fermiónicas, mientras que Σ_i^f es puramente no diagonal y codifica la nueva física de sabor. Esta estructura fue desarrollada en un trabajo de investigación previo del autor, realizado en colaboración con J. L. Díaz-Cruz y C. A. Téllez, actualmente en preparación para su envío a revista especializada, aquí se toma como punto de partida para un estudio detallado en el marco del 2HDM-III.

El 2HDM-III permite FCNC a nivel árbol mediadas por los escalares neutros. En particular, en el sector de quarks arriba, decaimientos raros como $t \rightarrow hc$ son sensibles tanto a las estructuras Yukawa fuera de la diagonal como al (des)alineamiento del sector escalar [21-24]. En el esquema $D + \Sigma$, ciertas entradas de Σ^u controlan directamente el acoplamiento efectivo hct y, por tanto, el *branching ratio* $BR(t \rightarrow ch)$, lo que convierte a dicho canal en un observable privilegiado para poner a prueba texturas tipo III en el sector top. A su vez, los acoplamientos diagonales del Higgs ligero deben permanecer compatibles con las medidas de acoplos realizadas por las colaboraciones del LHC [7, 25].

Para organizar las entradas de Σ_i^f se adopta una textura jerárquica de tipo Cheng–Sher, $(\Sigma_f)_{ij} \sim \chi_{ij}^f \sqrt{m_i^f m_j^f}/v$, con coeficientes adimensionales χ_{ij}^f que encapsulan la nueva física y que se someten a las restricciones experimentales. La formulación en términos de una base de *selectores matriciales*, permite iden-

tificar de manera transparente qué entradas controlan las desviaciones respecto de una textura puramente diagonal y cómo dichas entradas se traducen en acoplamientos con cambio de sabor en el sector del Higgs.

Objetivo general y objetivos específicos

Objetivo general Formular y aplicar un *esquema de dos fuentes* para las Yukawas del 2HDM-III que separe de manera explícita masa y sabor en la base de masas, preservando las masas fermiónicas medidas y cuantificando de forma controlada los acoplamientos FCNC del Higgs ligero; validar el esquema mediante el cálculo de $BR(t \rightarrow ch)$ y su comparación con los límites experimentales actuales.

Objetivos específicos

1. Construir la descomposición $\tilde{Y}_i^f = D_i^f + \Sigma_i^f$ y derivar la condición necesaria para preservar exactamente las matrices de masa M_f al pasar a la base de masas del SM.
2. Implementar texturas jerárquicas tipo Cheng–Sher para las entradas fuera de la diagonal de Σ_i^f y definir un conjunto mínimo de parámetros libres $\{\chi_{ij}^f\}$ que describan la nueva física de sabor.
3. Derivar los acoplamientos efectivos $h\bar{f}_i f_j$ fuera de la diagonal en función de (α, β) y de los parámetros de textura, e identificar el papel de $\cos(\beta - \alpha)$ en la supresión o realce de FCNC.
4. Calcular la anchura parcial y el *branching ratio* $BR(t \rightarrow ch)$ dentro del esquema $D + \Sigma$, explorando su dependencia en las entradas no diagonales relevantes del sector up y en los ángulos del sector escalar.
5. Confrontar las predicciones obtenidas con los acoplos del Higgs y con los límites experimentales de ATLAS, CMS y las compilaciones del PDG, delimitando regiones del espacio de parámetros compatibles con los datos vigentes.

Alcances y limitaciones

El análisis se concentra en el canal $t \rightarrow ch$ como prueba de concepto sensible a FCNC en el sector de quarks arriba. Efectos asociados a los estados escalares pesados (H, A, H^\pm) y a otros observables de precisión se discuten de manera cualitativa y se señalan como líneas de trabajo futuro. La comparación con los límites experimentales se realiza a nivel de orden de magnitud, suficiente para acotar los coeficientes χ_{ij}^f dentro del marco propuesto [7, 21, 23].

Metodología

El Cap. 1 revisa los elementos del SM necesarios para este trabajo: ruptura espontánea de la simetría electrodébil, matrices de masa y mezcla CKM, y la supresión GIM de las FCNC [1-3, 26-28]. El Cap. 2 presenta el 2HDM general: potencial, espectro, condiciones de estabilidad y unitariedad, e interacciones fermiónicas; se contrasta con los tipos I/II y se enmarca el caso III [8-11, 29, 30]. En la Sec. 2.5 se introduce de manera sistemática la parametrización de dos fuentes, las texturas jerárquicas y el conteo de parámetros, siguiendo el desarrollo de [13, 17-20].

El Cap. 3 presenta la implementación explícita en el sector up y el cálculo de $BR(t \rightarrow ch)$ [15, 16, 21, 23], junto con barridos numéricos y figuras de sensibilidad comparadas con los límites actuales de acoplos y decaimientos del Higgs [7, 25]. El Cap. 4 resume las conclusiones y perspectivas. Constantes numéricas, expresiones intermedias y derivaciones auxiliares se recopilan en los apéndices, con el objetivo de facilitar la reproducibilidad del análisis y su posible extensión en trabajos posteriores [31].

Capítulo 1

El Modelo Estándar

En este capítulo presentamos, de manera concisa, los elementos esenciales del Modelo Estándar que necesitaremos más adelante. Remitimos al lector a las referencias clásicas para un tratamiento exhaustivo [1-3], y nos enfocamos en aquellos aspectos directamente relacionados con nuestro objetivo: la estructura de masas y mezcla, la ruptura electrodébil y los acoplos del bosón de Higgs. En particular, sugerimos revisar [8, 12] para una discusión moderna sobre FCNC y escenarios de dos dobletes.

A grandes rasgos, el SM puede resumirse en los siguientes principios operativos:

- **Contenido de campos y simetría de gauge.** La dinámica está dictada por la simetría local $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, con quarks y leptones organizados en tres familias, y un sector escalar mínimo de un doblete complejo de $SU(2)_L$.
- **Interacciones de norma y quiralidad.** Las interacciones de quarks y leptones con los bosones de norma (G_μ^a, W_μ^i, B_μ) respetan la quiralidad: las corrientes cargadas sólo acoplan a dobles izquierdos, lo que origina la estructura de mezcla en el sector de quarks.
- **Ruptura electrodébil y generación de masa.** La simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ se rompe espontáneamente a $U(1)_{em}$ mediante el valor de expectación del doblete de Higgs, generando masas para bosones de norma y fermiones. Tras la ruptura, emergen las matrices de masa fermiónicas y la matriz de mezcla de quarks CKM.
- **Ausencia de FCNC a árbol y supresión a lazos.** En el SM, las FCNC están ausentes a nivel árbol y aparecen sólo a nivel de lazos vía el mecanismo GIM, quedando fuertemente suprimidas.

Con esta base, en las secciones siguientes revisaremos: el *sector gauge*, el *sector fermiónico* y la *estructura de masas* (Sec. 1.1); la ruptura electrodébil y las matrices de masa (incluida la matriz CKM) (Sec.1.2); y, finalmente, las implicaciones para los acoplos del bosón de Higgs y las FCNC a árbol y a lazos (Sec.1.3.2).

1.1. Estructura del Modelo Estándar

El SM es la teoría que describe, con gran precisión, las interacciones *fuerte, débil y electromagnética*. Está basado en la simetría local

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

donde $SU(3)_C$ gobierna la cromodinámica cuántica (QCD, por sus siglas en inglés), $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ forman el sector electrodébil. El contenido de materia se organiza en **tres familias** idénticas en su estructura pero con masas diferentes. El sector escalar está compuesto por un **doblete de Higgs**, responsable de la ruptura electrodébil y de la generación de masa para bosones y fermiones [1-3, 7].

Cargas y representaciones. Cada campo viene etiquetado por su representación en $(SU(3)_C, SU(2)_L, Y)$ y su *carga eléctrica* se obtiene de [3]

$$Q = T_3 + Y, \quad (1.1)$$

donde T_3 es la tercera componente del isospín débil. Los fermiones izquierdos aparecen en *dobletes* de $SU(2)_L$, mientras que los derechos son *singletes*. En el SM mínimo no se introduce un término de masa para neutrinos (estos son izquierdos y eléctricamente neutros); su masa requiere extensiones del modelo que no se abordan aquí.

Tabla 1.1: Fermiones del Modelo Estándar por familia (una familia mostrada; existen tres). La notación $(\mathbf{rep}_{SU(3)}, \mathbf{rep}_{SU(2)}, Y)$ indica las representaciones y la hipercarga [7].

Campo	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	Y
$Q_L = (u_L, d_L)$	3	2	+1/6
u_R	3	1	+2/3
d_R	3	1	-1/3
$L_L = (\nu_L, e_L)$	1	2	-1/2
e_R	1	1	-1

Bosones de norma y el Higgs. El carácter *local* de la simetría exige la presencia de campos de norma: 8 gluones G_μ^a (fuerza fuerte), W_μ^i y B_μ (electrodébil). Tras la ruptura electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{em}}$, las combinaciones lineales producen los bosones físicos W^\pm , Z^0 y el fotón γ . Tres grados de libertad escalar (Goldstones) se “comen” para dar masa a W^\pm y Z^0 ; queda un escalar físico, el bosón de Higgs h [1, 7].

Tabla 1.2: Bosones del Modelo Estándar y su rol. Las masas de W^\pm , Z^0 y h provienen de la ruptura electrodébil; el fotón es no masivo.

Bosón	Interacción / Origen	Comentario
γ (fotón)	Electromagnética ($U(1)_{\text{em}}$)	Masa $m_\gamma = 0$
W^\pm, Z	Débil (rotación de W^i, B)	$m_W = \frac{gv}{2}, m_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}$
G^a (gluones)	Fuerte ($SU(3)_C$)	Autointeracciones no abelianas
h (Higgs)	Escalar físico del doblete	Acopla \propto masa del campo

Qué impone la simetría (y qué no). La simetría fija la forma de la *derivada covariante*

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s T^a G_\mu^a - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' Y B_\mu, \quad (1.2)$$

donde μ es un índice de Lorentz; G_μ^a ($a = 1, \dots, 8$), W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) y B_μ son los campos de gauge asociados a $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente; g_s, g y g' son sus constantes de acoplo. Los generadores T^a y τ^i actúan en el espacio interno del campo sobre el que opera D_μ : T^a son los generadores de $SU(3)_C$ en la representación correspondiente (p. ej. en la fundamental, $T^a = \lambda^a/2$), y τ^i son los generadores de $SU(2)_L$ (en la fundamental, $\tau^i = \sigma^i/2$ con σ^i matrices de Pauli). Finalmente, Y denota la hipercarga del campo bajo $U(1)_Y$.

En el SM con *un* doblete de Higgs, los términos de Yukawa permitidos son

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{Q}_L Y_d \Phi d_R - \bar{Q}_L Y_u \tilde{\Phi} u_R - \bar{L}_L Y_e \Phi e_R + \text{h.c.}, \quad \tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*, \quad (1.3)$$

Aquí Q_L y L_L son los dobletes izquierdos de quarks y leptones, mientras que u_R, d_R y e_R son singletes derechos. El campo de Higgs Φ es un doblete de $SU(2)_L$ con hipercarga $Y = +1/2$, y $\tilde{\Phi} \equiv i\sigma_2 \Phi^*$ es el doblete conjugado. Las matrices Y_u, Y_d y Y_e son las matrices de Yukawa en el espacio de sabor (matrices 3×3 para tres generaciones); los índices de generación se omiten por brevedad. El símbolo “h.c.” denota el conjugado hermítico. Al tomar el valor esperado de vacío $\langle \Phi \rangle = (0, v/\sqrt{2})^T$ se generan matrices de masa $M_f = Y_f v/\sqrt{2}$ con $f = u, d, e$ (y $v \simeq 246$ GeV).

La **mezcla de quarks** aparece al diagonalizar M_u y M_d con rotaciones izquierdas distintas, dando la matriz de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa $V_{\text{CKM}} = L_u^\dagger L_d$. Un hecho crucial para el resto de esta tesis: con un solo doblete, los acoplos *neutros* (fotón, Z^0 y h) quedan *diagonales en sabor* a nivel árbol, por lo que **no hay FCNC a nivel árbol** en el SM; cualquier cambio de sabor neutro surge solo a *nivel de lazos* y está suprimido por el mecanismo GIM [8, 12].

Números que usaremos. Para valores de masas, acoplos y constantes, adoptamos las compilaciones más recientes del PDG (por ejemplo, m_W , m_Z , m_h , G_F , parámetros del CKM) [7]. Estos números se emplearán sistemáticamente en los cálculos fenomenológicos de capítulos posteriores.

Para organizar la discusión, dividimos el SM en cuatro bloques: (i) el **sector gauge** (cinética y auto-interacciones de los bosones de norma), (ii) el **sector fermiónico** (cinética y acoplos covariantes de quarks y leptones), (iii) el **sector escalar** (doblete de Higgs y su potencial), y (iv) el **sector de Yukawa** (acoplos Higgs–fermiones que, tras la ruptura electrodébil, generan masas y mezcla). El lagrangiano total se separa esquemáticamente como

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \underbrace{\mathcal{L}_{\text{gauge}}}_{\text{bosones de norma}} + \underbrace{\mathcal{L}_{\text{ferm}}}_{\text{quarks y leptones}} + \underbrace{\mathcal{L}_H}_{\text{Higgs: cinética + potencial}} + \underbrace{\mathcal{L}_Y}_{\text{Yukawa}} \quad (1.4)$$

A continuación explicamos qué significa cada pieza y por qué es necesaria.

Sector gauge. Cada factor del grupo introduce un campo de norma: G_μ^a ($a = 1, \dots, 8$) para $SU(3)_C$, W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) para $SU(2)_L$ y B_μ para $U(1)_Y$. La parte cinética es

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (1.5)$$

Aquí $G_{\mu\nu}^a$, $W_{\mu\nu}^i$ y $B_{\mu\nu}$ son los tensores de campo; en los grupos no abelianos contienen términos de auto-interacción [1, 2]. El derivado covariante que garantiza la invariancia local está dado en la Ec. (1.2). En particular,

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \\ W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \\ G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c. \end{aligned}$$

Sector fermiónico. Los fermiones del SM se agrupan en tres familias con el mismo patrón de números cuánticos. De forma compacta:

$$\begin{aligned} Q_L &= (u_L, d_L)^T \sim (3, 2, +\frac{1}{6}), & u_R &\sim (3, 1, +\frac{2}{3}), & d_R &\sim (3, 1, -\frac{1}{3}), \\ L_L &= (\nu_L, e_L)^T \sim (1, 2, -\frac{1}{2}), & e_R &\sim (1, 1, -1), \end{aligned}$$

donde indicamos (representación de $SU(3)_C$, de $SU(2)_L$, hipercarga Y). La carga eléctrica viene dada por la Ec. (1.1). La parte cinética suma, sobre familias,

$$\mathcal{L}_{\text{ferm}} = \sum_{\text{gen}} [\bar{Q}_L i \not{D} Q_L + \bar{u}_R i \not{D} u_R + \bar{d}_R i \not{D} d_R + \bar{L}_L i \not{D} L_L + \bar{e}_R i \not{D} e_R]. \quad (1.6)$$

donde $\not{D} \equiv \gamma^\mu D_\mu$. La suma sobre índices de Lorentz y de gauge es implícita.

Sector escalar. El doblete complejo $\Phi \sim (1, 2, +1/2)$ aporta el término cinético

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi), \quad (1.7)$$

y un potencial $V(\Phi)$ con mínimo no trivial. Cuando adquiere un Valor de Expectación en el Vacío (VEV) se rompe espontáneamente la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{em}}$: tres grados de libertad escalar se convierten en los modos longitudinales de W^\pm y Z^0 , y sobrevive un escalar físico, el bosón de Higgs h . Las relaciones fenomenológicas entre m_W , m_Z , v y θ_W y el potencial escalar *se muestran en detalle en la Sec.1.2*.

Sector de Yukawa. Los términos de Yukawa permitidos por la simetría son

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{Q}_L Y_d \Phi d_R - \bar{Q}_L Y_u \tilde{\Phi} u_R - \bar{L}_L Y_\ell \Phi e_R + \text{h.c.}, \quad \tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*. \quad (1.8)$$

Cuando $\langle \Phi \rangle = v$, aparecen matrices de masa $M_f = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_f$ ($f = u, d, \ell$). Esas matrices no son, en general, diagonales: hay que diagonalizarlas con rotaciones biunitarias $U_f^\dagger M_f U_f = \widehat{M}_f$. Aquí emerge un **hecho físico medible**: la mezcla de quarks. La combinación de rotaciones izquierdas que aparece en las corrientes cargadas es

$$V_{\text{CKM}} = U_u^\dagger U_d,$$

la cual gobierna transiciones $u \leftrightarrow d, c \leftrightarrow s, t \leftrightarrow b$ mediadas por W^\pm e introduce fases complejas que explican la violación de CP observada en el sector de mesones [1, 2, 7]. Con un *solo* doblete, los acoplos *neutros* (Z^0, γ y el propio h) quedan *diagonales en sabor* en la base de masas: por eso el SM **no** tiene FCNC a nivel árbol. Las matrices de masa $M_f = Y_f v / \sqrt{2}$ y el hecho de que las rotaciones izquierdas que diagonalizan M_u y M_d son distintas, define $V_{\text{CKM}} = U_u^\dagger U_d$ el *cúal se deriva explícitamente* en Sec.1.2.

1.2. Mecanismo de Higgs en el SM

El mecanismo de Higgs implementa la *ruptura espontánea de la simetría electrodébil* (o por sus siglas en inglés EWSB) $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{em}}$ mediante un doblete escalar complejo de hipercarga $Y = \frac{1}{2}$, $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 2, +\frac{1}{2})$, cuyo potencial tiene un mínimo no trivial. Esta construcción genera masas para los bosones de norma W^\pm y Z , y para los fermiones a través de acoplos de Yukawa, preservando simultáneamente la renormalizabilidad y la invariancia de norma [1-4].

1.2.1. Potencial escalar y ruptura espontánea

El lagrangiano del sector escalar es

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi), \quad V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.9)$$

con $\mu^2 > 0$ y $\lambda > 0$ para que el mínimo ocurra a $\Phi \neq 0$. Minimizando V se obtiene

$$\langle \Phi \rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}, \quad (1.10)$$

lo que rompe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ a $U(1)_{\text{em}}$. En gauge unitario se parametriza el doblete como

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

donde $h(x)$ es el *bosón de Higgs* físico y los tres grados de libertad angulares (Goldstones) se convierten en las componentes longitudinales de W^\pm y Z^0 [1, 2].

1.2.2. Masas de los bosones electrodébiles

El derivado covariante sobre el doblete es

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' Y B_\mu, \quad (Y = \frac{1}{2}), \quad (1.12)$$

y al expandir $(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$ alrededor del VEV aparecen términos de masa:

$$\mathcal{L}_H \supset \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{v^2}{8} (g W_\mu^3 - g' B_\mu)^2. \quad (1.13)$$

Definiendo $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$ y las combinaciones ortogonales

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (1.14)$$

se obtienen las masas

$$m_W = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad m_\gamma = 0, \quad e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W, \quad (1.15)$$

mientras que el fotón A_μ permanece estrictamente no masivo (simetría $U(1)_{\text{em}}$ no rota) [1, 4].

1.2.3. Relación con G_F y valor del VEV

A bajas energías, el decaimiento $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$ fija el acoplo efectivo de Fermi G_F . En el SM, $G_F/\sqrt{2} = g^2/(8m_W^2)$. Usando (1.15), la relación se reescribe como

$$v = \frac{1}{(\sqrt{2} G_F)^{1/2}} \simeq 246.22 \text{ GeV}, \quad (1.16)$$

donde empleamos el valor experimental actualizado de G_F [7].

1.2.4. Masa del Higgs y auto-interacciones

Sustituyendo (1.11) en $V(\Phi)$ se obtiene

$$V(h) = \frac{1}{2}m_h^2 h^2 + \lambda v h^3 + \frac{\lambda}{4}h^4, \quad m_h^2 = 2\lambda v^2, \quad (1.17)$$

de modo que la medida de m_h determina λ a escala electrodébil. Las interacciones cúbica y cuártica de h (auto-acoplos) son predicciones directas del potencial (1.9) [1, 4].

1.2.5. Acoplos del Higgs a bosones de norma

Los términos de (1.13) generan, además de las masas, interacciones proporcionales a ellas:

$$\mathcal{L}_{hVV} = \frac{2m_W^2}{v} h W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{m_Z^2}{v} h Z_\mu Z^\mu + \frac{m_W^2}{v^2} h^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{m_Z^2}{2v^2} h^2 Z_\mu Z^\mu. \quad (1.18)$$

La característica fundamental es la *proporcionalidad a la masa*: campos más masivos acoplan más fuerte al Higgs. Esta relación se verifica experimentalmente en las mediciones de acoplos del bosón de Higgs a $W^\pm Z^0$ en el LHC [7].

1.2.6. Masas fermiónicas, diagonalización y matriz V_{CKM}

Partimos del lagrangiano de Yukawa del SM,

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{Q}_L Y_d \Phi d_R - \bar{Q}_L Y_u \tilde{\Phi} u_R - \bar{L}_L Y_\ell \Phi e_R + \text{h.c.}, \quad \tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*, \quad (1.19)$$

donde Y_f son matrices complejas 3×3 en espacio de sabores ($f = u, d, \ell$). Al sustituir el VEV (1.10)–(1.11),

$$-\mathcal{L}_{\text{masa}} = \bar{u}_L M_u u_R + \bar{d}_L M_d d_R + \bar{e}_L M_\ell e_R + \text{h.c.}, \quad M_f = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_f. \quad (1.20)$$

Estas matrices no son, en general, diagonales. Se diagonalizan con rotaciones biunitarias

$$U_f^\dagger M_f U_f = \widehat{M}_f \equiv \text{diag}(m_{f1}, m_{f2}, m_{f3}), \quad f = u, d, \ell, \quad (1.21)$$

definiendo los *autovalores de masa* positivos m_{f_i} y la *base de masas*. En términos de campos de masa ($u_{L,R} \rightarrow U_u^\dagger u_L, U_u^\dagger u_R$, etc.), las corrientes **cargadas** quedan

$$\mathcal{L}_{cc} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L \gamma^\mu V_{CKM} d_L W_\mu^+ + \text{h.c.}, \quad V_{CKM} \equiv L_u^\dagger L_d, \quad (1.22)$$

mientras que las corrientes **neutras** de gauge (fotón y Z^0) permanecen *diagonales en sabor*:

$$\mathcal{L}_{nc} = \bar{f} \gamma^\mu (g_V^f - g_A^f \gamma^5) f Z_\mu + e Q_f \bar{f} \gamma^\mu f A_\mu, \quad f = u, d, \ell, \quad (1.23)$$

sin términos $\bar{f}_i f_j$ con $i \neq j$ a nivel árbol. Del mismo modo, los acoplos del bosón de Higgs resultan

$$\mathcal{L}_{hff} = - \sum_{f=u,d,\ell} \frac{m_f}{v} h \bar{f} f, \quad (1.24)$$

también *diagonales* en la base de masas. Estas dos propiedades explican la **ausencia de FCNC a nivel árbol** en el SM [1, 2, 8, 12].

Conteo de parámetros y violación de CP

Dos matrices de Yukawa complejas en el sector de quarks contienen $2 \times 9 = 18$ parámetros complejos (36 reales). Las refases globales de los campos quark permiten eliminar 5 fases no físicas (una combinación queda como número bariónico), dejando 6 masas de quark + 3 ángulos de mezcla + 1 fase de CP: en total, **10 parámetros físicos** en sabor de quarks [1, 3, 7]. Una parametrización conveniente es la de **PDG** o la de **Wolfenstein**; por ejemplo,

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

con $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ y fase δ . La violación de CP queda codificada en el *invariante de Jarlskog*

$$J_{CP} = \text{Im}[V_{ud}V_{cs}V_{us}^*V_{cd}^*] = c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13} \sin \delta, \quad (1.26)$$

que es base-invariante y medible [32, 33]. Valores numéricos recomendados para (θ_{ij}, δ) y elementos de V_{CKM} se toman del PDG [7].

Tabla 1.3: Matriz CKM (magnitudes) del fit global del SM — PDG 2024.

	d	s	b
u	$ V_{ud} = 0.97435 \pm 0.00016$	$ V_{us} = 0.22501 \pm 0.00068$	$ V_{ub} = 0.003732^{+0.000090}_{-0.000085}$
c	$ V_{cd} = 0.22487 \pm 0.00068$	$ V_{cs} = 0.97349 \pm 0.00016$	$ V_{cb} = 0.04183^{+0.00079}_{-0.00069}$
t	$ V_{td} = 0.00858^{+0.00019}_{-0.00017}$	$ V_{ts} = 0.04111^{+0.00077}_{-0.00068}$	$ V_{tb} = 0.999118^{+0.000029}_{-0.000034}$

Leptones

En el SM mínimo, solo aparece Y_ℓ y se generan masas cargadas m_e, m_μ, m_τ ; no hay término de masa para neutrinos (ni mezcla leptónica). La fenomenología de masas de neutrinos requiere extensiones (p.ej., términos de Majorana/see-saw) que no trataremos en este capítulo [3].

1.3. Cambio de sabor en el SM: ausencia a nivel árbol y aparición en correcciones radiativas (GIM)

En el Modelo Estándar *no existen* corrientes neutras con cambio de sabor a **nivel árbol**. La razón es estructural: tras pasar a la base de masas, las corrientes neutras de gauge (γ y Z) y los acoplos del Higgs h quedan *diagonales en sabor*, mientras que la mezcla de quarks (matriz V_{CKM}) aparece únicamente en las *corrientes cargadas* mediadas por W^\pm [1, 2, 8, 12].

1.3.1. Por qué no hay FCNC a nivel árbol

Recordemos que en (1.24) no hay términos $\bar{f}_i \gamma^\mu f_j$ ni $h \bar{f}_i f_j$ con $i \neq j$ a nivel árbol. Esta es una predicción esencial del SM que fija la *línea base* para probar nueva física [8, 12].

1.3.2. Cómo aparecen FCNC a nivel de lazos: mecanismo GIM

Aunque están ausentes a nivel árbol, las FCNC sí surgen a nivel de un lazo mediante diagramas tipo *pingüino* y *caja* con intercambio de W^\pm y quarks internos. La estructura de mezcla entra por los vértices $W \bar{u}_i d_j$ a través de elementos de la matriz V_{CKM} [6, 34].

Para una transición genérica $d_j \rightarrow d_i$ (con $i, j \in \{d, s, b\}$), la amplitud a un lazo contiene sumas de la forma

$$\mathcal{A}(d_j \rightarrow d_i) \propto \sum_{q=u,c,t} V_{qi} V_{qj}^* F(x_q), \quad x_q \equiv \frac{m_q^2}{m_W^2}, \quad (1.27)$$

donde q etiqueta el quark interno que circula en el lazo y $F(x)$ es una función tipo Inami–Lim (cuya forma exacta depende de la topología: caja, Z -pingüino, fotón- o gluón-pingüino) [6, 35].

La unitariedad de V_{CKM} implica

$$\sum_{q=u,c,t} V_{qi} V_{qj}^* = \delta_{ij}, \quad (1.28)$$

de modo que, para $i \neq j$ (cambio de sabor), se cumple $\sum_q V_{qi} V_{qj}^* = 0$ y por tanto cualquier contribución independiente de q se cancela. Esta cancelación es la esencia del mecanismo GIM [34].

Una forma útil de exhibirlo es restar y sumar una referencia (por ejemplo $q = c$):

$$\sum_{q=u,c,t} V_{qi} V_{qj}^* F(x_q) = \sum_{q=u,c,t} V_{qi} V_{qj}^* \left[F(x_q) - F(x_c) \right], \quad (1.29)$$

donde la parte constante se anula por (1.28). Equivalentemente, se puede escribir

$$\sum_{q=u,c,t} V_{qi} V_{qj}^* F(x_q) = V_{ti} V_{tj}^* \left[F\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right) - F\left(\frac{m_c^2}{m_W^2}\right) \right] + V_{ui} V_{uj}^* \left[F\left(\frac{m_u^2}{m_W^2}\right) - F\left(\frac{m_c^2}{m_W^2}\right) \right]. \quad (1.30)$$

Por lo tanto, la magnitud final queda controlada por (i) factores de lazo, (ii) combinaciones pequeñas de elementos de V_{CKM} y (iii) diferencias de masas internas (ruptura de la degeneración), lo que suprime las FCNC en el SM [6, 34].

Como ejemplo, en procesos $\Delta F = 2$ dominados por diagramas de caja, la función de Inami–Lim relevante es [6, 35]

$$S_0(x) = \frac{4x - 11x^2 + x^3}{4(1-x)^2} - \frac{3x^3}{2(1-x)^3} \ln x, \quad (1.31)$$

con $x = m_q^2/m_W^2$.

1.3.3. Ejemplos canónicos: $K-\bar{K}$, $B-\bar{B}$, $b \rightarrow s\gamma$, $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Mezcla de mesones neutros (cajas). La mezcla $K^0-\bar{K}^0$ ($\Delta S = 2$) y análogos en B_d y B_s provienen de *diagramas de caja* con dos bosones de norma W y dos quarks (u, c, t) internos. La amplitud efectiva puede escribirse (esquemáticamente) como

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\Delta F=2} \sim \frac{G_F^2 m_W^2}{16\pi^2} \sum_{q,q'} V_{qi} V_{qj}^* V_{q'i} V_{q'j}^* S_0(x_q, x_{q'}), \quad x_q = \frac{m_q^2}{m_W^2}, \quad (1.32)$$

con S_0 funciones de Inami–Lim [35]. En los mesones B_s y B_d domina el top ($x_t \gg x_c$), quedando una fuerte supresión CKM y de lazo.

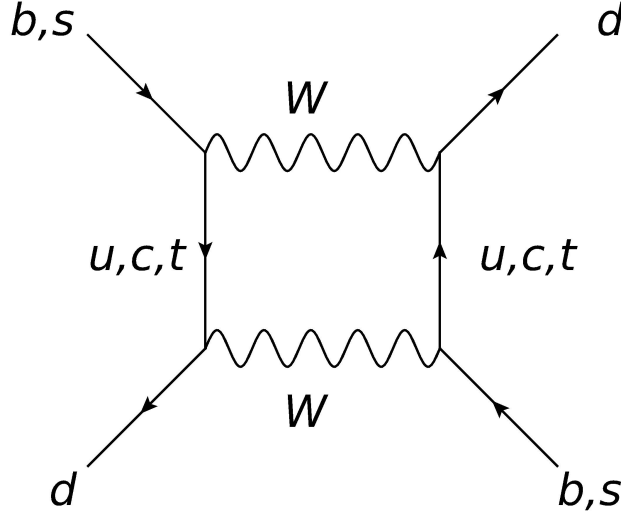


Figura 1.1: Diagrama de caja que induce transiciones de sabor neutro a lazo ($\Delta F = 2$) entre quarks d_i y d_j . La suma sobre quarks de carga $2/3$, $\sum_{q=u,c,t} V_{qi}V_{qj}^* F(m_q^2/m_W^2)$, implementa la supresión GIM y explica la dominancia del quark top. Redibujada a partir de Ref. [6].

Transiciones radiativas $b \rightarrow s\gamma$ (pingüinos). Procesos $\Delta B = 1$ como $b \rightarrow s\gamma$ provienen de pingüinos electrodébiles con W y t en el lazo. La descripción moderna usa el Hamiltoniano efectivo con operadores locales O_i y coeficientes de Wilson $C_i(\mu)$ que resumen la física corta distancia [8]. La dominancia del top emerge otra vez por m_t grande y combinaciones CKM como $V_{ts}^*V_{tb}$.

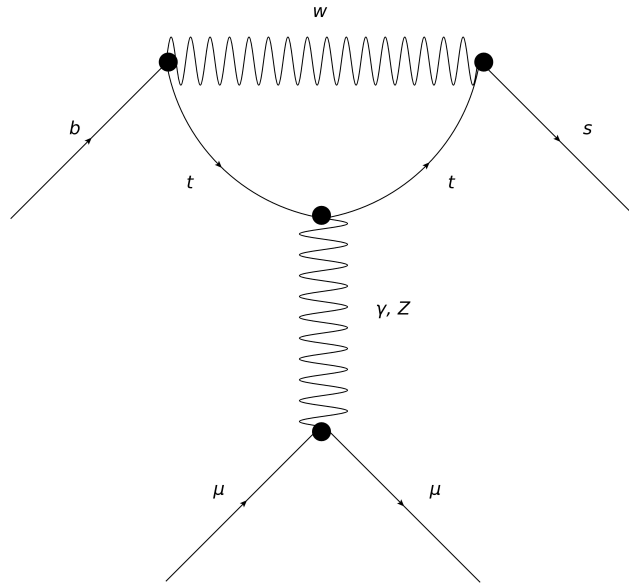


Figura 1.2: Pingüino electrodébil con bucle (t, W) y bosón neutro intermedio Z/γ^* que da lugar a $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ (aquí ilustrado con muones). La dependencia CKM es $\propto V_{ts}^*V_{tb}$. Redibujada a partir de Ref. [6].

Decaimientos raros leptónicos $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$. Surgen de pingüinos Z/γ^* y cajas ($W-W$) que generan operadores escalares/pseudoescalares y vectoriales. En el SM la tasa es muy pequeña y extremadamente “limpia” teóricamente, por lo que es un canal clave para buscar desviaciones [7, 12].

Capítulo 2

El Modelo de Dos Dobletes de Higgs

El Modelo Estándar describe con notable precisión las interacciones electrodébiles y fuertes de las partículas elementales, incluyendo el mecanismo de Higgs para la generación de masas de bosones vectoriales y fermiones [1-5]. El descubrimiento del bosón de Higgs en el LHC ha confirmado experimentalmente este mecanismo, proporcionando una pieza fundamental para la consistencia del SM [7, 11]. Sin embargo, el SM deja abiertas varias cuestiones: el origen de las jerarquías de masas y mezclas fermiónicas, el problema de jerarquía en el sector escalar, la naturaleza de la materia oscura, entre otras.

Una de las extensiones más simples y estudiadas del SM consiste en ****duplicar el doblete de Higgs****, dando lugar a los llamados Modelos de Dos Dobletes de Higgs. Esta extensión mantiene la estructura gauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ del SM, pero enriquece el sector escalar y de Yukawa, abriendo la posibilidad de:

- nuevas fuentes de violación de CP,
- corrientes neutras con cambio de sabor (FCNC) a nivel árbol,
- estados escalares adicionales accesibles en colisionadores,
- modificaciones en los acoplamientos del Higgs ligero a fermiones y bosones vectoriales.

Este capítulo presenta una revisión detallada del 2HDM, poniendo énfasis en los elementos que serán relevantes para el análisis de texturas de Yukawa en el 2HDM-III. La exposición se basa principalmente en [7-12], complementados con resultados específicos sobre estabilidad del potencial y unitariedad [29, 30], así como con revisiones modernas de acoplamientos del Higgs [25].

2.1. Definición del modelo y estructura gauge

En el 2HDM se introducen dos dobletes escalares complejos con los mismos números cuánticos que el doblete de Higgs del SM:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

que transforman como representaciones fundamentales de $SU(2)_L$ con hipercarga $Y = +1/2$. El lagrangiano cinético escalar viene dado por

$$\mathcal{L}_{\text{cin}} = (D_\mu \Phi_1)^\dagger (D^\mu \Phi_1) + (D_\mu \Phi_2)^\dagger (D^\mu \Phi_2), \quad (2.2)$$

donde D_μ es la derivada covariante usual del SM. La parte escalar restante del lagrangiano está determinada por el potencial $V(\Phi_1, \Phi_2)$, que se discute en la Sec. 2.2.

La presencia de dos dobletes introduce un espacio adicional de *bases de Higgs*: cualquier rotación unitaria en el espacio (Φ_1, Φ_2) que respete la estructura gauge deja invariante la forma cinética [8]. En otras palabras, el modelo admite transformaciones de la forma

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} \rightarrow U \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix}, \quad U \in U(2), \quad (2.3)$$

que re-definen los dobletes pero no cambian la física, siempre que las demás partes del lagrangiano se transformen de manera consistente. Este hecho es crucial tanto para el conteo de parámetros independientes como para la elección de bases convenientes (por ejemplo, la base de Higgs), se hará uso de ello más adelante [8, 12, 19].

2.2. Potencial escalar y conteo de parámetros

El potencial escalar renormalizable más general, compatible con la invariancia gauge del SM y conservación de CP explícita, puede escribirse como [8, 9]

$$\begin{aligned}
 V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1) \\
 & + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\
 & + \frac{\lambda_5}{2} [(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2],
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

donde todos los parámetros se toman reales. La elección de un potencial invariante ante la simetría de CP está motivada por la sencillez del análisis y por el hecho de que los datos actuales no requieren de manera obligatoria violación de CP explícita en el sector de Higgs [7, 8, 12].

En ausencia de restricciones adicionales, el potencial (2.4) contiene:

2 parámetros de masa diagonales (m_{11}^2, m_{22}^2), 1 término de mezcla (m_{12}^2), 5 acoplamientos cuárticos ($\lambda_{1,\dots,5}$),

es decir, 8 parámetros reales. Sin embargo, el potencial no es invariante bajo rotaciones arbitrarias $U(2)$ en el espacio de Higgs; tales transformaciones inducen combinaciones lineales de estos parámetros, de modo que el conteo de parámetros físicos requiere fijar una base. En particular, la presencia o ausencia de términos como m_{12}^2 y λ_5 está relacionada con la existencia de simetrías discretas (por ejemplo, \mathbb{Z}_2) y con sus posibles rompimientos suaves [8].

En muchos estudios se asume una simetría \mathbb{Z}_2 bajo la cual

$$\Phi_1 \rightarrow +\Phi_1, \quad \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2, \tag{2.5}$$

que se rompe sólo por el término m_{12}^2 . Esta simetría juega un papel central en el control de las FCNC generadas por el sector de Yukawa (Sec. 2.5) y permite clasificar distintas realizaciones (2HDM tipo I, II, X, Y). En el contexto del 2HDM-III, de interés en esta tesis, dicha simetría no se impone en general en el sector de Yukawa, lo que permite acoplamientos fuera de la diagonal, pero se puede mantener en el potencial escalar como forma de simplificar la estructura de masas [8, 10, 12].

Condiciones de estabilidad y existencia de mínimo electrodébil

Para que el potencial (2.4) sea físicamente aceptable, debe cumplir:

1. **Estabilidad** (*bounded-from-below*): $V(\Phi_1, \Phi_2)$ debe estar acotado inferiormente para grandes valores de los campos. Para el potencial invariante CP, un conjunto suficiente de condiciones es [8, 29]

$$\begin{aligned}
 \lambda_1 &> 0, & \lambda_2 &> 0, \\
 \lambda_3 &> -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}, \\
 \lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| &> -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}.
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Estas garantizan que, en las direcciones relevantes del espacio de campos, el potencial crece para grandes valores de $\Phi_{1,2}$.

2. **Mínimo electrodébil adecuado:** el vacío físico debe corresponder a un mínimo (global o suficientemente profundo) que preserve la simetría electromagnética $U(1)_{\text{em}}$ y rompa $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{em}}$. Esto implica que sólo las componentes neutras adquieren VEV:

$$\langle \phi_i^+ \rangle = 0, \quad \langle \phi_i^0 \rangle = \frac{v_i}{\sqrt{2}}, \quad i = 1, 2, \quad (2.7)$$

Las condiciones de mínimo se obtienen imponiendo

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \phi_i^0} \right|_{\text{vev}} = 0, \quad (2.8)$$

lo que relaciona $m_{11}^2, m_{22}^2, m_{12}^2$ con las λ_i y los VEVs [8, 9].

3. **Ausencia de mínimos cargados más profundos:** se debe verificar que no exista un mínimo con $\langle \phi_i^+ \rangle \neq 0$ que sea más bajo que el mínimo neutro, ya que ello implicaría ruptura espontánea de la simetría electromagnética [8].

En esta tesis se tomará como supuesto que los parámetros del potencial pertenecen a una región del espacio de parámetros donde se satisfacen las condiciones anteriores.

2.3. Ruptura electrodébil y base de Higgs

Tras la ruptura espontánea de la simetría electrodébil, los VEVs se parametrizan como

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad v^2 = v_1^2 + v_2^2, \quad (2.9)$$

y se introduce el ángulo

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}, \quad 0 < \beta < \frac{\pi}{2}, \quad (2.10)$$

que caracteriza la dirección del vacío en el espacio de dobletes. La combinación

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \simeq 246 \text{ GeV} \quad (2.11)$$

está fijada por la masa del bosón W .

Para analizar de manera más transparente las propiedades físicas del modelo, es útil pasar a la llamada *base de Higgs* [4, 8, 19]. Esta se define mediante la rotación

$$H_1 = \frac{v_1 \Phi_1 + v_2 \Phi_2}{v}, \quad H_2 = \frac{-v_2 \Phi_1 + v_1 \Phi_2}{v}, \quad (2.12)$$

de manera que

$$\langle H_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad \langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

En esta base, sólo H_1 adquiere VEV y juega el papel del doblete de Higgs del SM, mientras que H_2 contiene los grados de libertad adicionales sin VEV que representan nueva física escalar. Esta separación será particularmente útil más adelante, cuando se discutan las Yukawas en la base de masas y el esquema de dos fuentes empleado en esta tesis.

Expandiendo los campos alrededor del vacío en la base de Higgs:

$$H_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \varphi_1^0 + iG^0) \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_2^0 + iA) \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

se identifican los bosones de Goldstone G^\pm y G^0 absorbidos por W^\pm y Z^0 , así como el espectro físico:

- un par de estados cargados H^\pm ,
- un pseudoescalar neutro CP-impar A ,
- y dos escalares neutros CP-par, que se obtienen como mezclas de φ_1^0 y φ_2^0 .

2.4. Espectro de Higgs y acoplamientos gauge

En el sector CP-par, la matriz de masas en la base $(\varphi_1^0, \varphi_2^0)$ puede escribirse como una matriz simétrica real 2×2 ,

$$\mathcal{M}_{\text{CP-par}}^2 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11}^2 & \mathcal{M}_{12}^2 \\ \mathcal{M}_{12}^2 & \mathcal{M}_{22}^2 \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

cuyos elementos dependen de m_{ij}^2 , λ_i y $v_{1,2}$ [8, 9]. Su diagonalización se lleva a cabo mediante una rotación definida por el ángulo α :

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = R(\alpha) \begin{pmatrix} \varphi_1^0 \\ \varphi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1^0 \\ \varphi_2^0 \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

donde por convenio se toma $m_h \leq m_H$. Los autovalores m_h^2 y m_H^2 se expresan en términos de los elementos de $\mathcal{M}_{\text{CP-par}}^2$,

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left[\mathcal{M}_{11}^2 + \mathcal{M}_{22}^2 \pm \sqrt{(\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2)^2 + 4(\mathcal{M}_{12}^2)^2} \right], \quad (2.17)$$

y el ángulo α viene fijado por

$$\tan 2\alpha = \frac{2\mathcal{M}_{12}^2}{\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2}, \quad -\frac{\pi}{2} < \alpha < \frac{\pi}{2}. \quad (2.18)$$

En el sector CP-impar, la masa del pseudoescalar A está dada, en el potencial de (2.4), por [8]

$$m_A^2 = \frac{m_{12}^2}{s_\beta c_\beta} - v^2 \lambda_5, \quad (2.19)$$

donde $s_\beta = \sin \beta$, $c_\beta = \cos \beta$. La masa de los estados cargados se obtiene de la parte del potencial que involucra las componentes cargadas,

$$m_{H^\pm}^2 = \frac{m_{12}^2}{s_\beta c_\beta} - \frac{v^2}{2} (\lambda_4 + \lambda_5). \quad (2.20)$$

Los acoplamientos de los campos físicos a los bosones gauge se obtienen a partir del término cinético. En particular, los acoplamientos hVV y HVV (con $V = W, Z$) se escalan respecto al SM como [4, 8, 19]

$$g_{hVV} = \sin(\beta - \alpha) g_{hVV}^{\text{SM}}, \quad (2.21)$$

$$g_{HVV} = \cos(\beta - \alpha) g_{hVV}^{\text{SM}}, \quad (2.22)$$

donde g_{hVV}^{SM} es el acoplamiento del Higgs del SM. Esto muestra el papel central de la combinación

$$\cos(\beta - \alpha), \quad (2.23)$$

que mide el grado de alineamiento del eigenestado h con la dirección del vacío. En el límite

$$\cos(\beta - \alpha) \rightarrow 0, \quad (2.24)$$

el bosón h acopla de manera prácticamente idéntica al Higgs del SM, lo que es preferido por las mediciones de acoplamientos del LHC [7, 11, 12, 25].

2.5. Sector de Yukawa: tipos I, II, X, Y y modelo tipo III

El sector de Yukawa del 2HDM es donde, en general, aparecen nuevas fuentes de violación de sabor. El lagrangiano más general compatible con la simetría gauge se puede escribir como

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y = & \bar{Q}_L (Y_1^d \Phi_1 + Y_2^d \Phi_2) d_R + \bar{Q}_L (Y_1^u \tilde{\Phi}_1 + Y_2^u \tilde{\Phi}_2) u_R \\ & + \bar{L}_L (Y_1^\ell \Phi_1 + Y_2^\ell \Phi_2) \ell_R + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

donde Y_i^f son matrices complejas 3×3 en espacio de sabor, con $f = u, d, \ell$ e $i = 1, 2$. Tras la ruptura electrodébil, las matrices de masa vienen dadas por

$$M_f = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(v_1 Y_1^f + v_2 Y_2^f \right) \quad (2.26)$$

y al pasar a la base de masas mediante transformaciones unitarias

$$M_f^{\text{diag}} = V_{fL}^\dagger M_f V_{fR}, \quad (2.27)$$

la parte combinada

$$N_f = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-v_2 Y_1^f + v_1 Y_2^f \right) \quad (2.28)$$

genera acoplamientos neutros de Higgs que, en general, no se diagonalizan simultáneamente con M_f [8]. Esto conduce a FCNC a nivel árbol mediadas por h , H^0 y A .

El problema de las FCNC a nivel árbol

Las corrientes neutras con cambio de sabor están fuertemente restringidas por datos de física de mesones (K^0 - \bar{K}^0 , $B_{d,s}$, D^0), decaimientos raros y observables de CP, como se resume en [6, 7]. Si las matrices Y_1^f y Y_2^f fueran completamente generales, los acoplamientos FCNC neutros típicamente serían demasiado grandes. Por ello, en el 2HDM se han propuesto varios mecanismos para suprimir estas corrientes:

- imponer simetrías discretas que eliminen los acoplamientos problemáticos;
- asumir alineamiento en el espacio de Yukawas;
- postular texturas jerárquicas en las matrices de Yukawa.

Los modelos 2HDM tipo I, II, X y Y corresponden a la primera estrategia; el alineamiento de Pich y Tuzón [18] representa la segunda; y el 2HDM-III texturizado, que es el foco de esta tesis, implementa la tercera [10, 13, 20, 36].

Modelos tipo I, II, X y Y

La forma más sencilla de eliminar FCNC de Higgs a nivel árbol es imponer una simetría discreta \mathbb{Z}_2 en el lagrangiano de Yukawa de tal forma que cada tipo de fermión acople sólo a uno de los dobletes [8]. Dependiendo de las asignaciones de cargas \mathbb{Z}_2 a Q_L , u_R , d_R , L_L y ℓ_R , se obtienen cuatro tipos distintos:

- **Tipo I:** todos los fermiones cargados acoplan únicamente a Φ_2 .
- **Tipo II:** quarks up acoplan a Φ_2 , mientras que quarks down y leptones cargados acoplan a Φ_1 .
- **Tipo X** (o leptófilo): todos los quarks acoplan a un doblete, y los leptones a otro.
- **Tipo Y:** combinación alternativa, donde, por ejemplo, u_R y ℓ_R acoplan a Φ_2 , y d_R a Φ_1 .

En todos estos casos, para cada f se tiene o bien $Y_1^f = 0$ o bien $Y_2^f = 0$, lo que implica que los acoplamientos neutros de Higgs quedan diagonalizados en la base de masas y no aparecen FCNC a nivel árbol [8, 12, 18].

Modelo tipo III (caso general)

En el **2HDM-III** se abandona la restricción de que cada especie fermiónica acople a un solo doblete, permitiendo que ambas matrices Y_1^f y Y_2^f sean generales. En este caso, después de la diagonalización de masas, las matrices que controlan los acoplamientos de Higgs neutros no son diagonales, y aparecen FCNC a nivel árbol [12-16].

Esta estructura es precisamente la que hace del 2HDM-III un laboratorio atractivo para estudiar nueva física de sabor: los acoplamientos mediadores de FCNC pueden estar suficientemente suprimidos para ser compatibles con los datos de sabor, pero lo bastante grandes como para generar señales en decaimientos raros de Higgs o de quarks pesados. Sin embargo, la generalidad del modelo implica un gran número de parámetros libres, lo que motiva la introducción de *texturas* en el sector de Yukawa, como se discutirá con detalle en el Capítulo 2 y en la Sec. 2.8 [13, 16, 20, 36].

2.6. Alineamiento, régimen de desacoplamiento y acoplamientos del Higgs ligero

Como se mencionó en la Sec. 2.4, el parámetro $\cos(\beta - \alpha)$ controla el grado de alineamiento entre el eigenestado de Higgs ligero h y la dirección del vacío. El límite $\cos(\beta - \alpha) \rightarrow 0$ se conoce como *límite de alineamiento* [12, 18, 19].

Acoplamientos de Yukawa del Higgs ligero

En el sector de Yukawa, los acoplamientos de h a fermiones dependen tanto de $\cos(\beta - \alpha)$ como de las combinaciones de matrices $Y_{1,2}^f$ que definen la matriz de masas fermiónicas M_f [8, 12, 18]. En los modelos tipo I/II/X/Y, los acoplamientos hff se pueden expresar como factores de escala κ_f relativos al SM, que dependen de α y β de manera simple. En el 2HDM-III, en cambio, aparecen además acoplamientos fuera de la diagonal, cuya estructura está directamente relacionada con las texturas de Yukawa elegidas [12, 13, 15, 16].

En esta tesis se trabajará en un régimen en el que el bosón h está cercano al alineamiento, de modo que sus acoplamientos gauge se aproximan a los del SM y las desviaciones más interesantes se encuentran en el sector de Yukawa, en particular en los acoplamientos con cambio de sabor del tipo $h\bar{t}c$, relevantes para el decaimiento $t \rightarrow ch$ [12, 21, 23].

2.7. Restricciones teóricas y experimentales

El espacio de parámetros del 2HDM está fuertemente restringido por varios tipos de consideraciones. A nivel teórico, además de las condiciones de estabilidad y existencia de mínimo adecuadas discutidas en la Sec. 2.2, se requiere:

- **Unitariedad perturbativa:** las amplitudes de dispersión $2 \rightarrow 2$ de bosones escalares y gauge no deben violar los límites unitariedad a energías altas. Esto se traduce en acotaciones sobre combinaciones lineales de los λ_i [8, 29, 30].
- **Perturbatividad:** los acoplamientos cuárticos λ_i y las Yukawas deben permanecer en un régimen en el que la expansión perturbativa sea válida, típicamente $|\lambda_i| \lesssim 4\pi$ y Yukawas no demasiado grandes [8, 30].

A nivel experimental, las principales restricciones provienen de:

- **Parámetros de precisión electrodébil** (S, T, U): los nuevos estados escalares contribuyen a estos parámetros oblicuos, restringiendo las diferencias de masa entre H, A y H^\pm [7, 8, 30].
- **Búsquedas directas de Higgs adicionales:** los experimentos ATLAS y CMS han puesto límites sobre la producción y decaimiento de H, A y H^\pm en canales como $H/A \rightarrow \tau\tau$, $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ y $H^\pm \rightarrow tb$

[7, 11, 12]. Estos límites imponen cotas inferiores en las masas y también restringen combinaciones de $\tan\beta$ y los acoplamientos de Yukawa.

- **Acoplamientos del Higgs ligero:** las medidas combinadas de los acoplamientos de h a bosones vectoriales y fermiones, resumidas en [7, 25], constriñen $|\cos(\beta - \alpha)|$ a ser pequeño y limitan el tamaño de las desviaciones permitidas en los acoplamientos hff .
- **Observables de sabor:** en el 2HDM-III, las FCNC mediadas por Higgs neutros contribuyen a procesos de sabor como mezclas de mesones neutros, decaimientos raros ($b \rightarrow s\gamma$, $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$, etc.) y potencialmente a decaimientos raros de Higgs y top [6, 7, 12, 13, 16]. Estas restricciones son especialmente relevantes para las texturas de Yukawa adoptadas.

En la presente tesis no se realizará un escaneo exhaustivo del espacio de parámetros del 2HDM-III. En su lugar, se considerará una región representativa que satisface estas restricciones a nivel de orden de magnitud, suficiente para ilustrar el impacto del esquema de texturas en el canal $t \rightarrow ch$. El foco se pondrá en la estructura de Yukawa y en cómo las diferentes entradas de las matrices con textura controlan los acoplamientos de Higgs con cambio de sabor.

Finalmente, en la Sec. 2.8 se desarrollará una revisión profunda de las *texturas de Yukawa* en el 2HDM-III, incluyendo ansatz jerárquicos, propiedades de simetría y la clasificación de texturas paralelas, semi-paralelas y complementarias en el THDM-Tx [13, 16, 17, 20, 36, 37]. Sobre esa base se construirá, en el capítulo siguiente, el esquema de dos fuentes $\hat{Y}_i^f = D_i^f + \Sigma_i^f$ que constituye el aporte central de esta tesis.

2.8. Texturas de Yukawa en el 2HDM-III

En modelos de sabor, el término *textura* se refiere a un patrón organizado en las entradas de una matriz de masas o de Yukawa, caracterizado normalmente por ceros (exactos o aproximados), jerarquías entre los elementos no nulos y, en algunos casos, propiedades de simetría adicionales. La motivación es capturar de forma compacta dos hechos empíricos fundamentales: (i) las masas fermiónicas exhiben jerarquías muy marcadas, y (ii) las matrices de mezcla presentan elementos pequeños comparados con otros, como ocurre en la matriz CKM [1, 3, 5, 7, 38]. En el contexto del 2HDM-III, donde de manera genérica aparecen corrientes neutras con cambio de sabor (FCNC) a nivel árbol, las texturas de Yukawa proporcionan un lenguaje natural para describir las jerarquías de sabor y, al mismo tiempo, controlar las FCNC en concordancia con los datos experimentales [8, 11, 12, 39].

2.8.1. Texturas jerárquicas en matrices de masas y de Yukawa

Tras la ruptura espontánea de la simetría electrodébil, se obtienen las matrices de masa

$$M_u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^u, \quad M_d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^d, \quad M_\ell = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^\ell, \quad (2.29)$$

con $v \simeq 246$ GeV el valor esperado del campo de Higgs. La diagonalización biunitaria de M_u y M_d produce la matriz CKM [1, 2, 5-7]. Esta matriz puede parametrizarse de manera jerárquica mediante el parámetro de Wolfenstein $\lambda \simeq 0.22$,

$$V_{\text{CKM}} \sim \begin{pmatrix} 1 - \mathcal{O}(\lambda^2) & \mathcal{O}(\lambda) & \mathcal{O}(\lambda^3) \\ \mathcal{O}(\lambda) & 1 - \mathcal{O}(\lambda^2) & \mathcal{O}(\lambda^2) \\ \mathcal{O}(\lambda^3) & \mathcal{O}(\lambda^2) & 1 - \mathcal{O}(\lambda^2) \end{pmatrix}, \quad (2.30)$$

lo cual sugiere que las matrices de masa subyacentes poseen también una estructura jerárquica [6, 7].

De forma cualitativa, una textura jerárquica para, por ejemplo, el sector up puede escribirse como

$$M_u \sim \begin{pmatrix} \mathcal{O}(\lambda^n) & \mathcal{O}(\lambda^m) & \mathcal{O}(\lambda^p) \\ \mathcal{O}(\lambda^m) & \mathcal{O}(\lambda^r) & \mathcal{O}(\lambda^s) \\ \mathcal{O}(\lambda^p) & \mathcal{O}(\lambda^s) & \mathcal{O}(1) \end{pmatrix} v, \quad (2.31)$$

donde los exponentes n, m, p, r, s son enteros positivos y λ es un parámetro pequeño asociado a la jerarquía de masas y mezclas. Diferentes elecciones de estos exponentes conducen a diferentes clases de texturas. En

muchos casos, las entradas $(1,1)$ y $(1,3)$ son también pequeñas o incluso cercanas a cero (en un sentido aproximado), lo que refleja la pequeñez de las masas de la primera generación y de los elementos V_{ub} y V_{td} en la CKM [38, 39]. Históricamente se introdujeron texturas con un número determinado de ceros (las llamadas texturas de N ceros), donde ciertos elementos de la matriz se fijan exactamente a cero en una base conveniente. Un ejemplo esquemático de textura con seis ceros para M_u es

$$M_u \sim \begin{pmatrix} 0 & A & 0 \\ A & 0 & B \\ 0 & B & C \end{pmatrix}, \quad (2.32)$$

con A, B, C parámetros complejos. Aunque texturas tan rígidas se encuentran hoy severamente constreñidas por los datos actuales [39], la idea de usar estructuras matriciales con patrones sencillos sigue siendo útil como guía para construir modelos de sabor [8, 17].

En modelos con varios dobletes de Higgs, estas ideas se extienden de manera natural a las matrices de Yukawa $Y_{1,2}^f$ asociadas a cada doblete. El objetivo es mantener la capacidad de reproducir las masas y mezclas observadas, al tiempo que se controla el tamaño de los acoplamientos fuera de la diagonal en las interacciones escalares. En particular, al rotar estas texturas jerárquicas a la base de masas, se ha mostrado que los acoplamientos neutros con cambio de sabor heredan la jerarquía de masas fermiónicas y pueden reescribirse, de forma efectiva, en términos de la raíz geométrica de las masas. Esta observación es la base del llamado *ansatz* de Cheng–Sher, que describimos a continuación.

2.8.2. Ansatz de Cheng–Sher para Yukawas jerárquicas

En el contexto de modelos con múltiples dobles de Higgs, una forma conveniente de resumir el resultado de rotar texturas jerárquicas a la base de masas es el *ansatz* propuesto por Cheng y Sher [17]. La idea central es que, si las matrices de Yukawa en la base de sabor presentan una estructura en potencias de un parámetro pequeño (como en la Ecuación (2.31)), entonces los acoplamientos de Yukawa fuera de la diagonal en la base de masas quedan suprimidos por la raíz geométrica de las masas fermiónicas correspondientes.

De manera efectiva, los elementos fuera de la diagonal de una matriz de Yukawa Y^f en la base de masas pueden escribirse como

$$(Y^f)_{ij} \sim \lambda_{ij}^f \frac{\sqrt{m_i^f m_j^f}}{v}, \quad i \neq j, \quad (2.33)$$

donde m_i^f son las masas fermiónicas físicas del tipo f ($f = u, d, \ell$), v es el VEV electrodébil y los coeficientes λ_{ij}^f son parámetros adimensionales, generalmente supuestos de orden unidad. Esta parametrización captura el hecho de que los acoplamientos con cambio de sabor son tanto más pequeños cuanto más ligera es alguna de las dos generaciones involucradas.

Por otra parte, la parte diagonal de Y^f en la base de masas reproduce, en buena aproximación, los acoplamientos de Yukawa del Modelo Estándar,

$$(Y^f)_{ii} \simeq \frac{m_i^f}{v}, \quad (2.34)$$

de modo que la estructura completa de la matriz queda determinada por las masas conocidas y un conjunto reducido de parámetros libres λ_{ij}^f . En este sentido, el *ansatz* de Cheng–Sher debe entenderse como una parametrización *efectiva* que resume el resultado de diagonalizar matrices de Yukawa con texturas jerárquicas, más que como una hipótesis arbitraria sobre la forma fundamental de los acoplamientos.

Este *ansatz* presenta varias ventajas conceptuales y fenomenológicas:

- Reproduce automáticamente la jerarquía de masas, $m_1^f \ll m_2^f \ll m_3^f$, a través de la parte diagonal (2.34).
- Suprime de forma natural los acoplamientos de sabor exótico: para fermiones ligeros, el factor $\sqrt{m_i^f m_j^f}/v$ es pequeño, de modo que las contribuciones de las primeras generaciones a procesos FCNC se encuentran automáticamente controladas.

- Organiza los acoplamientos FCNC en torno a los parámetros λ_{ij}^f , que pueden ajustarse mediante observables de sabor y datos de colisionadores.

Estas propiedades han motivado el uso extendido del ansatz de Cheng–Sher en estudios de modelos con dos o más dobletes de Higgs, tanto para explorar FCNC en el sector quark como en el leptónico [8, 17]. En los modelos 2HDM tipo I/II/X/Y se impone una simetría discreta (usualmente \mathbb{Z}_2) para evitar FCNC a nivel árbol, mientras que en el 2HDM-III no se impone dicha simetría y pueden aparecer acoplamientos neutros fuera de la diagonal en la base de masa [8, 12].

Una versión habitual del ansatz en el 2HDM-III consiste en escribir las Yukawas del segundo doblete Φ_2 como

$$(Y_2^f)_{ij} = \frac{\sqrt{m_i^f m_j^f}}{v} \chi_{ij}^f, \quad (2.33)$$

donde los parámetros adimensionales χ_{ij}^f codifican la estructura de sabor más allá del SM [17]. El caso $\chi_{ij}^f = 0$ reproduce el límite sin FCNC a nivel árbol, mientras que valores distintos de cero indican acoplamientos con cambio de sabor controlados por la jerarquía de masas.

2.8.2. Esquemas jerárquicos y parametrizaciones en potencias de λ

Una forma conveniente de codificar las jerarquías observadas en masas y mezclas es mediante expansiones en potencias de un parámetro pequeño λ , análogo al parámetro de Wolfenstein en la matriz CKM [6, 7, 38]. En el contexto de texturas de Yukawa, esto se traduce en asignar órdenes en λ a cada entrada de la matriz. Por ejemplo, una textura jerárquica para el sector up puede tomar la forma

$$Y_{\text{tex}}^u \sim \begin{pmatrix} \mathcal{O}(\lambda^6) & \mathcal{O}(\lambda^4) & \mathcal{O}(\lambda^3) \\ \mathcal{O}(\lambda^4) & \mathcal{O}(\lambda^2) & \mathcal{O}(\lambda^2) \\ \mathcal{O}(\lambda^3) & \mathcal{O}(\lambda^2) & \mathcal{O}(1) \end{pmatrix}, \quad (2.34)$$

con $\lambda \simeq 0.22$. Aquí las entradas más grandes se concentran en el sector $(3, 3)$, asociado al quark top, mientras que las entradas que involucran la primera generación se encuentran fuertemente suprimidas. La elección concreta de los exponentes puede ajustarse para reproducir de forma aproximada las masas y mezclas observadas, y este esquema resulta útil cuando se desea conectar las jerarquías de sabor con estructuras subyacentes más fundamentales [1, 38].

En muchos modelos, incluida la construcción adoptada en esta tesis, se considera que una de las matrices de Yukawa (por ejemplo, la asociada al Higgs ligero) está aproximadamente alineada con las masas, mientras que la otra contiene una textura jerárquica parametrizada en términos de λ y de un conjunto reducido de parámetros libres. Esta aproximación permite mantener los acoplamientos del Higgs observado cercanos a los valores del SM, a la vez que se introduce nueva física de sabor en las interacciones restantes [11, 12, 18, 19].

2.8.3. Clasificación de texturas en el 2HDM

En la literatura se consideran distintos tipos de texturas, por ejemplo, en el trabajo sobre el llamado Modelo de Dos Dobletes de Higgs *texturizado* (THDM-Tx), propuesto y desarrollado en [20, 36], las texturas de Yukawa se clasifican según la relación estructural entre las dos matrices Y_1^f y Y_2^f asociadas a cada especie fermiónica f . La idea central es que, aunque el lagrangiano de Yukawa del 2HDM general permite formas completamente arbitrarias para Y_1^f y Y_2^f , se puede imponer que dichas matrices sigan ciertos patrones que, al combinarse, produzcan una matriz de masas M_f con textura de cuatro ceros hermítica [20, 36].

En el THDM-Tx se distinguen tres clases principales de texturas [20, 36]:

Texturas paralelas. En el caso de *texturas paralelas*, se supone que Y_1^f y Y_2^f tienen la misma estructura de textura (por ejemplo, la misma textura de cuatro ceros), de modo que sus entradas no nulas ocupan las mismas posiciones en la matriz:

$$Y_1^f \sim \begin{pmatrix} 0 & * & 0 \\ * & * & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}, \quad Y_2^f \sim \begin{pmatrix} 0 & * & 0 \\ * & * & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

La matriz de masas M_f hereda entonces la misma textura, y la diferencia entre Y_1^f y Y_2^f se codifica en los valores numéricos de los parámetros, pero no en la posición de las entradas distintas de cero. Este escenario es una generalización natural del caso en el que todas las Yukawas comparten una textura tipo Cheng–Sher [13, 17, 20].

Texturas semi-paralelas. En el caso de *texturas semi-paralelas*, una de las matrices de Yukawa (por ejemplo Y_1^f) tiene una textura completa, mientras que la segunda matriz Y_2^f sólo posee algunos elementos distintos de cero, localizados en posiciones que coinciden con ciertas entradas de Y_1^f :

$$Y_1^f \sim \begin{pmatrix} 0 & * & 0 \\ * & * & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}, \quad Y_2^f \sim \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & * \\ 0 & 0 & * \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

Este tipo de configuración captura, por ejemplo, escenarios “top-specific”, donde una de las matrices de Yukawa sólo tiene acoplamientos relevantes para la tercera familia, mientras que la estructura completa responsable de las mezclas se encuentra en la otra matriz [20, 36]. Desde el punto de vista de sabor, la textura semi-paralela permite ajustar de manera flexible la contribución relativa de Y_1^f y Y_2^f a la masa de la tercera generación y a los acoplamientos con cambio de sabor.

Texturas complementarias. En el caso de *texturas complementarias*, las matrices Y_1^f y Y_2^f pueden tener estructuras diferentes, incluso con entradas no nulas en posiciones disjuntas, pero se requiere que al combinarse mediante la Eq. (2.26) den lugar a una matriz de masas hermítica con textura de cuatro ceros [20, 36]. De manera esquemática, se puede tener

$$Y_1^f \sim \begin{pmatrix} 0 & * & 0 \\ * & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad Y_2^f \sim \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & * & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}, \quad (2.37)$$

de tal forma que M_f recupere la textura de cuatro ceros completa en la suma. En este escenario, cada matriz de Yukawa “aporta” diferentes bloques del patrón final, y la estructura de violación de sabor de los acoplamientos de Higgs queda controlada por un número reducido de parámetros libres, típicamente $\tan\beta$ y un parámetro adimensional γ_f que relaciona la entrada (3, 3) de la matriz de masas con la masa de la tercera familia [20, 36].

Comentarios sobre la fenomenología. Como se discute en [20, 36], estas tres clases de texturas dan lugar a diferentes patrones de acoplamientos de Higgs con cambio de sabor. En el caso paralelo, la estructura de violación de sabor se asemeja a la del *ansatz* de Cheng–Sher, con todos los elementos controlados por parámetros de orden uno que multiplican factores $\sqrt{m_i^f m_j^f}/v$. En el caso semi-paralelo, ciertas entradas pueden recibir contribuciones desbalanceadas de Y_1^f y Y_2^f , lo que modifica de forma selectiva los acoplamientos de tercera generación. En el caso complementario, el tamaño de los acoplamientos flavor-violating queda fijado en gran medida por $\tan\beta$, γ_f y las masas fermiónicas, lo que permite expresar los *branching ratios* de procesos como $h \rightarrow \tau\mu$ y $t \rightarrow ch$ en términos de un conjunto especialmente reducido de parámetros [23, 36, 40].

En resumen, la clasificación en texturas paralelas, semi-paralelas y complementarias ofrece un marco sistemático para organizar las posibles estructuras de Yukawa en el THDM-Tx y para entender cómo distintas elecciones se traducen en diferentes patrones de violación de sabor en el sector de Higgs.

Capítulo 3

Un modelo con dos fuentes en el 2HDM tipo III

En los capítulos anteriores se revisó cómo las texturas jerárquicas y el alineamiento de las Yukawa permiten controlar las corrientes neutras con cambio de sabor en modelos con dos dobles de Higgs. Sin embargo, aún queda por explicar de manera más directa la *dominancia* del quark top: su masa es mucho mayor que la de las otras generaciones y su acoplamiento de Yukawa es de orden unidad, comparable a los acoplamientos gauge.

Una forma natural de abordar este hecho en un 2HDM tipo III es suponer que el sector up recibe contribuciones de *dos fuentes* de Yukawa: una fuente dominante, asociada a un doblete de Higgs con un acoplamiento efectivo de orden unidad para el top, y una fuente jerárquica, asociada al otro doblete, que genera las masas de las generaciones ligeras y las mezclas de sabor. En este capítulo construimos y analizamos explícitamente un modelo de este tipo, formulado de manera conveniente en términos de una nueva parametrización de las Yukawa que separa la parte diagonal de la parte no diagonal.

3.1. Una nueva parametrización de las Yukawa: parte diagonal vs. parte no diagonal

En esta sección introducimos una descomposición explícita de las matrices de Yukawa en el 2HDM-III que separa, para cada doblete y especie fermiónica, la contribución puramente *diagonal* (responsable de las masas en la base de masas) de la contribución *fuera de la diagonal* (origen de las corrientes neutras con cambio de sabor, FCNC).

El punto de partida es la base de masas, que se obtiene mediante las rotaciones unitarias V_{fL} y V_{fR} ,

$$M_f^{\text{diag}} = V_{fL}^\dagger M_f V_{fR} = \text{diag}(m_1^f, m_2^f, m_3^f), \quad (3.1)$$

las matrices de Yukawa asociadas a cada doblete se transforman como

$$\tilde{Y}_i^f = V_{fL}^\dagger Y_i^f V_{fR}, \quad i = 1, 2. \quad (3.2)$$

En lo que sigue trabajaremos exclusivamente en esta base de masas, de modo que la matriz de masa es diagonal y se escribirá simplemente como

$$M_f = \text{diag}(m_1^f, m_2^f, m_3^f), \quad (3.3)$$

mientras que toda la estructura de sabor no trivial se encuentra en las matrices \tilde{Y}_i^f .

3.1.1. Descomposición diagonal + no diagonal

La idea central de la parametrización es separar explícitamente, para cada doblete ($i = 1, 2$) y cada especie f , la parte diagonal de las Yukawa (asociada directamente a las masas) de la parte fuera de la diagonal (que

induce FCNC). Para ello escribimos

$$\tilde{Y}_i^f = D_i^f + \Sigma_i^f, \quad i = 1, 2, \quad (3.4)$$

donde:

- D_i^f es una matriz estrictamente *diagonal*,

$$D_i^f = \text{diag}(d_{i1}^f, d_{i2}^f, d_{i3}^f), \quad (3.5)$$

responsable de la contribución a las masas fermiónicas;

- Σ_i^f es una matriz *puramente fuera de la diagonal*, es decir,

$$(\Sigma_i^f)_{ii} = 0, \quad i = 1, 2, 3, \quad (3.6)$$

que concentra toda la información de nueva física de sabor y genera acoplamientos FCNC mediadas por los escalares neutros.

En forma matricial explícita, y suponiendo por simplicidad matrices hermíticas (lo cual reduce el número de parámetros independientes sin perder generalidad para el estudio de FCNC en esta tesis), se tiene

$$D_1^f = \begin{pmatrix} d_{11}^f & 0 & 0 \\ 0 & d_{12}^f & 0 \\ 0 & 0 & d_{13}^f \end{pmatrix}, \quad D_2^f = \begin{pmatrix} b_{11}^f & 0 & 0 \\ 0 & b_{12}^f & 0 \\ 0 & 0 & b_{13}^f \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

$$\Sigma_1^f = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_{12}^f & \sigma_{13}^f \\ \sigma_{12}^{f*} & 0 & \sigma_{23}^f \\ \sigma_{13}^{f*} & \sigma_{23}^{f*} & 0 \end{pmatrix}, \quad \Sigma_2^f = \begin{pmatrix} 0 & \sigma'_{12}{}^f & \sigma'_{13}{}^f \\ \sigma'_{12}{}^{f*} & 0 & \sigma'_{23}{}^f \\ \sigma'_{13}{}^{f*} & \sigma'_{23}{}^{f*} & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

Esta descomposición realiza de manera explícita la separación entre:

- una *fente diagonal* D_i^f , que fija las masas y cuya estructura está completamente determinada por M_f y algunos parámetros adimensionales;
- una *fente no diagonal* Σ_i^f , que introduce acoplamientos $h\bar{f}_i f_j$ con $i \neq j$ una vez que se proyecta sobre los autoestados físicos de Higgs.

Desde el punto de vista algebraico, es conveniente introducir una base de *selectores matriciales* diagonales y no diagonales. Definimos los proyectores diagonales

$$\Delta_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Delta_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Delta_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.9)$$

y un conjunto de matrices que conectan pares de generaciones,

$$E_{12} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad E_{13} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad E_{23} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

En ausencia de fases de CP, (Δ_i, E_{ij}) forman una base conveniente para matrices hermíticas 3×3 . Entonces las matrices D_i^f y Σ_i^f pueden escribirse como

$$D_i^f = d_{i1}^f \Delta_1 + d_{i2}^f \Delta_2 + d_{i3}^f \Delta_3, \quad (3.11)$$

$$\Sigma_i^f = \sigma_{12}^{(i)f} E_{12} + \sigma_{13}^{(i)f} E_{13} + \sigma_{23}^{(i)f} E_{23}, \quad (3.12)$$

lo que enfatiza que toda la información de masas se asocia a la combinación lineal de $\Delta_{1,2,3}$, mientras que la nueva física de sabor vive en las direcciones E_{12} , E_{13} y E_{23} .

3.1.2. Condición de preservación de las masas del SM

En la base de masas, la condición de reproducir exactamente las masas medidas del SM se impone directamente sobre la combinación de Yukawas que entra en la matriz de masa de (2.26). Sustituyendo la descomposición (3.4) obtenemos

$$\begin{aligned} M_f &= \frac{1}{\sqrt{2}} [v_1(D_1^f + \Sigma_1^f) + v_2(D_2^f + \Sigma_2^f)] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} [v_1 D_1^f + v_2 D_2^f + v_1 \Sigma_1^f + v_2 \Sigma_2^f]. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Debido a que, por construcción, M_f es diagonal en esta base, los términos fuera de la diagonal en (3.13) *deben cancelar exactamente*. Esto conduce a la condición

$$v_1 \Sigma_1^f + v_2 \Sigma_2^f = 0, \quad (3.14)$$

que garantiza que las partes no diagonales de las Yukawa *no modifican* las masas fermiónicas. En términos de los parámetros de (3.8) o (3.12), esta condición implica

$$v_1 \sigma_{ij}^{(1)f} + v_2 \sigma_{ij}^{(2)f} = 0, \quad (ij) = (12), (13), (23), \quad (3.15)$$

de modo que una de las matrices Σ_i^f puede tomarse como independiente (la fuente de sabor propiamente dicha) y la otra queda fijada por la relación

$$\Sigma_2^f = -\frac{v_1}{v_2} \Sigma_1^f. \quad (3.16)$$

Esta es la condición clave que separa, en nuestro esquema, el sector de masas (contenido en D_i^f) del sector de FCNC (contenido en Σ_i^f) sin contaminar la matriz M_f .

La parte diagonal de (3.13) queda entonces fijada por

$$M_f = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_1 D_1^f + v_2 D_2^f), \quad (3.17)$$

lo que en términos de los elementos diagonales se traduce en tres ecuaciones (una por generación),

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (v_1 d_{ik}^f + v_2 b_{ik}^f) = m_k^f, \quad k = 1, 2, 3. \quad (3.18)$$

Estas relaciones garantizan que, dada una elección de los parámetros libres contenidos en D_1^f y D_2^f , se recuperan exactamente las masas fermiónicas medidas.

Una forma compacta de escribir (3.17) usando los proyectores (3.9) es

$$M_f = \sum_{k=1}^3 m_k^f \Delta_k, \quad (3.19)$$

mientras que las matrices diagonales se parametrizan como

$$D_i^f = \frac{\xi_i^f}{v_i} \sum_{k=1}^3 m_k^f \Delta_k, \quad (3.20)$$

con ξ_i^f parámetros adimensionales que controlan qué fracción de la masa de cada generación proviene de cada doblete. Al sustituir (3.20) en (3.17) se obtiene

$$\begin{aligned} M_f &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(v_1 \frac{\xi_1^f}{v_1} + v_2 \frac{\xi_2^f}{v_2} \right) \sum_{k=1}^3 m_k^f \Delta_k \\ &= \frac{\xi_1^f + \xi_2^f}{\sqrt{2}} \sum_{k=1}^3 m_k^f \Delta_k. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Por tanto, la condición de reproducir exactamente las masas del SM se reduce a

$$\xi_1^f + \xi_2^f = \sqrt{2}, \quad (3.22)$$

mientras que la combinación ortogonal

$$\zeta_f \equiv \xi_1^f - \xi_2^f \quad (3.23)$$

permanece como un parámetro libre que mide cómo se reparte la “responsabilidad” de la generación de masa entre los dos dobletes. Esta parametrización, reduce de forma drástica el número de parámetros libres en el sector diagonal sin perder generalidad en el tratamiento de masas.

3.1.3. Acoplamiento de Higgs y estructura de FCNC

Una vez establecida la descomposición $\tilde{Y}_i^f = D_i^f + \Sigma_i^f$ y las condiciones (3.14) y (3.17), es posible escribir los acoplamiento de los escalares físicos h , H y A en términos de M_f y Σ_i^f . Para ilustrar la lógica (sin entrar aún en la textura jerárquica concreta), consideremos los acoplamiento de los escalares neutros en la base de masas:

$$-\mathcal{L}_{Y, \text{neutro}} = \bar{f}_L (\Gamma_h^f h + \Gamma_H^f H + i \Gamma_A^f A \gamma_5) f_R + \text{h.c.}, \quad (3.24)$$

donde las matrices Γ_φ^f se obtienen como combinaciones lineales de D_i^f y Σ_i^f con coeficientes dependientes de los ángulos (α, β) [8, 12-15]. Esquemáticamente se tiene

$$\Gamma_h^f \sim \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right) \frac{M_f}{v} + \left(\text{combinación de } \Sigma_{1,2}^f \right), \quad (3.25)$$

$$\Gamma_H^f \sim \left(\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \right) \frac{M_f}{v} + \left(\text{combinación de } \Sigma_{1,2}^f \right), \quad (3.26)$$

de manera que:

- la parte proporcional a M_f reproduce (modificada por factores de mezcla) la estructura de acoplamiento del SM;
- la parte proporcional a Σ_i^f genera acoplamiento fuera de la diagonal $h \bar{f}_i f_j$ con $i \neq j$, responsables de procesos FCNC como $t \rightarrow ch$, $h \rightarrow \tau\mu$, etc.

En el límite de alineamiento $\cos(\beta - \alpha) \simeq 0$, los acoplamiento gauge de h coinciden con los del SM, y la parte proporcional a M_f en Γ_h^f se aproxima a $\frac{M_f}{v}$, mientras que la contribución de Σ_i^f permanece, en principio, no suprimida [12, 18, 19]. Esto hace que el Higgs ligero sea un laboratorio ideal para explorar acoplamiento de cambio de sabor inducidos por la estructura de Σ_i^f , en particular en el canal $t \rightarrow ch$, que será el foco del análisis numérico en capítulos posteriores.

3.2. Reducción del 2HDM-III a los modelos 2HDM-I y 2HDM-II

En el modelo 2HDM-III ambos dobletes pueden acoplarse a cualquier fermión y los términos Σ_i^f permiten FCNC a nivel árbol. Sin embargo, al imponer condiciones particulares sobre los acoplamiento se recuperan los modelos con simetría \mathbb{Z}_2 usuales. Para ello, consideramos el límite en que las contribuciones de sabor se suprimen,

$$\Sigma_i^f \rightarrow 0, \quad (3.27)$$

y únicamente se conservan las partes diagonales D_i^f .

3.2.1. Reducción al modelo tipo I

El modelo tipo I se obtiene cuando **todos los fermiones se acoplan únicamente al segundo doblete**. Esto se implementa tomando

$$\tilde{Y}_1^u = \tilde{Y}_1^d = \tilde{Y}_1^l = 0, \quad (3.28)$$

de modo que las masas se generan exclusivamente por D_2^f . Por tanto,

$$D_2^f = \sqrt{2} \frac{M_f}{v_2}, \quad D_1^f = 0. \quad (3.29)$$

Los acoplamientos físicos quedan completamente determinados por esta matriz diagonal, recuperando exactamente la estructura del 2HDM tipo I sin FCNC.

3.2.2. Reducción al modelo tipo II

El modelo tipo II se caracteriza por que:

- Los quarks tipo *up* se acoplan únicamente al doblete con VEV v_2 .
- Los quarks tipo *down* y los leptones cargados se acoplan únicamente al doblete con VEV v_1 .

Estas condiciones se imponen mediante

$$\tilde{Y}_1^u = 0, \quad \tilde{Y}_2^d = 0, \quad \tilde{Y}_2^l = 0. \quad (3.30)$$

De aquí se sigue que:

$$D_2^u = \sqrt{2} \frac{M_u}{v_2}, \quad D_1^d = \sqrt{2} \frac{M_d}{v_1}, \quad D_1^l = \sqrt{2} \frac{M_l}{v_1}. \quad (3.31)$$

En este límite se recupera exactamente la estructura del 2HDM-II estándar, en el cual los términos responsables de FCNC desaparecen al anularse las matrices Σ_i^f .

3.2.3. Reducción al caso de *alignment*

Además de los modelos tipo I y tipo II, el 2HDM-III también puede reducirse al llamado *alignment limit*, en el cual uno de los autovalores físicos del sector escalar CP-par (el campo h) se acopla a los fermiones y bosones vectoriales de forma idéntica al bosón de Higgs del Modelo Estándar. Este límite se obtiene cuando la dirección del estado físico h coincide con la dirección del vacuum en el espacio de dobletes.

En términos de los ángulos de mezcla del sector escalar esto implica

$$\cos(\beta - \alpha) \rightarrow 0, \quad \sin(\beta - \alpha) \rightarrow 1, \quad (3.32)$$

de modo que h reproduce los acoplamientos del SM. En este límite, el acoplamiento entre los fermiones y el campo h queda dado por

$$Y_h^f = \frac{\sqrt{2}}{v} M_f, \quad (3.33)$$

independientemente de la estructura de Yukawas del modelo completo.

Comentario sobre los distintos alineamientos. En la literatura de modelos de dos dobletes de Higgs el término “alineamiento” se utiliza en dos sentidos relacionados pero distintos. Por un lado, el llamado *alignment limit* del sector escalar (o *Higgs alignment limit*) se refiere a la situación en la que el estado físico h está alineado con la dirección del VEV en el espacio de dobletes, de modo que reproduce exactamente los acoplamientos del Higgs del Modelo Estándar, como se describe en esta subsección. Por otro lado, existe el *alineamiento de Yukawa*, en el cual las matrices de Yukawa asociadas a los distintos dobles de Higgs comparten la misma estructura de sabor (por ejemplo, mediante proporcionalidad o alineamiento singular), lo que suprime las FCNC a nivel árbol.

En esta tesis, salvo indicación explícita, cuando hablemos de “alineamiento” nos referiremos al segundo caso, es decir, al alineamiento en el sector de Yukawa (y en particular al esquema de alineamiento singular discutido en el Apéndice A.5). El término “alignment limit” se reserva para el alineamiento en el sector escalar definido en esta subsección.

Alineamiento en presencia de la descomposición $\tilde{Y}_i^f = D_i^f + \Sigma_i^f$

Al sustituir la descomposición en el lagrangiano de Yukawa, los acoplamientos fermiónicos del campo h toman la forma general

$$Y_h^f = -\frac{\text{sen } \alpha}{\sqrt{2}} (D_1^f + \Sigma_1^f) + \frac{\text{cos } \alpha}{\sqrt{2}} (D_2^f + \Sigma_2^f). \quad (3.34)$$

Para que el campo ligero h se acople como en el Modelo Estándar, este acoplamiento debe ser proporcional a la matriz de masas M_f . Usando

$$M_f = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_1 D_1^f + v_2 D_2^f), \quad (3.35)$$

la condición de alineamiento requiere que *los términos con cambio de sabor desaparezcan*, lo cual se expresa como

$$-\text{sen } \alpha \Sigma_1^f + \text{cos } \alpha \Sigma_2^f = 0. \quad (3.36)$$

Bajo la condición estándar de alineamiento $\text{cos}(\beta - \alpha) = 0$, se obtiene automáticamente

$$\frac{\text{cos } \alpha}{\text{sen } \alpha} = \tan \beta, \quad (3.37)$$

y la relación anterior se reescribe como la condición de alineamiento en el espacio de sabores:

$$\Sigma_2^f = \tan \beta \Sigma_1^f. \quad (3.38)$$

Por tanto, el 2HDM-III entra en el *alignment limit* cuando

$$\Sigma_2^f = \tan \beta \Sigma_1^f, \quad (3.39)$$

y el acoplamiento del Higgs ligero reproduce exactamente el del Modelo Estándar:

$$Y_h^f = \frac{\sqrt{2}}{v} M_f. \quad (3.40)$$

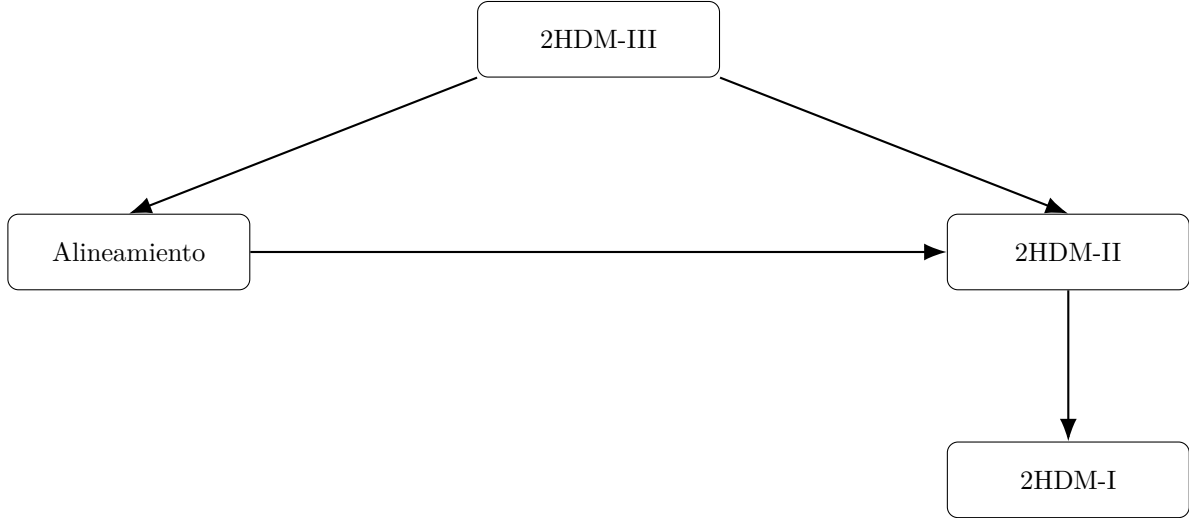


Figura 3.1: Esquema jerárquico de reducciones del modelo 2HDM-III: caminos hacia alineamiento, 2HDM-II y 2HDM-I.

El diagrama anterior resume las distintas reducciones posibles del modelo 2HDM-III. La flecha hacia la región de *alineamiento* representa el límite $\text{cos}(\beta - \alpha) \rightarrow 0$, en el cual el estado escalar ligero adquiere acoplamientos idénticos a los del Higgs del Modelo Estándar. La reducción hacia 2HDM-II se obtiene al imponer la estructura de Yukawas dictada por una simetría \mathbb{Z}_2 , donde únicamente H_2 acopla a quarks tipo up y H_1 a quarks tipo down y leptones. Este mismo patrón puede alcanzarse tanto desde el modelo general como desde el límite de alineamiento. Finalmente, 2HDM-I aparece como un caso más restrictivo del 2HDM-II, al exigir que todos los fermiones se acoplen a un solo doblete.

3.3. Texturas jerárquicas en el esquema de dos fuentes

En la Sec. 3.1 se introdujo una descomposición general de las matrices de Yukawa en la base de masas,

$$\tilde{Y}_i^f = D_i^f + \Sigma_i^f, \quad i = 1, 2, \quad (3.41)$$

donde D_i^f es estrictamente diagonal (fuente de masas) y Σ_i^f es puramente no diagonal (fuente de nueva física de sabor), sujeta a la condición

$$v_1 \Sigma_1^f + v_2 \Sigma_2^f = 0 \quad (3.42)$$

para preservar exactamente las masas fermiónicas del SM.

En esta sección particularizamos dicha construcción al **sector up** y proponemos una *textura jerárquica* concreta para las Yukawas dentro del esquema de dos fuentes. La motivación principal es reproducir simultáneamente:

- la dominancia del acoplamiento del top $m_t \gg m_c \gg m_u$,
- la jerarquía observada de los elementos de la matriz CKM en el sector up,
- y la presencia de acoplamientos con cambio de sabor controlados, relevantes para el decaimiento $t \rightarrow ch$,

utilizando un único parámetro pequeño $\lambda = 0.22$ (análogo al valor del ángulo de Cabibbo) y coeficientes de orden unidad. Este tipo de organización jerárquica fue estudiado en el contexto de un modelo *top-specific*, y es conceptualmente cercano a los ansatz de matrices de masa de Cheng–Sher [17] y a construcciones jerárquicas clásicas inspiradas en [41].

En lo que sigue trabajaremos directamente con las matrices de Yukawa del sector up en la base de sabor (o en una base de interacción convenientemente elegida), las cuales denotaremos por Y_i^u , y que se relacionan con las matrices \tilde{Y}_i^u de la base de masas por medio de las rotaciones unitarias definidas en la Sec. 3.1. El énfasis estará en la estructura jerárquica de las entradas y en su impacto sobre las masas y mezclas.

3.3.1. Base de selectores para el sector up

Para construir de manera compacta las texturas jerárquicas, resulta útil introducir una base de matrices *selectoras* L_n que activan subconjuntos específicos de entradas en la matriz de Yukawa. Definimos

$$\begin{aligned} L_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, & L_2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, & L_3 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ L_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & L_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Su interpretación es directa:

$$L_1 \rightarrow (33), \quad L_2 \rightarrow (23+32), \quad L_3 \rightarrow (22), \quad L_4 \rightarrow (12+21), \quad L_5 \rightarrow (13+31).$$

Obsérvese que estos selectores pueden verse como una sub-base concreta del conjunto de selectores diagonales y no diagonales introducidos en Ecs. (3.9)–(3.10); por ejemplo, $L_1 = \Delta_3$, $L_3 = \Delta_2$, $L_2 = E_{23}$, $L_4 = E_{12}$ y $L_5 = E_{13}$. La ventaja de utilizar los L_n es que permiten referirnos de manera compacta a los *canales de mezcla* que conectan directamente generaciones particulares en el sector up.

3.3.2. Yukawas con dos fuentes en el sector up

El modelo considerado asume que, en el sector up, el segundo doblete H_2 aporta la entrada dominante asociada al top, mientras que el primer doblete H_1 organiza el resto de la jerarquía a través de potencias de λ . De manera esquemática:

- Y_2^u contiene principalmente la entrada (33) dominante (top),
- Y_1^u aporta las entradas subdominantes que generan m_c , m_u y las mezclas.

La textura se define entonces como

$$Y_2^u = \kappa L_1, \tag{3.44}$$

$$Y_1^u = c_1 \lambda^0 L_1 + c_3 \lambda^4 L_3 + c_2 \lambda^2 L_2 + c_4 \lambda^1 L_4 + c_5 \lambda^3 L_5, \tag{3.45}$$

donde $\lambda = 0.22$ y los coeficientes c_i y κ son parámetros complejos de orden unidad.¹

Escribiendo de forma explícita las matrices de Yukawa resultantes, se obtiene

$$Y_1^u = \begin{pmatrix} 0 & c_4 \lambda & c_5 \lambda^3 \\ c_4 \lambda & c_3 \lambda^4 & c_2 \lambda^2 \\ c_5 \lambda^3 & c_2 \lambda^2 & c_1 \end{pmatrix}, \quad Y_2^u = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \kappa \end{pmatrix}. \tag{3.46}$$

Al combinar ambas fuentes, la matriz de masas del sector up tras la ruptura electrodébil resulta

$$M_u = \frac{v_1}{\sqrt{2}} Y_1^u + \frac{v_2}{\sqrt{2}} Y_2^u, \quad v^2 = v_1^2 + v_2^2, \tag{3.47}$$

de modo que la dominancia de la entrada (33) se logra mediante la suma coherente de las contribuciones de H_1 y H_2 , mientras que las demás entradas se organizan en potencias de λ tal como se resume en la siguiente tabla.

3.3.3. Patrones jerárquicos y potencias de λ

Para facilitar la lectura, presentamos el patrón jerárquico asociado a cada selector L_n y la potencia de λ asignada en (3.45):

Selector	Entrada(s) activada(s)	Potencia de λ	Interpretación cualitativa
L_1	(33)	λ^0 (dominante)	Escala del top, contribución principal a m_t
L_3	(22)	λ^4	Escala del charm, $m_c/m_t \sim \lambda^4$
L_2	(23+32)	λ^2	Mezcla entre 2a y 3a generación, relacionada con V_{cb}
L_4	(12+21)	λ^1	Mezcla entre 1a y 2a generación, relacionada con V_{us}
L_5	(13+31)	λ^3	Mezcla entre 1a y 3a generación, relacionada con V_{ub}

Tabla 3.1: Patrón jerárquico basado en $\lambda = 0.22$ para las entradas de Y_1^u en el sector up. Las potencias se eligen de forma análoga a las jerarquías empíricas de masas y elementos de la matriz CKM [7, 17, 41].

Este patrón reproduce de manera natural la jerarquía observada entre $m_t \gg m_c \gg m_u$ y las supresiones típicas de las mezclas $|V_{cb}| \ll 1$, $|V_{ub}| \ll |V_{cb}|$, $|V_{us}| \sim \lambda$. En particular:

- La entrada (33) dominada por L_1 fija la escala de m_t , con una contribución adicional de Y_2^u controlada por κ y v_2 .
- La entrada (22) de orden λ^4 permite obtener un m_c del orden correcto cuando se combina con la mezcla inducida por $(23 + 32) \sim \lambda^2$.
- Las entradas $(12 + 21) \sim \lambda$ y $(13 + 31) \sim \lambda^3$ generan mezclas compatibles con los valores experimentales de V_{us} y V_{ub} , respectivamente.

¹En los ejemplos numéricos que se presentarán más adelante trabajaremos con coeficientes reales para simplificar la discusión de masas y mezclas.

3.3.4. Ejemplo numérico representativo

Para ilustrar cómo la textura de Ecs. (3.44)–(3.46) puede reproducir las masas y mezclas observadas en el sector up, consideremos un ejemplo representativo con

$$\lambda = 0.22, \quad \kappa \sim \mathcal{O}(1),$$

y una elección de coeficientes de orden unidad, los cuáles no son arbitrarios, sino que se fijan pidiendo que la matriz de masas M_u reproduzca las jerarquías observadas en el sector up.

Hipótesis de partida

Tomamos como parámetros de entrada

$$\lambda = 0.22, \quad \tan \beta = 10, \quad v \simeq 246 \text{ GeV}, \quad (3.48)$$

de donde

$$\sin \beta = \frac{\tan \beta}{\sqrt{1 + \tan^2 \beta}} \simeq 0.995, \quad \cos \beta = \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 \beta}} \simeq 0.0995, \quad (3.49)$$

y por tanto

$$v_1 = v \cos \beta \simeq 24.5 \text{ GeV}, \quad v_2 = v \sin \beta \simeq 244 \text{ GeV}. \quad (3.50)$$

Para las potencias de λ se tiene numéricamente

$$\lambda^2 \simeq 0.0484, \quad \lambda^3 \simeq 0.0106, \quad \lambda^4 \simeq 2.3 \times 10^{-3}. \quad (3.51)$$

En el ejemplo se busca reproducir de manera cualitativa las masas

$$m_t \sim 173 \text{ GeV}, \quad m_c \sim 1.3 \text{ GeV}, \quad m_u \sim \mathcal{O}(\text{MeV}), \quad (3.52)$$

así como el tamaño típico de las mezclas asociadas a $|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$ y $|V_{us}|$ [7].

Determinación de κ y c_1 : dominancia del top

La entrada (3,3) de la matriz de masas viene dada, a partir de (3.46) y (3.47), por

$$(M_u)_{33} = \frac{v_1}{\sqrt{2}} c_1 + \frac{v_2}{\sqrt{2}} g. \quad (3.53)$$

La filosofía del modelo de dos fuentes es que el top sea generado principalmente por la fuente asociada a Y_2^u , de modo que imponemos

$$(M_u)_{33} \simeq \frac{v_2}{\sqrt{2}} \kappa \simeq m_t, \quad c_1 \simeq 0. \quad (3.54)$$

De aquí se obtiene

$$\kappa \simeq \frac{\sqrt{2} m_t}{v_2} \simeq \frac{1.414 \times 173 \text{ GeV}}{244 \text{ GeV}} \simeq 1.0, \quad (3.55)$$

por lo que tomaremos $\kappa \sim 1$ y $c_1 \simeq 0$ en el benchmark.

Determinación de c_3 : escala del charm

La entrada (2,2) de M_u proviene esencialmente del término proporcional a L_3 ,

$$(M_u)_{22} \simeq \frac{v_1}{\sqrt{2}} c_3 \lambda^4, \quad (3.56)$$

pues las contribuciones de mezcla son subdominantes en el ejemplo. Exigiendo que este elemento sea del orden de la masa del charm, es decir,

$$(M_u)_{22} \sim m_c \sim 1.3 \text{ GeV}, \quad (3.57)$$

se obtiene

$$c_3 \simeq \frac{\sqrt{2} m_c}{v_1 \lambda^4} \simeq \frac{1.414 \times 1.3}{24.5 \times 2.3 \times 10^{-3}} \simeq 32, \quad (3.58)$$

que redondeamos a

$$c_3 \approx 30, \quad (3.59)$$

ya que el objetivo es reproducir jerarquías de orden de magnitud y no un ajuste de alta precisión. Obsérvese que el acoplamiento efectivo en la Yukawa es

$$c_3 \lambda^4 \sim 30 \times 2.3 \times 10^{-3} \sim 0.07, \quad (3.60)$$

es decir, una entrada perfectamente perturbativa.

Determinación de c_2 : mezcla 2–3 y V_{cb}

La entrada (2,3) viene dada por

$$(M_u)_{23} \simeq \frac{v_1}{\sqrt{2}} c_2 \lambda^2, \quad (3.61)$$

y controla la mezcla entre segunda y tercera generación. Una elección razonable para inducir un ángulo de mezcla compatible con $|V_{cb}| \sim 0.04$ [7] es tomar

$$(M_u)_{23} \sim 7 \text{ GeV}. \quad (3.62)$$

Con este valor de referencia se obtiene

$$c_2 \simeq \frac{\sqrt{2} (M_u)_{23}}{v_1 \lambda^2} \simeq \frac{1.414 \times 7}{24.5 \times 0.0484} \simeq 8.3, \quad (3.63)$$

que redondeamos a

$$c_2 \approx 9. \quad (3.64)$$

El acoplamiento efectivo asociado es

$$c_2 \lambda^2 \sim 9 \times 0.0484 \sim 0.4, \quad (3.65)$$

del mismo orden que las entradas dominantes en el sector top.

Determinación de c_5 : mezcla 1–3 y V_{ub}

La entrada (1,3) de la matriz de masas viene controlada por

$$(M_u)_{13} \simeq \frac{v_1}{\sqrt{2}} c_5 \lambda^3, \quad (3.66)$$

y está relacionada con la mezcla directa entre primera y tercera generación. Tomando como referencia

$$(M_u)_{13} \sim 0.5\text{--}0.6 \text{ GeV}, \quad (3.67)$$

valor suficiente para generar un $|V_{ub}|$ pequeño pero no nulo, se obtiene

$$c_5 \simeq \frac{\sqrt{2} (M_u)_{13}}{v_1 \lambda^3} \simeq \frac{1.414 \times 0.6}{24.5 \times 0.0106} \simeq 3.2, \quad (3.68)$$

por lo que

$$c_5 \approx 3. \quad (3.69)$$

Elección de c_4 : mezcla 1–2 y rol del sector down

Finalmente, la entrada (1,2) de M_u viene dada por

$$(M_u)_{12} \simeq \frac{v_1}{\sqrt{2}} c_4 \lambda. \quad (3.70)$$

En el benchmark considerado optaremos por

$$c_4 \simeq 0, \quad (3.71)$$

de modo que la mezcla 1–2 relevante para $|V_{us}|$ se origine principalmente en el sector down, o bien se mantenga muy suprimida en este ejemplo específico. Esta elección simplifica el análisis sin afectar el objetivo principal de la tesis, que es estudiar el impacto de la textura en el decaimiento $t \rightarrow ch$.

En conjunto, las expresiones anteriores muestran que los valores

$$c_3 \approx 30, \quad c_2 \approx 9, \quad c_5 \approx 3, \quad c_4 \simeq 0, \quad c_1 \simeq 0 \quad (3.72)$$

surgen de imponer que la matriz M_u reproduzca:

- la escala de masas $m_t \gg m_c \gg m_u$,
- y el tamaño típico de las mezclas asociadas a V_{cb} y V_{ub} ,

para $\lambda = 0.22$ y $\tan \beta = 10$. Se trata de un *punto de referencia* en el espacio de parámetros que demuestra que la textura jerárquica propuesta es capaz de acomodar de forma natural las jerarquías observadas, con coeficientes de orden unidad, sin recurrir a ajustes finos. En los capítulos siguientes se mostrará cómo este mismo conjunto de parámetros determina la magnitud de los acoplamientos con cambio de sabor del Higgs ligero y, en particular, del *branching ratio* $BR(t \rightarrow ch)$.

Ya teniendo nuestros valores determinados, podemos sustituir en (3.46) y en (3.47), entonces se obtiene una matriz de masas del orden

$$M_u \simeq \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0.62 \\ 0 & 1.26 & 7.1 \\ 0.62 & 7.1 & 173 \end{pmatrix} \text{ GeV}, \quad (3.73)$$

cuya diagonalización reproduce correctamente, dentro de la precisión esperada para un ansatz de orden de magnitud, los valores experimentales de

$$m_t, \quad m_c, \quad m_u$$

así como las entradas dominantes de la matriz CKM asociadas al sector up [7]. En particular, el patrón de mezclas induce valores compatibles para $|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$ y $|V_{us}|$ al nivel de jerarquías en potencias de λ .

Es importante enfatizar que el propósito de este ejemplo es mostrar que:

- con coeficientes $\mathcal{O}(1)$ y un único parámetro pequeño λ ,
- la textura definida por los L_n y las potencias de la Tabla 3.1,

se puede obtener una descripción razonable del sector up que respeta las jerarquías experimentales sin recurrir a un ajuste fino de parámetros. En el resto de la tesis, nos interesará principalmente cómo esta estructura se traduce en acoplamientos de cambio de sabor del Higgs ligero, en particular en el vértice $h\bar{t}c$.

3.3.5. Interpretación y conexión con el esquema de dos fuentes

Desde el punto de vista del esquema $D+\Sigma$ introducido en la Sec. 3.1, la textura anterior puede interpretarse como sigue:

- La parte dominante proporcional a L_1 contribuye de manera principal a la matriz diagonal D_i^u y, por tanto, a la generación de m_t .
- Las entradas fuera de la diagonal asociadas a L_2 , L_4 y L_5 alimentan directamente las matrices Σ_i^u , que en la base de masas se traducen en los acoplamientos con cambio de sabor $h\bar{t}c$, $h\bar{c}t$, etc., una vez impuesta la condición de cancelación $v_1 \Sigma_1^u + v_2 \Sigma_2^u = 0$.

De esta manera, las mismas estructuras que controlan las jerarquías de masas y mezclas en el sector up determinan también la magnitud de los acoplamientos FCNC del Higgs. En particular, la entrada (23) del sector up, naturalmente del orden λ^2 , juega un papel central en el vértice $h\bar{t}c$ que gobierna el decaimiento $t \rightarrow ch$. Como se verá en el siguiente capítulo, el *branching ratio* $BR(t \rightarrow ch)$ resulta ser una función simple de la entrada no diagonal relevante de Σ^u y de los ángulos del sector escalar (α, β) .

En resumen, el esquema de texturas jerárquicas con dos fuentes de Yukawa:

- reproduce de manera cualitativa las jerarquías de masas y mezclas del sector up con un número reducido de parámetros;
- proporciona una parametrización controlada de los acoplamientos FCNC de Higgs, especialmente adecuada para estudiar canales raros como $t \rightarrow ch$;
- y se integra de forma natural en el marco general del 2HDM-III presentado en los capítulos anteriores.

En el capítulo siguiente se utilizará esta textura explícita para derivar las expresiones analíticas de los acoplamientos $h\bar{t}c$ y para calcular el *branching ratio* $BR(t \rightarrow ch)$, confrontando el resultado con los límites experimentales actuales del LHC.

Capítulo 4

Fenomenología de $t \rightarrow ch$ en el 2HDM-III con dos fuentes de Yukawa

4.1. Decaimiento raro $t \rightarrow ch$

Los decaimientos con cambio de sabor en el sector top constituyen una ventana privilegiada a la estructura fuera de la diagonal de las matrices de Yukawa. En el Modelo Estándar este modo está fuertemente suprimido, $\text{BR}(t \rightarrow ch) \sim 10^{-15}$ [7, 8], debido a la estructura GIM y a la ausencia de acoplamientos de Higgs con cambio de sabor a nivel árbol. En extensiones con dos dobletes de Higgs y Yukawas generales el decaimiento puede alcanzar valores cercanos a las sensibilidades actuales del LHC [12, 15, 21, 24, 25].

En particular, en modelos tipo III descritos mediante la descomposición $D+\Sigma$ discutida en el Capítulo 3.1, las entradas no diagonales de las matrices Σ^u generan acoplamientos de Higgs ligero con cambio de sabor. El canal $t \rightarrow ch$ es entonces un observable natural para poner a prueba el esquema de dos fuentes introducido en el Capítulo 3, donde el elemento (23) del sector up juega un papel central.

El canal $t \rightarrow ch$ es particularmente relevante por varias razones fenomenológicas. En primer lugar, se trata de la señal más sensible de violación de sabor en el sector up asociada al Higgs ligero: cualquier acoplamiento $h\bar{t}c$ distinto de cero indica nueva física más allá del SM. En segundo lugar, los límites experimentales actuales de ATLAS y CMS se encuentran ya en el rango $\text{BR}(t \rightarrow ch) \sim 10^{-4}-10^{-3}$ [7, 24, 25], de modo que pequeñas desviaciones de alineamiento pueden producir tasas accesibles a los datos presentes y futuros. Finalmente, como se mostró en el Capítulo 3, el 2HDM-III con dos fuentes de Yukawa y texturas jerárquicas predice de forma natural acoplamientos $h\bar{t}c$ controlados pero no despreciables, lo que convierte a $t \rightarrow ch$ en un observable ideal para poner a prueba la estructura de sabor del modelo.

4.1.1. Acoplamiento efectivo $t-c-h$

Antes de estudiar el decaimiento $t \rightarrow ch$ conviene precisar cómo cuantificamos las desviaciones respecto del alineamiento singular discutido en el Capítulo 3.1. En el límite de alineamiento perfecto las matrices de Yukawa neutras quedan simultáneamente diagonales en la base de masas, lo que en nuestro lenguaje equivale a

$$\Sigma_{ij}^u = 0, \quad \forall i \neq j. \quad (4.1)$$

Para describir pequeñas desviaciones de este escenario adoptamos una parametrización tipo Cheng–Sher [17] motivada por la descomposición SVD de la matriz de masas, escribiendo

$$\Sigma_{ij}^u = \frac{\sqrt{m_i^u m_j^u}}{v} \lambda_{ij}^u, \quad i \neq j, \quad (4.2)$$

donde m_i^u son las masas de los quarks up y λ_{ij}^u son parámetros adimensionales que miden directamente el tamaño de la desviación respecto del alineamiento singular. El caso de alineamiento perfecto se recupera para $\lambda_{ij}^u = 0$, mientras que valores de $\lambda_{ij}^u \sim \mathcal{O}(1)$ corresponden a las desviaciones naturales esperadas en un

2HDM-III con texturas jerárquicas [12, 13, 15]. En el resto de este capítulo nos concentraremos en la entrada λ_{23}^u , directamente asociada al canal $t \rightarrow ch$.

En la Sec. 3.1.3 vimos que, de manera general, los acoplamientos de los escalares neutros a fermiones en un 2HDM-III pueden escribirse como

$$-\mathcal{L}_{Y, \text{neutro}} = \bar{u}_L (\Gamma_h^u h + \Gamma_H^u H + i \Gamma_A^u A \gamma_5) u_R + \text{h.c.}, \quad (4.3)$$

donde las matrices Γ_φ^u se obtienen como combinaciones lineales de D_i^u y Σ_i^u con coeficientes dependientes de los ángulos (α, β) [8, 12, 13, 15]. En el límite de alineamiento, $|\cos(\beta - \alpha)| \ll 1$, la parte proporcional a la matriz de masas M_u reproduce acoplamientos prácticamente idénticos a los del SM, mientras que las contribuciones fuera de la diagonal provienen exclusivamente de una combinación lineal de las matrices Σ_i^u .

Resulta conveniente parametrizar la parte de violación de sabor del Higgs ligero mediante una matriz efectiva ξ^u , de manera que en la base de masas del sector up:

$$-\mathcal{L}_{h_u}^{\text{FCNC}} = h \bar{u}_L \xi^u u_R + \text{h.c.}, \quad (4.4)$$

donde ξ^u es una matriz general compleja, puramente fuera de la diagonal si se ha separado la contribución de M_u . En el marco $D + \Sigma$, y usando la condición $v_1 \Sigma_1^u + v_2 \Sigma_2^u = 0$ de la Ecuación (3.14), se puede mostrar que únicamente una combinación lineal de las Σ_i^u contribuye a ξ^u ; en esta tesis la denotaremos simplemente por Σ^u , de forma que

$$\xi^u = \frac{\cos(\beta - \alpha)}{\sqrt{2}} \Sigma^u, \quad (4.5)$$

lo cual hace explícita la supresión por el ángulo de alineamiento y el hecho de que las FCNC del Higgs están completamente codificadas en las entradas de Σ^u .

De (4.4) y (4.5) se obtiene, para el canal con cambio de sabor $t \leftrightarrow c$,

$$\mathcal{L}_{htc} = h \bar{t} (\kappa_{tc}^h P_R + \kappa_{ct}^h P_L) c + \text{h.c.}, \quad (4.6)$$

con

$$\kappa_{tc}^h = (\xi^u)_{tc} = \frac{\cos(\beta - \alpha)}{\sqrt{2}} \Sigma_{23}^u, \quad \kappa_{ct}^h = (\xi^u)_{ct} = \frac{\cos(\beta - \alpha)}{\sqrt{2}} \Sigma_{32}^u. \quad (4.7)$$

Bajo la hipótesis de que la matriz Σ^u es hermítica (caso que hemos adoptado en el Capítulo 3 para reducir el número de parámetros), se cumple $\Sigma_{32}^u = (\Sigma_{23}^u)^*$, de modo que $|\kappa_{tc}^h| = |\kappa_{ct}^h|$. En lo que sigue supondremos esta situación y escribiremos simplemente

$$\Sigma_{23}^u \equiv \Sigma_{23}, \quad \kappa_{tc}^h = \kappa_{ct}^h = \frac{\cos(\beta - \alpha)}{\sqrt{2}} \Sigma_{23}. \quad (4.8)$$

Nótese que, en el esquema de texturas jerárquicas del Capítulo 3.3, la entrada relevante (23) está controlada por el selector L_2 y una potencia λ^2 . En el benchmark construido en la Sec. 3.3.4, esto conduce a un valor efectivo de orden $\Sigma_{23} \sim c_2 \lambda^2 \sim 0.4$, lo cual tendrá implicaciones directas en el valor numérico de $\text{BR}(t \rightarrow ch)$.

4.1.2. Anchura parcial

A partir del lagrangiano efectivo (4.6), el elemento de matriz para el proceso $t(p_t) \rightarrow c(p_c) h(p_h)$ viene dado por

$$\mathcal{M} = \bar{u}_c(p_c) (\kappa_{ct}^h P_L + \kappa_{tc}^h P_R) u_t(p_t). \quad (4.9)$$

Sumando sobre espines finales y promediando sobre el espín inicial, y tomando el límite $m_c \rightarrow 0$, se obtiene

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = (|\kappa_{tc}^h|^2 + |\kappa_{ct}^h|^2) (m_t^2 - m_h^2), \quad (4.10)$$

donde hemos usado las identidades estándar de espinores de Dirac [1, 2]. La fase espacial de dos cuerpos se puede escribir como

$$\Gamma(t \rightarrow ch) = \frac{1}{16\pi m_t^3} |\mathcal{M}|^2 \lambda_K^{1/2} (m_t^2, m_c^2, m_h^2), \quad (4.11)$$

donde λ_K es el polinomio de Källén

$$\lambda_K(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc, \quad (4.11)$$

que determina el módulo del momento de las partículas finales en el sistema en reposo de la partícula inicial. Este símbolo no debe confundirse con el parámetro jerárquico $\lambda = 0.22$ utilizado en la Sec. 2.8 para las texturas de Yukawa. En el límite $m_c \ll m_t$ se tiene $\lambda_K^{1/2}(m_t^2, 0, m_h^2) = m_t^2 \left(1 - \frac{m_h^2}{m_t^2}\right)$, por lo que la anchura parcial se reduce a

$$\Gamma(t \rightarrow ch) = \frac{m_t}{16\pi} (|\kappa_{tc}^h|^2 + |\kappa_{ct}^h|^2) \left(1 - \frac{m_h^2}{m_t^2}\right)^2. \quad (4.12)$$

Usando ahora la relación (4.7) y la hermiticidad de Σ^u , se obtiene

$$|\kappa_{tc}^h|^2 + |\kappa_{ct}^h|^2 = 2 \left| \frac{\cos(\beta - \alpha)}{\sqrt{2}} \right|^2 |\Sigma_{23}|^2 = \cos^2(\beta - \alpha) |\Sigma_{23}|^2, \quad (4.13)$$

y por tanto

$$\Gamma(t \rightarrow ch) = \frac{m_t}{16\pi} \cos^2(\beta - \alpha) |\Sigma_{23}|^2 \left(1 - \frac{m_h^2}{m_t^2}\right)^2. \quad (4.14)$$

Esta expresión muestra de manera explícita dos hechos relevantes para el análisis fenomenológico:

- La anchura es proporcional a $\cos^2(\beta - \alpha)$, y por tanto se suprime en el límite de alineamiento exacto; sin embargo, valores pequeños pero no nulos de $\cos(\beta - \alpha)$ son todavía compatibles con las medidas de acoplamientos de Higgs en el LHC [7].
- La dependencia en la nueva física de sabor está encapsulada en $|\Sigma_{23}|^2$. Esto conecta directamente el decaimiento $t \rightarrow ch$ con la textura jerárquica propuesta en el Capítulo 3.

Hipótesis y aproximaciones utilizadas

En la derivación de la Ecuación (4.14) se han adoptado las siguientes aproximaciones, estándar en el análisis de este canal [15, 21]:

- Se ha despreciado la masa del quark charm frente a la del top, $m_c \ll m_t$, de modo que en el polinomio de Källén se ha tomado el límite $m_c \rightarrow 0$.
- Sólo se ha considerado la contribución del Higgs ligero h . Los estados escalares pesados H y A se suponen más masivos y con acoplamientos fuertemente suprimidos en el escenario cercano al alineamiento, por lo que su aporte al decaimiento $t \rightarrow ch$ es subdominante.
- Se trabaja en un régimen cercano al límite de alineamiento, $|\cos(\beta - \alpha)| \ll 1$, en el que los acoplamientos de h a bosones de gauge son prácticamente estándar, pero se permite una pequeña $\cos(\beta - \alpha) \neq 0$ que multiplica los acoplamientos flavor-violating del Higgs. Esta dependencia aparece explícitamente en (4.14) y (4.15).

Bajo estas hipótesis la expresión para $\Gamma(t \rightarrow ch)$ captura las dependencias dominantes del decaimiento en los parámetros relevantes del modelo: $\cos(\beta - \alpha)$ y la entrada no diagonal Σ_{23} (o, equivalentemente, λ_{23}^u).

4.1.3. Branching ratio y estimación analítica

El *branching ratio* se obtiene dividiendo la anchura parcial (4.14) entre el ancho total del top, $\Gamma_t^{\text{tot}} \simeq 1.32$ GeV [7]:

$$\text{BR}(t \rightarrow ch) = \frac{\Gamma(t \rightarrow ch)}{\Gamma_t^{\text{tot}}} = \frac{m_t}{16\pi \Gamma_t^{\text{tot}}} \cos^2(\beta - \alpha) |\Sigma_{23}|^2 \left(1 - \frac{m_h^2}{m_t^2}\right)^2. \quad (4.15)$$

Tomando los valores de referencia

$$m_t = 172.5 \text{ GeV}, \quad m_h = 125 \text{ GeV}, \quad \Gamma_t^{\text{tot}} = 1.32 \text{ GeV},$$

se obtiene numéricamente

$$\frac{m_t}{16\pi \Gamma_t^{\text{tot}}} \left(1 - \frac{m_h^2}{m_t^2}\right)^2 \simeq 0.59. \quad (4.16)$$

Por tanto, una forma compacta de escribir (4.15) es

$$\text{BR}(t \rightarrow ch) \simeq 0.59 \cos^2(\beta - \alpha) |\Sigma_{23}|^2. \quad (4.17)$$

Esta expresión permite una estimación analítica inmediata del orden de magnitud del decaimiento en función de los parámetros clave del modelo: el ángulo de alineamiento y la entrada no diagonal Σ_{23} .

Conexión con la textura jerárquica. En el esquema de dos fuentes del Capítulo 3, el elemento (23) del sector up está controlado por el coeficiente c_2 y la potencia λ^2 , cf. Tabla 3.1. En el benchmark de la Sec. 3.3.4 se encontró

$$c_2 \approx 9, \quad \lambda^2 \simeq 0.048,$$

de donde

$$\Sigma_{23} \sim c_2 \lambda^2 \sim 0.4. \quad (4.18)$$

Por otro lado, valores típicos compatibles con las medidas de acoplamientos de Higgs permiten $|\cos(\beta - \alpha)| \sim 0.1$ [7, 8, 12]. Sustituyendo estos números en (4.17) se obtiene

$$\text{BR}(t \rightarrow ch) \simeq 0.59 \times (0.1)^2 \times (0.4)^2 \approx 9 \times 10^{-4}, \quad (4.19)$$

es decir, un valor notablemente cercano a los límites actuales del LHC. Este resultado ilustra de manera clara que:

- la textura jerárquica construida en el Capítulo 3 produce de manera natural acoplamientos $h\bar{t}c$ suficientemente grandes como para ser probados en colisionadores de alta energía;
- el canal $t \rightarrow ch$ constituye un observable particularmente sensible a la estructura de Σ_{23} en el sector up.

La relevancia especial de la entrada (23) puede entenderse también a la luz de la descomposición SVD del sector up introducida en el Capítulo 3.1. La jerarquía fuerte $m_t \gg m_c \gg m_u$ implica que la matriz de masas M_u está dominada por el proyector de rango 1 asociado al top, de modo que, en buena aproximación, la singular vector dominante coincide con la tercera generación. En el escenario de alineamiento singular, las dos matrices de Yukawa neutras se alinean precisamente con este proyector dominante, de ahí que las correcciones relevantes a la alineación aparezcan principalmente en las entradas que conectan la tercera generación con las más ligeras. En nuestro caso, la única entrada realmente grande de Σ^u es Σ_{23} , controlada por el selector L_2 y la potencia λ^2 en el esquema de texturas del Capítulo 3. Esto justifica que el decaimiento $t \rightarrow ch$ sea el observable más sensible a las desviaciones de alineamiento en el sector up.

4.1.4. Resultados numéricos

Para explorar con más detalle la dependencia del *branching ratio* respecto de Σ_{23} , se implementó la expresión (4.15) en un código numérico en *Mathematica*, usando como entrada los parámetros de masa del PDG [7] y valores representativos de $\cos(\beta - \alpha)$. En la Figura 4.1 se muestra el comportamiento de $\text{BR}(t \rightarrow ch)$ como función de Σ_{23} para $\cos(\beta - \alpha) = 0.1$.

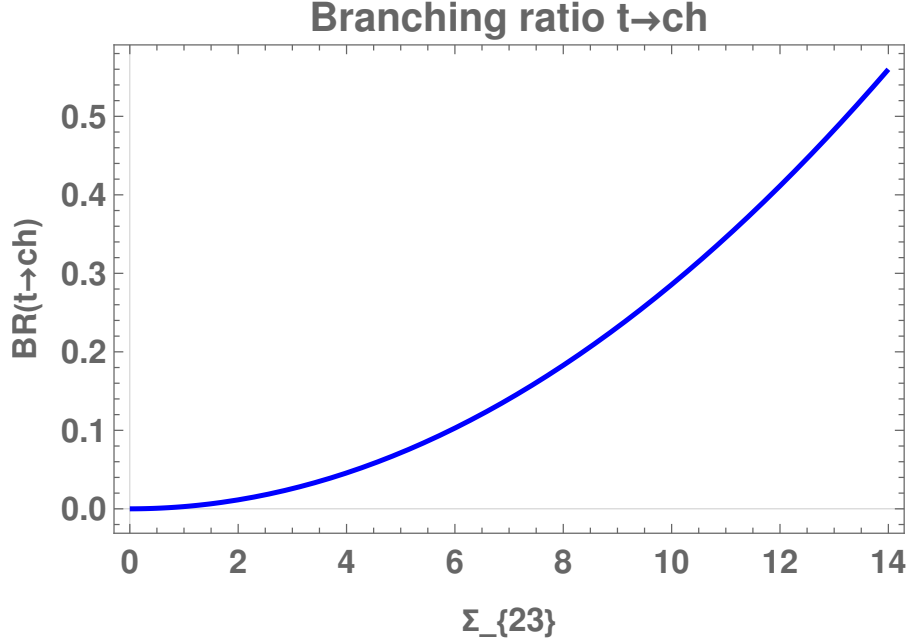


Figura 4.1: Dependencia del branching ratio $t \rightarrow ch$ en función de Σ_{23} para $\cos(\beta - \alpha) = 0.1$ dentro del esquema $D + \Sigma$. La banda sombreada indica la región excluida por los límites actuales de ATLAS y CMS.

La relación analítica (4.17) se traduce, para $\cos(\beta - \alpha) = 0.1$, en

$$\text{BR}(t \rightarrow ch) \simeq 5.9 \times 10^{-3} |\Sigma_{23}|^2. \quad (4.20)$$

Algunos valores representativos se muestran en la Tabla 4.1.

Σ_{23}	$\text{BR}(t \rightarrow ch)$ para $\cos(\beta - \alpha) = 0.1$
0.10	5.9×10^{-5}
0.20	2.3×10^{-4}
0.30	5.3×10^{-4}
0.40	9.4×10^{-4}
0.50	1.5×10^{-3}

Tabla 4.1: Valores ilustrativos del branching ratio $t \rightarrow ch$ como función de Σ_{23} para $\cos(\beta - \alpha) = 0.1$. El valor $\Sigma_{23} \sim 0.4$ corresponde aproximadamente al benchmark del Capítulo 3 y se sitúa cerca del límite experimental actual.

Se observa un crecimiento monótono y aproximadamente cuadrático de $\text{BR}(t \rightarrow ch)$ con Σ_{23} , en concordancia con la estructura de (4.17). Para valores de Σ_{23} del orden del benchmark ($\Sigma_{23} \sim 0.4$), el modelo predice tasas en la vecindad de 10^{-3} , es decir, en el rango accesible a las búsquedas actuales.

4.1.5. Comparación con límites experimentales

Las búsquedas directas del LHC proporcionan los límites más fuertes hasta la fecha sobre decaimientos raros del top con cambio de sabor. De acuerdo con los reportes combinados del PDG 2024 [7] y los análisis de las colaboraciones ATLAS y CMS [24, 25] se tienen, de manera representativa,

$$\text{BR}(t \rightarrow ch) < 9.4 \times 10^{-4} \quad (\text{CMS, 13 TeV}), \quad (4.21)$$

$$\text{BR}(t \rightarrow ch) < 1.1 \times 10^{-3} \quad (\text{ATLAS, 13 TeV}). \quad (4.22)$$

Comparando estos límites con los valores de la Tabla 4.1, se observa que:

- Para $\Sigma_{23} \lesssim 0.3$ el modelo predice $\text{BR}(t \rightarrow ch) \lesssim 5 \times 10^{-4}$, claramente por debajo de los límites actuales.
- Para $\Sigma_{23} \sim 0.4$ se obtienen valores del orden de 9×10^{-4} , cercanos al límite de CMS pero aún compatibles con los datos.
- Valores más grandes, $\Sigma_{23} \gtrsim 0.5$, conducen a $\text{BR}(t \rightarrow ch) \gtrsim 1.5 \times 10^{-3}$, entrando en tensión con las cotas de ATLAS y CMS.

En el contexto del benchmark texturizado del Capítulo 3, donde se espera naturalmente $\Sigma_{23} \sim c_2 \lambda^2 \sim 0.4$, los resultados anteriores sugieren que:

1. El esquema de dos fuentes es capaz de producir tasas de $t \rightarrow ch$ del orden de 10^{-3} , es decir, en la frontera de la sensibilidad actual de los experimentos del LHC.
2. El canal $t \rightarrow ch$ impone restricciones significativas sobre el valor permitido de Σ_{23} y, por extensión, sobre el espacio de parámetros de la textura jerárquica considerada.

Esto refuerza una de las ideas centrales de la tesis: los modelos tipo III con texturas jerárquicas en el sector de Yukawa no sólo pueden reproducir las jerarquías de masas y mezclas observadas, sino que, además, dejan huellas claras en observables de alta energía como el decaimiento $t \rightarrow ch$, que pueden ser exploradas en colisionadores presentes y futuros.

4.1.6. Discusión

Los resultados obtenidos en este capítulo permiten extraer varias conclusiones relevantes:

- Pequeñas desviaciones del alineamiento singular, parametrizadas por los coeficientes λ_{ij}^u del ansatz tipo Cheng–Sher, se traducen en acoplamientos flavor–violating del Higgs ligero controlados por las entradas de Σ^u , en particular Σ_{23} en el sector up.
- La textura jerárquica construida en el esquema de dos fuentes es capaz de reproducir las jerarquías de masas y mezclas del sector up y, al mismo tiempo, predecir valores de $\text{BR}(t \rightarrow ch)$ del orden 10^{-4} – 10^{-3} para parámetros naturales ($\lambda_{23}^u \sim \mathcal{O}(1)$, $|\cos(\beta - \alpha)| \sim 0.1$), es decir, justo por debajo o en la vecindad de los límites actuales del LHC.
- El canal $t \rightarrow ch$ se confirma así como un observable muy sensible a la estructura de sabor del modelo con dos fuentes, proporcionando una vía directa para acotar el tamaño de las entradas no diagonales de las Yukawa en futuros análisis experimentales.

En conjunto, este análisis fenomenológico cumple con los objetivos planteados en la introducción, ya que por un lado, muestra cómo un esquema de dos fuentes permite separar de forma explícita masas y sabor preservando las masas fermiónicas medida, y por otro, ilustra que las texturas jerárquicas propuestas generan señales de nueva física en procesos raros como $t \rightarrow ch$ que pueden ser exploradas experimentalmente.

Conclusiones

En este trabajo se estudió un modelo de dos dobletes de Higgs más allá del teorema de Glashow–Weinberg, incorporando texturas en las matrices de Yukawa del sector quark con énfasis en las jerarquías que emergen al considerar dos fuentes distintas para la generación de masas. La construcción realizada permitió mostrar que la descomposición explícita del espacio de Yukawas en una parte diagonal dominante y una contribución no diagonal controlada, *esquema* $D + \Sigma$, conduce de manera natural a estructuras tipo III, en las cuales los acoplamientos con cambio de sabor no están eliminados por una simetría exacta, sino suprimidos por la propia jerarquía interna del *ansatz*.

El análisis mostró que, aún sin imponer un mecanismo adicional específico para explicar las jerarquías, es posible obtener una estructura compatible con los órdenes de magnitud de las masas y con los elementos principales de la matriz CKM. La construcción en términos de la base de selectores L_n permitió identificar de manera transparente qué entradas controlan las desviaciones respecto de una textura puramente diagonal y cómo dichas entradas se traducen en acoplamientos con cambio de sabor en el sector del Higgs. La parametrización tipo Cheng–Sher $\Sigma_{ij} \propto \sqrt{m_i m_j} \lambda_{ij}$ proporciona, además, una medida directa del tamaño de las desviaciones respecto del alineamiento singular discutido en el cuerpo de la tesis.

A partir del *ansatz* propuesto, se evaluaron explícitamente las contribuciones relevantes al decaimiento raro $t \rightarrow ch$, obteniéndose una predicción simple del *branching ratio* en función del parámetro Σ_{23} (o, equivalentemente, de λ_{23}^u), que actúa como medida directa de la intensidad de las entradas no diagonales que conectan la segunda y la tercera generación en el sector up. La expresión analítica deducida exhibe una dependencia $\text{BR}(t \rightarrow ch) \propto \cos^2(\beta - \alpha) |\Sigma_{23}|^2$, de modo que el decaimiento se ve controlado tanto por el ángulo de alineamiento como por la magnitud de la textura fuera de la diagonal.

Los resultados numéricos muestran un crecimiento monótono y aproximadamente cuadrático de $\text{BR}(t \rightarrow ch)$ conforme $|\Sigma_{23}|$ aumenta, en acuerdo con la estructura analítica del acoplamiento efectivo. Para valores moderados $|\Sigma_{23}| \lesssim 0.3$ las tasas permanecen claramente por debajo de los límites experimentales actuales, mientras que para $|\Sigma_{23}| \sim 0.4$ y valores pequeños pero no nulos de $|\cos(\beta - \alpha)| \sim 0.1$ se alcanzan *branching ratios* del orden 10^{-3} , comparables con los límites reportados por CMS y ATLAS. Esto confirma que la estructura $D + \Sigma$ con texturas jerárquicas es capaz de producir señales observables en procesos con cambio de sabor del quark top, convirtiendo a $t \rightarrow ch$ en un canal especialmente sensible para explorar modelos tipo III.

La comparación final entre el modelo y los límites experimentales recientes mostró que el enfoque adoptado no sólo es consistente con los datos actuales, sino que también sitúa la fenomenología del Higgs con cambio de sabor como una ventana prometedora para futuras pruebas en colisionadores. En conjunto, los resultados obtenidos validan que las texturas estudiadas constituyen una alternativa simple, controlada y eficaz para generar jerarquías de masas y mezclas dentro del marco del 2HDM-III, manteniendo al mismo tiempo la posibilidad de señales accesibles experimentalmente en procesos raros como $t \rightarrow ch$.

Perspectivas y trabajo futuro

Los resultados obtenidos en esta tesis abren diversas líneas de trabajo que pueden desarrollarse con mayor profundidad en estudios posteriores. Entre las extensiones más naturales destacan:

- **Implementación completa de un mecanismo de sabor.** En esta tesis el patrón jerárquico se construyó a nivel efectivo mediante el esquema de dos fuentes, sin embargo, un análisis sistemático de un modelo de sabor concreto (por ejemplo, un modelo con cargas de tipo Froggat-Nielsen que reproduzca

de forma UV-completa las texturas propuestas permitiría dotar al ansatz de un carácter más predictivo y restringido.

- **Extensión al sector leptónico.** El estudio detallado de texturas tipo III en leptones podría generar señales relevantes como los decaimientos $h \rightarrow \tau\mu$ o $h \rightarrow e\mu$, permitiendo evaluar la consistencia conjunta de los sectores quark y leptónico bajo un mismo esquema jerárquico y de alineamiento.
- **Cálculo de correcciones radiativas.** Extender el análisis a un loop permitiría refinar las predicciones del modelo, en particular para procesos sensibles a efectos del sector extendido de Higgs y a la renormalización de los acoplamientos flavor-violating.
- **Estudios en colisionadores futuros.** La sensibilidad mejorada de proyectos como FCC-ee, CEPC o ILC permitirá explorar de forma más precisa el régimen de Σ_{23} en el que este tipo de señales podría hacerse visible, así como otros canales con cambio de sabor tanto en el sector top como en el sector leptónico.

Finalmente, cabe señalar que varias de estas líneas de investigación representan un punto de partida sólido para un proyecto de posgrado. En particular, la exploración de mecanismos de jerarquía en el marco de modelos multi-Higgs, los estudios numéricos globales y el análisis conjunto del sector leptónico y quark en 2HDM tipo III constituyen extensiones naturales del presente trabajo y abren la posibilidad de continuar desarrollando esta línea de investigación en estudios de maestría.

Apéndice A

Derivaciones útiles

Derivaciones útiles

En este apéndice se reúnen las derivaciones y expresiones auxiliares que complementan el desarrollo del modelo propuesto en la tesis. El objetivo es mostrar de manera explícita el paso desde las matrices de Yukawa en la base de interacción hasta los acoplamientos efectivos del bosón de Higgs ligero h y, finalmente, la expresión para el decaimiento raro $t \rightarrow ch$.

En particular, se incluyen:

- la descomposición matricial en una parte diagonal dominante y una contribución no diagonal controlada (*esquema* $D + \Sigma$);
- la rotación a la base de masas y la estimación perturbativa de los ángulos de mezcla;
- los acoplamientos físicos del Higgs neutro h a fermiones en un 2HDM genérico y su reducción al esquema $D + \Sigma$;
- la derivación detallada de la anchura parcial $\Gamma(t \rightarrow ch)$;
- resultados estándar sobre matrices hermíticas, SVD y la estimación de la CKM que se utilizan a lo largo del texto.

A.1. Descomposición Yukawa en el esquema $D + \Sigma$

Consideremos las matrices de Yukawa Y_i^f en la base de interacción, donde $i = 1, 2$ etiqueta a los dobletes de Higgs y $f = u, d, \ell$ el tipo de fermión. En el cuerpo de la tesis se adopta la descomposición

$$Y_i^f = D_i^f + \Sigma_i^f, \quad (\text{A.1})$$

donde D_i^f es diagonal y Σ_i^f contiene únicamente elementos fuera de la diagonal. En este apéndice trabajaremos con una matriz genérica Y^f que resume la combinación relevante para el Higgs ligero h y la escribiremos como

$$Y^f = D^f + \Sigma^f, \quad (\text{A.2})$$

con

$$D^f = \text{diag}(d_1^f, d_2^f, d_3^f), \quad \Sigma^f = \begin{pmatrix} 0 & \Sigma_{12}^f & \Sigma_{13}^f \\ \Sigma_{21}^f & 0 & \Sigma_{23}^f \\ \Sigma_{31}^f & \Sigma_{32}^f & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

La matriz diagonal D^f captura la contribución dominante a las masas fermiónicas, mientras que Σ^f parametriza las desviaciones respecto a una textura puramente diagonal. En el esquema jerárquico utilizado en la tesis estas entradas se suponen pequeñas en el sentido

$$|\Sigma_{ij}^f| \ll |d_3^f|, \quad i \neq j, \quad (\text{A.4})$$

y organizadas mediante potencias de un parámetro jerárquico $\lambda \simeq 0.22$.

A.1.1. Parametrización tipo Cheng–Sher

Para cuantificar las desviaciones de alineamiento se adopta una parametrización tipo Cheng–Sher [17], motivada por la descomposición en valores singulares de la matriz de masas. En la base de masas, las entradas fuera de la diagonal de Σ^f se escriben como

$$\Sigma_{ij}^f = \frac{\sqrt{m_i^f m_j^f}}{v} \lambda_{ij}^f, \quad i \neq j, \quad (\text{A.5})$$

donde m_i^f son las masas físicas de los fermiones del tipo f y λ_{ij}^f son parámetros adimensionales que miden el tamaño de la desviación respecto del alineamiento singular. El caso de alineamiento perfecto se recupera para $\lambda_{ij}^f = 0$, mientras que valores $\lambda_{ij}^f \sim \mathcal{O}(1)$ corresponden a desviaciones naturales en un 2HDM-III con texturas jerárquicas.

En el análisis fenomenológico del sector up la entrada más relevante es λ_{23}^u , directamente asociada al canal $t \rightarrow ch$.

A.2. Rotación a la base de masas y ángulos de mezcla

La matriz de masas del tipo f viene dada, después de la ruptura electrodébil, por

$$M_f = \frac{v_1}{\sqrt{2}} Y_1^f + \frac{v_2}{\sqrt{2}} Y_2^f, \quad (\text{A.6})$$

donde v_1 y v_2 son los VEV de los dobletes H_1 y H_2 , respectivamente. La diagonalización biunitaria se define mediante

$$U_L^{f\dagger} M_f U_R^f = \widehat{M}_f = \text{diag}(m_1^f, m_2^f, m_3^f). \quad (\text{A.7})$$

En la práctica resulta útil trabajar con la matriz hermítica

$$H_f \equiv M_f M_f^\dagger, \quad (\text{A.8})$$

cuyos autovalores son m_i^{f2} y cuya diagonalización involucra sólo a U_L^f :

$$U_L^{f\dagger} H_f U_L^f = \widehat{H}_f = \text{diag}(m_1^{f2}, m_2^{f2}, m_3^{f2}). \quad (\text{A.9})$$

A.2.1. Aproximación perturbativa para los ángulos de mezcla

Supongamos que H_f puede descomponerse como

$$H_f = H_f^{(0)} + \delta H_f, \quad (\text{A.10})$$

donde $H_f^{(0)}$ es diagonal y domina sobre las correcciones δH_f :

$$(H_f^{(0)})_{ii} = m_{i0}^2, \quad |\delta H_{ij}^f| \ll |m_{j0}^2 - m_{i0}^2|. \quad (\text{A.11})$$

El análisis estándar de perturbaciones de matrices hermíticas muestra que, al primer orden, los ángulos de mezcla que rotan entre los estados i y j vienen dados por

$$\theta_{ij}^{(f)} \simeq \frac{\delta H_{ij}^f}{m_{j0}^2 - m_{i0}^2}, \quad i \neq j, \quad (\text{A.12})$$

y que las correcciones de segundo orden a los autovalores son

$$\delta m_i^{f2} \simeq \sum_{j \neq i} \frac{|\delta H_{ij}^f|^2}{m_{i0}^2 - m_{j0}^2}. \quad (\text{A.13})$$

Estas expresiones se emplean en el cuerpo de la tesis para estimar de forma analítica los ángulos de mezcla generados por las entradas Σ_{ij}^f en las texturas propuestas.

A.2.2. Estimación de la matriz CKM

La matriz CKM proviene de la diferencia entre las rotaciones izquierdas de los sectores up y down:

$$V_{\text{CKM}} = U_L^{u\dagger} U_L^d. \quad (\text{A.14})$$

Si las mezclas son pequeñas, se pueden parametrizar las rotaciones izquierdas mediante ángulos $\theta_{ij}^{(u)}$ y $\theta_{ij}^{(d)}$ dados por (A.12). Una expansión lineal en estos ángulos conduce a

$$V_{ij} \simeq \theta_{ij}^{(u)} - \theta_{ij}^{(d)}, \quad (\text{A.15})$$

expresión que se utiliza para verificar que las texturas jerárquicas construidas en el texto reproducen de manera cualitativa la jerarquía observada en los elementos de la CKM.

A.3. Acoplamientos físicos del Higgs neutro

En un 2HDM genérico, los acoplamientos del Higgs más ligero h a los fermiones pueden escribirse, en la base de Yukawas originales Y_1^f y Y_2^f , como

$$Y_h^f = \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} Y_1^f - \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} Y_2^f, \quad (\text{A.16})$$

donde α es el ángulo de mezcla en el sector escalar CP-par y β caracteriza la dirección del vacío en el espacio de dobletes ($\tan \beta \equiv v_2/v_1$). Esta combinación refleja que el estado físico h es una mezcla lineal de las componentes neutras escalares de H_1 y H_2 .

En el esquema de dos fuentes adoptado en la tesis se tiene, de forma cualitativa:

$$Y_2^f \simeq g D^f, \quad Y_1^f = D^f + \Sigma^f, \quad (\text{A.17})$$

donde g es un número adimensional que controla la intensidad de la segunda fuente y Σ^f contiene la parte jerárquica no diagonal, organizada en potencias de λ . Sustituyendo (A.17) en (A.16) y separando las partes diagonal y no diagonal se obtiene

$$Y_h^f = Y_h^{f,\text{diag}} + \frac{\cos(\beta - \alpha)}{\sqrt{2}} \Sigma^f + \mathcal{O}(\Sigma^2), \quad (\text{A.18})$$

donde $Y_h^{f,\text{diag}}$ es proporcional a la matriz de masas M_f y reproduce los acoplamientos del SM en el límite de alineamiento, mientras que el término proporcional a Σ^f contiene exclusivamente los acoplamientos con cambio de sabor. La supresión por $\cos(\beta - \alpha)$ refleja que en el límite de alineamiento exacto las FCNC de h desaparecen.

En el sector up, la entrada relevante para el proceso $t \rightarrow ch$ es $(Y_h^u)_{23}$, dominada por la combinación

$$(Y_h^u)_{23} \simeq \frac{\cos(\beta - \alpha)}{\sqrt{2}} \Sigma_{23}^u. \quad (\text{A.19})$$

A.4. Acoplamiento efectivo $h\bar{c}t$ y ancho parcial

Para efectos fenomenológicos resulta conveniente agrupar las contribuciones de sabor en acoplamientos efectivos simples. Definimos

$$g_{hct} \equiv (Y_h^u)_{23}, \quad g_{htc} \equiv (Y_h^u)_{32}, \quad (\text{A.20})$$

de modo que el lagrangiano efectivo relevante para el decaimiento $t \rightarrow ch$ puede escribirse como

$$\mathcal{L}_{hct} = -\bar{c} (g_{hct} P_R + g_{htc} P_L) t h + \text{h.c.}, \quad (\text{A.21})$$

donde $P_{L,R}$ son los proyectores de quiralidad. En muchos análisis prácticos, y en particular cuando se trabaja con matrices hermíticas Σ^u , se cumple $g_{hct} = g_{htc}^*$, de modo que $|g_{hct}| = |g_{htc}|$.

A.4.1. Derivación de $\Gamma(t \rightarrow ch)$

La amplitud invariante para el proceso

$$t(p_t) \rightarrow c(p_c) h(p_h) \quad (\text{A.22})$$

viene dada por

$$\mathcal{M} = \bar{u}_c(p_c) (g_{hct} P_R + g_{htc} P_L) u_t(p_t). \quad (\text{A.23})$$

Sumando sobre espines finales y promediando sobre el espín inicial, y tomando el límite $m_c \rightarrow 0$, se obtiene

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = (|g_{hct}|^2 + |g_{htc}|^2) (m_t^2 - m_h^2), \quad (\text{A.24})$$

donde se han utilizado las identidades estándar de espinores de Dirac [1, 2].

La fórmula general del decaimiento de dos cuerpos para una partícula de masa m_t que decae en partículas de masas m_c y m_h es

$$\Gamma = \frac{1}{16\pi m_t^3} \lambda_K^{1/2}(m_t^2, m_c^2, m_h^2) |\overline{\mathcal{M}}|^2, \quad (\text{A.25})$$

donde λ_k es el polinomio de Källén. En el límite $m_c \ll m_t$,

$$\lambda_K^{1/2}(m_t^2, 0, m_h^2) = m_t^2 \left(1 - \frac{m_h^2}{m_t^2}\right), \quad (\text{A.26})$$

de modo que la anchura parcial se reduce a

$$\Gamma(t \rightarrow ch) = \frac{m_t}{16\pi} (|g_{hct}|^2 + |g_{htc}|^2) \left(1 - \frac{m_h^2}{m_t^2}\right)^2. \quad (\text{A.27})$$

Si además asumimos que Σ^u es hermítica, se tiene $|g_{hct}|^2 + |g_{htc}|^2 = 2|g_{hct}|^2$, y utilizando la relación (A.19) obtenemos

$$|g_{hct}|^2 + |g_{htc}|^2 = \cos^2(\beta - \alpha) |\Sigma_{23}^u|^2, \quad (\text{A.28})$$

con lo que la anchura adopta la forma

$$\Gamma(t \rightarrow ch) = \frac{m_t}{16\pi} \cos^2(\beta - \alpha) |\Sigma_{23}^u|^2 \left(1 - \frac{m_h^2}{m_t^2}\right)^2. \quad (\text{A.29})$$

Esta es la expresión empleada en el capítulo fenomenológico para estimar el *branching ratio* del proceso $t \rightarrow ch$.

A.4.2. Aproximaciones empleadas

En la derivación anterior se han adoptado las siguientes aproximaciones, estándar en el análisis de este canal:

- Se ha despreciado la masa del quark charm frente a la del top, $m_c \ll m_t$, de modo que m_c no aparece en la cinemática final.
- Sólo se ha considerado la contribución del Higgs ligero h . Los estados escalares pesados H y A se suponen más masivos y con acoplamientos suprimidos en el régimen cercano al alineamiento, por lo que su aporte al decaimiento $t \rightarrow ch$ es subdominante.
- Se trabaja en un régimen cercano al límite de alineamiento, $|\cos(\beta - \alpha)| \ll 1$, en el que los acoplamientos de h a bosones de gauge son prácticamente estándar, pero se permite una pequeña $\cos(\beta - \alpha) \neq 0$ que multiplica los acoplamientos flavor-violating del Higgs.

A.5. SVD, alineamiento singular y rol de Σ_{23}

Para completar la discusión, recordemos que toda matriz de masas compleja M_f admite una descomposición en valores singulares

$$M_f = U_L^f \widehat{M}_f U_R^{f\dagger}, \quad (\text{A.30})$$

donde \widehat{M}_f es diagonal con entradas reales positivas y $U_{L,R}^f$ son matrices unitarias. Cuando las dos matrices de Yukawa que acoplan a un tipo de fermión comparten los mismos autovectores singulares se dice que el modelo está *alineado*, lo que evita FCNC a nivel árbol.

Este es un ejemplo de alineamiento en el sector de Yukawa, distinto del alineamiento del Higgs en el sector escalar (alignment limit) discutido en la Sec. 3.2.3.

En el sector up del 2HDM-III con dos fuentes considerado en esta tesis, la jerarquía fuerte

$$m_t \gg m_c \gg m_u \quad (\text{A.31})$$

implica que la SVD de M_u está dominada por el proyector de rango 1 asociado a la tercera generación. El esquema $D + \Sigma$ puede interpretarse como una desviación controlada respecto de este alineamiento singular:

$$M_u = M_u^{\text{diag}} + \delta M_u, \quad \delta M_u \propto \Sigma^u, \quad (\text{A.32})$$

donde M_u^{diag} está alineado con el proyector del top. En esta imagen, las entradas de Σ^u parametrizan la rotación de la dirección dominante hacia las generaciones ligeras. La entrada Σ_{23}^u , controlada en el esquema de texturas por el selector L_2 y la potencia λ^2 , es la que codifica la desviación más relevante para el canal $t \rightarrow ch$, y de ahí que la anchura parcial (A.29) dependa únicamente de ella a primer orden.

Apéndice B

Benchmarks y constantes

En este apéndice se recopilan los parámetros numéricos, constantes físicas y condiciones de referencia (*benchmarks*) empleados en los cálculos fenomenológicos a lo largo de la tesis. El objetivo es doble:

1. garantizar la reproducibilidad de las figuras y resultados presentados en los capítulos anteriores;
2. facilitar la exploración de otros escenarios en estudios futuros (variaciones del sector escalar, nuevos rangos de texturas, etc.).

Las secciones se organizan según el origen físico de los parámetros: constantes del Modelo Estándar, masas de partículas, parámetros del sector escalar del 2HDM y parámetros propios del esquema $D + \Sigma$.

B.1. Constantes físicas del Modelo Estándar

Los valores numéricos empleados se toman de las compilaciones recientes del Particle Data Group [7]. Para el nivel de precisión de esta tesis es suficiente trabajar con los valores centrales. En la Tabla B.1 se resumen las constantes más relevantes.

Cantidad	Símbolo	Valor
Constante de Fermi	G_F	$1.166\,378\,7 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
Carga eléctrica	$\alpha_{\text{em}}(m_Z)$	1/127.95
Constante fuerte	$\alpha_s(m_Z)$	0.1181
Masa del bosón W	m_W	80.379 GeV
Masa del bosón Z	m_Z	91.1876 GeV
Ángulo débil efectivo	$\text{sen}^2 \theta_W^{\text{eff}}$	0.23122
VEV electrodébil	v	246.22 GeV

Tabla B.1: Constantes físicas del Modelo Estándar empleadas en los cálculos numéricos. Valores tomados de Ref. [7].

B.2. Masas y anchos de partículas relevantes

En esta sección se listan las masas de los fermiones y del bosón de Higgs que intervienen en la construcción de las texturas y en el cálculo de $\text{BR}(t \rightarrow ch)$. Todos los valores se toman de Ref. [7].

Quarks

Quark	Masa (esquema de referencia PDG)
u	$m_u(2 \text{ GeV}) \simeq 2.2 \text{ MeV}$
d	$m_d(2 \text{ GeV}) \simeq 4.7 \text{ MeV}$
s	$m_s(2 \text{ GeV}) \simeq 96 \text{ MeV}$
c	$m_c(m_c) \simeq 1.27 \text{ GeV}$
b	$m_b(m_b) \simeq 4.18 \text{ GeV}$
t	$m_t^{\text{pole}} \simeq 172.5 \text{ GeV}$

Tabla B.2: Masas de quarks utilizadas en la construcción de texturas jerárquicas y en la parametrización Cheng–Sher.

Bosón de Higgs y ancho total del top

- Masa del Higgs ligero:

$$m_h = 125.10 \text{ GeV}. \quad (\text{B.1})$$

- Ancho total del top en el Modelo Estándar:

El ancho dominante proviene del canal $t \rightarrow bW$. Incluyendo correcciones QCD a orden α_s se puede escribir [7]

$$\Gamma_t^{\text{SM}} \simeq \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right], \quad (\text{B.2})$$

de donde, utilizando los valores anteriores, se obtiene el valor de referencia

$$\Gamma_t^{\text{tot}} \simeq 1.32 \text{ GeV}, \quad (\text{B.3})$$

que es el utilizado en el cuerpo de la tesis para calcular el *branching ratio* del canal $t \rightarrow ch$.

B.3. Parámetros del sector escalar del 2HDM

Los parámetros del sector escalar del 2HDM se eligen de forma consistente con un escenario cercano al alineamiento y con masas pesadas fuera del alcance directo de los datos actuales del LHC, pero compatibles con los límites de búsquedas directas [8, 12, 24].

Un conjunto representativo de valores (*benchmark*) utilizado en los cálculos numéricos es:

$$\begin{aligned} m_h &= 125 \text{ GeV}, \\ m_H &= 400 \text{ GeV}, \\ m_A &= 420 \text{ GeV}, \\ m_{H^\pm} &= 430 \text{ GeV}, \\ \tan \beta &= 10, \\ \cos(\beta - \alpha) &= 0.10. \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

El valor pequeño pero no nulo de $\cos(\beta - \alpha)$ garantiza que:

- los acoplamientos de h a bosones de gauge se mantienen muy cercanos a los del SM;
- se permite un acoplamiento flavor–violating residual del tipo $h\bar{t}c$ proporcional a $\cos(\beta - \alpha)$, responsable del decaimiento $t \rightarrow ch$.

B.4. Parámetros del esquema $D + \Sigma$ y texturas

En el Capítulo 3 se introdujo el esquema de dos fuentes para las Yukawa del sector up, en el cual el segundo doblete proporciona la contribución dominante al top y el primero organiza las jerarquías restantes mediante potencias del parámetro

$$\lambda = 0.22, \quad (\text{B.5})$$

análogo al ángulo de Cabibbo.

La matriz Y_2^u se toma proporcional al proyector de la tercera generación, mientras que Y_1^u se construye a partir de la base de selectores L_n :

$$Y_2^u = g L_1, \quad (\text{B.6})$$

$$Y_1^u = c_1 \lambda^0 L_1 + c_3 \lambda^4 L_3 + c_2 \lambda^2 L_2 + c_4 \lambda^1 L_4 + c_5 \lambda^3 L_5. \quad (\text{B.7})$$

Un conjunto de coeficientes de orden unidad que reproduce correctamente los órdenes de magnitud de m_t , m_c , m_u y de los elementos principales de la CKM se discute en el cuerpo de la tesis y puede tomarse como:

$$c_3 \approx 30, \quad c_2 \approx 9, \quad c_5 \approx 3, \quad c_4 \simeq 0, \quad c_1 \simeq 0, \quad g \sim 1. \quad (\text{B.8})$$

En este escenario, la entrada relevante para el canal $t \rightarrow ch$ es

$$\Sigma_{23}^u \sim c_2 \lambda^2 \simeq 9 \times (0.22)^2 \approx 0.4, \quad (\text{B.9})$$

que se utiliza como punto de referencia en el análisis fenomenológico.

Adicionalmente, para explorar la sensibilidad del decaimiento a la magnitud de la textura se consideran valores de Σ_{23}^u en el rango

$$\Sigma_{23}^u \in [0, 0.5], \quad (\text{B.10})$$

manteniendo el resto de los parámetros fijos.

B.5. Benchmarks numéricos para $t \rightarrow ch$

El *branching ratio* del decaimiento $t \rightarrow ch$ se calcula a partir de la anchura parcial deducida en el Apéndice A.4.1:

$$\Gamma(t \rightarrow ch) = \frac{m_t}{16\pi} \cos^2(\beta - \alpha) |\Sigma_{23}^u|^2 \left(1 - \frac{m_h^2}{m_t^2}\right)^2, \quad (\text{B.11})$$

y del ancho total del top $\Gamma_t^{\text{tot}} \simeq 1.32$ GeV de la Ecuación (B.2):

$$\text{BR}(t \rightarrow ch) = \frac{\Gamma(t \rightarrow ch)}{\Gamma_t^{\text{tot}}}. \quad (\text{B.12})$$

Sustituyendo los valores de la Sec. B.3 se obtiene, de forma aproximada,

$$\text{BR}(t \rightarrow ch) \simeq 0.59 \cos^2(\beta - \alpha) |\Sigma_{23}^u|^2. \quad (\text{B.13})$$

Para el benchmark de alineamiento suave $\cos(\beta - \alpha) = 0.10$ esto se reduce a

$$\text{BR}(t \rightarrow ch) \simeq 5.9 \times 10^{-3} |\Sigma_{23}^u|^2. \quad (\text{B.14})$$

En la Tabla B.3 se muestran los valores de referencia utilizados para generar las curvas del Capítulo 4.

Σ_{23}^u	BR($t \rightarrow ch$) para $\cos(\beta - \alpha) = 0.10$
0.10	5.9×10^{-5}
0.20	2.4×10^{-4}
0.30	5.3×10^{-4}
0.40	9.4×10^{-4}
0.50	1.5×10^{-3}

Tabla B.3: Valores ilustrativos del branching ratio $t \rightarrow ch$ como función de la textura fuera de la diagonal Σ_{23}^u , para el benchmark de alineamiento suave $\cos(\beta - \alpha) = 0.10$.

Estos números permiten reconstruir de manera directa las figuras correspondientes al canal $t \rightarrow ch$ y muestran cómo el benchmark (B.9) se sitúa cerca de los límites experimentales actuales de ATLAS y CMS [7, 24, 25].

Bibliografía

- [1] M. D. Schwartz, *Quantum Field Theory and the Standard Model* (Cambridge University Press, 2014).
- [2] M. E. Peskin y D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory* (Addison-Wesley, 1995).
- [3] M. Thomson, *Modern Particle Physics* (Cambridge University Press, 2013).
- [4] A. Pich, *The Standard Model of Electroweak Interactions*, 2012.
- [5] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, 2.^a ed. (Wiley-VCH, 2008).
- [6] G. Buchalla, A. J. Buras y M. E. Lautenbacher, “Weak Decays Beyond Leading Logarithms”, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 1125-1144 (1996).
- [7] S. Navas y et al. (Particle Data Group Collaboration), “Review of Particle Physics”, *Phys. Rev. D* **110**, 030001 (2024).
- [8] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher y J. P. Silva, “Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models”, *Phys. Rept.* **516**, 1-102 (2012).
- [9] R. A. Diaz, *Phenomenological analysis of the two Higgs doublet model*, 2002.
- [10] J. L. Diaz-Cruz, A. Diaz-Furlong y J. H. M. de Oca, *The General Two-Higgs doublet eXtensions of the SM: A Saucerful of secrets*, 2010.
- [11] J. L. Díaz-Cruz, “The Higgs profile in the standard model and beyond”, *Rev. Mex. Fis.* **65**, 419-439 (2019).
- [12] M. Sher, “Flavor-changing neutral currents in the Higgs sector”, *Mod. Phys. Lett. A* **37**, 2230011 (2022).
- [13] J. L. Diaz-Cruz, J. Hernandez-Sanchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui y A. Rosado, “Yukawa Textures and Charged Higgs Boson Phenomenology in the 2HDM-III”, *Phys. Rev. D* **79**, 095025 (2009).
- [14] J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui y A. Rosado, “Off-diagonal terms in Yukawa textures of the Type-III 2-Higgs doublet model and light charged Higgs boson phenomenology”, *JHEP* **07**, 044 (2013).
- [15] S. P. Das, J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, A. Rosado y R. Xoxocotzi, “Flavor violating signatures of lighter and heavier Higgs bosons within the Two Higgs Doublet Model Type-III at the LHeC”, *Phys. Rev. D* **94**, 055003 (2016).
- [16] A. Crivellin, J. Heeck y D. Müller, “Large $h \rightarrow bs$ in generic two-Higgs-doublet models”, *Phys. Rev. D* **97**, 035008 (2018).
- [17] T. P. Cheng y M. Sher, “Mass Matrix Ansatz and Flavor Nonconservation in Models with Multiple Higgs Doublets”, *Phys. Rev. D* **35**, 3484 (1987).
- [18] A. Pich y P. Tuzón, “Yukawa Alignment in the Two-Higgs-Doublet Model”, *Phys. Rev. D* **80**, 091702 (2009).
- [19] W. Rodejohann y U. Saldaña-Salazar, “Multi-Higgs-Doublet Models and Singular Alignment”, *JHEP* **07**, 036 (2019).
- [20] J. L. Diaz-Cruz, E. Díaz y J. A. Orduz-Ducuará, “The texturized 2HDM (2HDM-TX) and Higgs signature at colliders”, en *J. Phys. Conf. Ser. Vol. 651*, 1 (2015), pág. 012016.
- [21] R. Harnik, J. Kopp y J. Zupan, “Flavor Violating Higgs Decays”, *JHEP* **03**, 026 (2013).

- [22] M. A. Arroyo-Ureña y J. L. Díaz-Cruz, “Hidden Signals of New Physics within the Yukawa Couplings of the Higgs boson”, *Phys. Lett. B* **810**, 135799 (2020).
- [23] J. F. Kamenik, A. Korajac, M. Szewc, M. Tammaro y J. Zupan, “Flavor-violating Higgs and Z boson decays at a future circular lepton collider”, *Phys. Rev. D* **109**, L011301 (2024).
- [24] M. A. Arroyo-Ureña, J. Lorenzo Díaz-Cruz, O. Félix-Beltrán y M. Zeleny-Mora, “Lessons from LHC on the LFV Higgs decays $h \rightarrow ab$ in the two-Higgs doublet models”, *International Journal of Modern Physics A* **39**, 10.1142/s0217751x24500799 (2024).
- [25] A. M. Sirunyan y others (CMS Collaboration), “Combined measurements of Higgs boson couplings in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Eur. Phys. J. C* **79**, 421 (2019).
- [26] W. Greiner y D. A. White, *Particle Physics* (Springer, 1996).
- [27] L. H. Ryder, *Quantum Field Theory*, 2.^a ed. (Cambridge University Press, 1996).
- [28] R. A. G. Gómez, *Fundamentos del Mecanismo de Higgs*, Tesis de Maestría, BUAP, 2018.
- [29] B. Grinstein, C. W. Murphy y P. Uttayarat, “One-loop corrections to the perturbative unitarity bounds in the CP-conserving two-Higgs doublet model with a softly broken \mathbb{Z}_2 symmetry”, *JHEP* **06**, 070 (2016).
- [30] F. Arco, D. Domenech, M. J. Herrero y R. A. Morales, “Nondecoupling effects from heavy Higgs bosons by matching 2HDM to HEFT amplitudes”, *Phys. Rev. D* **108**, 095013 (2023).
- [31] C. Téllez, “Decodificación de textos de investigación, para la estructuración de tesis de maestría en una universidad privada de Puebla 2020”, *Revista de Divulgación Científica Universciencia* (2021).
- [32] L. Wolfenstein, “Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix”, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1945-1947 (1983).
- [33] C. Jarlskog, “Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Violation”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1039-1042 (1985).
- [34] S. L. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani, “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry”, *Phys. Rev. D* **2**, 1285-1292 (1970).
- [35] T. Inami y C. S. Lim, “Effects of Superheavy Quarks and Leptons in Low-Energy Weak Processes”, *Prog. Theor. Phys.* **65**, 297-314 (1981).
- [36] M. A. Arroyo-Ureña, J. L. Díaz-Cruz, E. Díaz y J. A. Orduz-Ducuara, “Flavor violating Higgs signals in the Texturized Two-Higgs Doublet Model (THDM-Tx)”, *Chin. Phys. C* **40**, 123103 (2016).
- [37] D. M. I. Sánchez, “Decaimiento del bosón de Higgs con cambio de sabor leptónico en el 2HDM-III”, Tesis de Licenciatura (Benemérita Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo (UAEH), ICBI, 2019).
- [38] Y. Grossman, *Introduction to Flavour Physics*, 2015.
- [39] G. C. Branco, L. Lavoura y J. P. Silva, *CP Violation* (Oxford University Press, 1999).
- [40] M. A. Arroyo-Ureña, R. Gaitán y T. A. Valencia-Pérez, “SpaceMath version 1.0: A Mathematica package for beyond the standard model parameter space searches”, *Rev. Mex. Fis. E* **19**, 020206 (2022).
- [41] C. D. Froggatt y H. B. Nielsen, “Hierarchy of Quark Masses, Cabibbo Angles and CP Violation”, *Nucl. Phys. B* **147**, 277-298 (1979).