



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

INSTITUTO DE FÍSICA "LUIS RIVERA TERRAZAS"

"INTERACCIONES FERMIÓNICAS MEDIADAS POR EL BOSÓN DE HIGGS EN EL CONTEXTO DE LAS DIFERENTES VERSIONES DEL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS TIPO III (2HDM-III)"

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
**MAESTRO EN CIENCIAS
(FÍSICA)**

PRESENTA
MIGUEL LUIS FERNÁNDEZ PÉREZ

DIRECTORES DE TESIS
DR. ALFONSO ROSADO SÁNCHEZ

No. de CVU: 1315907

DICIEMBRE DE 2025



**Benemérita Universidad Autónoma de
Puebla**

Instituto de Física “Ing. Luis Rivera Terrazas”

**Interacciones fermiónicas mediadas por el
bosón de Higgs en el contexto de las
diferentes versiones del modelo de dos
dobletes de Higgs tipo III (*2HDM-III*)**

Tesis presentada al

Posgrado de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestro en Ciencias (Física)

por

Miguel Luis Fernández Pérez

asesorado por

Dr. Alfonso Rosado Sánchez

Puebla, Pue.

Diciembre de 2025

Índice general

Agradecimientos	5
Resumen	7
Introducción	10
1. El modelo estándar: éxitos y limitaciones	12
1.1. El Modelo Estándar y sus limitaciones	12
1.1.1. Lagrangiano reducido del Modelo Estándar	12
1.1.2. Éxitos del Modelo Estándar	15
1.1.3. Limitaciones del Modelo Estándar	20
2. Más allá del ME: El modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM)	23
2.1. Generalidades del 2HDM	23
2.1.1. Violación de la simetría CP	26
2.1.2. Los cinco bosones físicos en el 2HDM	27
2.2. El lagrangiano de Yukawa en el 2HDM y su extensión al 2HDM tipo III	29
3. Producción de H neutro pesado con decaimiento $H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ en el LHC	32
3.1. Cadena de simulación en MadGraph5	33
3.2. Puntos de referencias y espacio de parámetros	36
3.2.1. Selección de puntos de referencias	37
3.3. Simulación y análisis de eventos mediante MadAnalysis5	38
3.3.1. Procesos de señal y fondo	38
3.4. Análisis y discusión de resultados	44
3.5. Señales competitivas contra el BG	45
3.6. Conclusiones y perspectivas	47
3.6.1. Perspectivas futuras	48
4. Producción de $H^\pm$ cargado ligero con decaimiento $H^\pm \rightarrow c\bar{b}/\bar{c}b$ en el LHC	49
4.1. Cadena de simulación en MadGraph5	50
4.2. Puntos de referencia y espacio de parámetros	53
4.2.1. Selección de puntos de referencia	54
4.3. Simulación y análisis de eventos mediante MadAnalysis5	54
4.3.1. Procesos de señal y fondo	55
4.4. Análisis y discusión de resultados	61

4.5. Señales competitivas contra el BG	63
4.6. Conclusiones y perspectivas	64
5. Producción de $H^\pm$ pesado con decaimiento $H^\pm \rightarrow t\bar{b}/\bar{t}b$ en el LHC	66
5.1. Cadena de simulación en Madgraph5	67
5.2. Puntos de referencia y espacio de parámetros	69
5.2.1. Selección de puntos de referencia	69
5.3. Simulación y análisis de eventos mediante MadAnalysis5	70
5.3.1. Procesos de señal y fondo	70
5.4. Análisis y discusión de resultados	75
5.5. Señales competitivas contra el BG	77
5.6. Conclusiones y perspectivas	79
6. Conclusiones	80
Apéndice A	82
Apéndice B	85
Apéndice C	87
Apéndice D	90
Apéndice E	93
Apéndice F	97
Apéndice G	101
Apéndice H	105
Apéndice I	109

Agradecimientos

Este trabajo está dedicado a todos aquellos que me han apoyado en mi sueño por ser un físico.

A mi Dios, Jehová, en quien creo firmemente y a quien me debo.

Al CONAHCYT, actualmente SECIHTI, y a la BUAP (en especial al IFUAP), por su apoyo y por aceptarme a pesar de ser extranjero.

Se agradece a la Vicerrectoría de Investigación y Estudios de Posgrado por el apoyo otorgado para la conclusión de esta Tesis dentro del Eje IV. Modelo de Investigación abierta y compartida. Objetivo 13. Formar recursos humanos que impacten positivamente el contexto social y científico como consecuencia de su accionar en una comunidad para lograr una educación desarrolladora de la transformación. Indicador establecido en el Plan de Desarrollo Institucional 2021-2025

A mis abuelas, Rosa Águila y Juana Mercedes García Ramos, quienes creyeron en mí, aún cuando muchos no lo hacían.

A mi madre, Elizabet Pérez García, quien no solo me entregó amor y cariño, sino que me inculcó la ciencia y me hizo ver que es más que una rama del conocimiento; es una forma de ayudar a la sociedad.

A mi padre, Luis Alberto Fernández Águila, por ser un padre con mucha paciencia y amor, por esforzarse cada día y por ayudarme a centrarme en mis estudios.

A mi esposa, Yadira Fernández Ricardo, por su amor incondicional y por el apoyo en mi decisión de superación; sin ella, la vida sería blanco y negro.

A toda mi familia, la que creyó y la que no, en especial a mi tío Roberto Hugo Naya Cabarcos, a mis tías Yohandra Fernández Águila y Yamilé Pérez García, a mis primos Leandro Cabrisas Fernández, Kevin Naya Pérez y Joel Naya Pérez, a mi prima Jany de la Caridad Aponte Fernández, a mis suegros, Osvaldo Fernández Dámaso y Dunia Ricardo Fernández, a todos, gracias por su amor y confianza.

A mi asesor, el Dr. Alfonso Rosado Sánchez, por la paciencia, el conocimiento, los buenos momentos, las risas, los regaños, los sustos. Por ser como un padre en aquellos momentos en los que me vi desamparado.

Al Dr. Sebastián Rosado-Navarro, un hermano, un amigo y un magnífico profesor, quien siempre me ayudó a superarme en la investigación y el trabajo con herramientas computacionales.

A mis compañeros de aula, en especial a José Bladimir Pérez Guzmán, Edmundo Suárez Polo, Fernando Mora Garduño, Ricardo del Rosal Garduño, Ricardo Torreblanca, sin ellos los momentos duros hubiesen sido sofocantes.

Al Dr. Marco Antonio Arroyo Ureña por su apoyo en el entendimiento del modelo de

2HDM-III en Feynrules y UFO.

Por último, a mi abuelo, Arturo Fernández Pérez, sin su impulso inicial no estaría aquí. A todos aquellos físicos que me preceden, espero llegar a estar a la altura de poder ser considerado uno de ustedes.

Resumen

En esta tesis se estudia la fenomenología asociada a bosones de Higgs neutros y cargados en el marco del Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III (*2HDM-III*, por sus siglas en inglés), una extensión del Modelo Estándar que permite interacciones de Yukawa con violación de sabor a nivel árbol. El objetivo principal es caracterizar la producción y desintegración de los estados escalares pesados del modelo, así como evaluar su potencial observabilidad en el Gran Colisionador de Hadrones (*LHC*, por sus siglas en inglés) y su fase de alta luminosidad (*HL-LHC*).

El análisis se centra en tres canales representativos: el proceso con violación de sabor neutro

$$pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c} + \bar{t}c,$$

el decaimiento del Higgs cargado ligero

$$H^\pm \rightarrow cb,$$

y el decaimiento del Higgs cargado pesado

$$H^\pm \rightarrow tb.$$

Para cada uno de ellos se calcula la sección eficaz hadrónica, se estudian las distribuciones cinemáticas relevantes y se implementa un conjunto sistemático de cortes que permite evaluar la separación señal-fondo. El trabajo se apoya en simulaciones Monte Carlo utilizando MADGRAPH5¹, PYTHIA8², DELPHES³ y MADANALYSIS5⁴, de modo que se reproduce de forma realista la cadena experimental desde la producción partónica hasta el nivel de reconstrucción detectora.

Los resultados indican que el canal neutro $H \rightarrow t\bar{c}$ puede generar indicios experimentales con luminosidades del orden de 300 fb^{-1} y alcanzar el umbral de descubrimiento en el régimen de alta luminosidad, especialmente para acoplamientos con violación de sabor grandes

¹Herramienta de simulación que calcula amplitudes a nivel árbol y evalúa secciones eficaces hadrónicas mediante integración Monte Carlo del espacio de fase, incluyendo la convolución con funciones de distribución partónica.

²Es un generador de eventos que simula la evolución completa de una colisión de partículas, incluyendo la radiación de partones, la hadronización y los decaimientos, permitiendo pasar de procesos partónicos ideales a eventos físicamente observables.

³Es un simulador rápido de detectores que modela de forma aproximada la respuesta de experimentos reales, permitiendo reconstruir objetos físicos como jets, leptones y energía faltante a partir de eventos generados por simulación.

⁴Es una herramienta para analizar y procesar los eventos generados en simulaciones de colisiones de partículas, permitiendo aplicar cortes cinemáticos, reconstruir observables físicos y comparar resultados con estudios experimentales.

y valores pequeños de $\tan\beta$. Para el Higgs cargado ligero, el canal $H^\pm \rightarrow cb$ se ve severamente limitado por el fondo QCD, resultando en significancias estadísticamente insuficientes. En contraste, el Higgs cargado pesado con decaimiento $H^\pm \rightarrow tb$ ofrece un escenario más prometedor, ya que los cortes cinemáticos duros y la reconstrucción de la masa del bosón permiten reducir de manera efectiva el fondo y alcanzar significancias competitivas en un amplio rango de masas.

En conjunto, este estudio demuestra que el *2HDM-III* presenta regiones del espacio de parámetros compatibles con señales accesibles en el *LHC* y el *HL-LHC*, destacando la importancia de los acoplamientos con violación de sabor y del valor de $\tan\beta$ en la fenomenología del sector de Higgs extendido. El trabajo sienta las bases para futuras exploraciones que incorporen efectos de orden superior, restricciones globales y técnicas avanzadas de análisis de datos.

Introducción

El descubrimiento del bosón de Higgs en 2012 marcó un momento histórico para la física de partículas. Por primera vez, contamos con evidencia directa del mecanismo que otorga masa a las partículas elementales. Sin embargo, lejos de cerrar el capítulo del Modelo Estándar (ME), este hallazgo abrió nuevas preguntas: ¿por qué existen tres generaciones de fermiones?, ¿por qué sus masas difieren en órdenes de magnitud?, ¿y por qué la violación de sabor está tan fuertemente suprimida en la naturaleza?

En relación con las dos primeras cuestiones, se identifican problemas abiertos fundamentales en la física de partículas elementales. En particular, se sabe experimentalmente que el número de familias fermiónicas es consistente con **tres generaciones**, a partir de mediciones de precisión electrodébil, en especial del ancho de decaimiento invisible del bosón Z [1]. Sin embargo, el origen fundamental de este número no está comprendido dentro del ME. De manera análoga, aunque las familias de *quarks* y leptones presentan una estructura jerárquica bien establecida en términos de masas y mezclas, no existe hasta el momento una explicación teórica concluyente que justifique dicha organización.

En esta tesis abordamos la tercera cuestión, explorando posibles manifestaciones de nueva física asociadas al sector escalar del ME. Para ello, extendemos el sector de Higgs mínimo a dos dobletes escalares complejos desde una perspectiva fenomenológica, y estudiamos un modelo teórico concreto: el Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III (*2HDM-III*). Este modelo introduce un segundo doblete escalar y permite que los acoplamientos de Yukawa no sean necesariamente diagonales en el espacio de sabor. En términos físicos, esto implica que las partículas fermiónicas pueden cambiar de sabor al interactuar con los bosones de Higgs, dando lugar a procesos de violación de sabor⁵ mediada por bosones escalares, fenómenos que se encuentran fuertemente suprimidos o ausentes en el ME.

El objetivo de este trabajo es identificar posibles huellas de estas transiciones prohibidas. Procesos como el decaimiento de un Higgs pesado en un *quark top* y un *quark charm* —dos partículas que no deberían interactuar directamente en el ME— o la aparición de un Higgs cargado que produzca combinaciones como *charm-bottom* o *top-bottom*, constituyen ejemplos claros de las predicciones distintivas del *2HDM-III*. Estos canales, aunque exóticos, podrían ser observables en colisionadores de alta energía como el *LHC* si la naturaleza sigue este esquema teórico.

A lo largo de este estudio nos enfocamos en tres procesos representativos: la producción de un Higgs neutro con decaimiento $t\bar{c}$, el decaimiento con violación de sabor $H^+ \rightarrow c\bar{b}$ relevante

⁵El sabor es una propiedad cuántica que distingue partículas elementales del mismo tipo según sus características internas, como masa y acoplamientos. Por ejemplo, los *quarks* pueden ser *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top* o *bottom*, mientras que los leptones pueden ser electrón, muón o tau.

cuando el Higgs cargado es más ligero que el *top*, y el canal $H^+ \rightarrow t\bar{b}$, dominante para masas del Higgs cargado por encima del umbral $m_t + m_b$. El análisis de estas transiciones requiere delimitar regiones del espacio de parámetros donde podrían manifestarse, con condiciones cinemáticas como

$$m_t < m_H^6 < 2m_t, \quad m_{H^+} < m_t, \quad m_{H^+} \geq m_t + m_b,$$

que guían la búsqueda y optimización de las simulaciones.

Para llevar a cabo este trabajo, el modelo fue implementado desde cero en **FeynRules**⁷ y exportado en formato **UFO**⁸. Las simulaciones se realizaron con **MadGraph5**, y el análisis de eventos se llevó a cabo con **MadAnalysis5**, explorando distribuciones cinemáticas y estrategias de selección de señal que permitan maximizar la sensibilidad.

En última instancia, esta tesis es más que un ejercicio teórico o computacional: es una búsqueda por entender si el universo esconde interacciones aún no reveladas, en las que el bosón de Higgs no solo determina la masa de las partículas, sino que también es capaz de transformar su “sabor”. Si tales procesos existen, su descubrimiento no solo confirmaría la presencia de nueva física más allá del Modelo Estándar, sino que abriría una nueva ventana para comprender la estructura más profunda de la materia.

⁶La afirmación $m_H > m_t$ indica que el Higgs neutro del modelo es cinemáticamente más pesado que el quark top, lo que habilita canales de decaimiento en los que el top puede aparecer como estado final real o virtual, modificando de forma significativa la estructura cinemática y las secciones eficaces del proceso.

⁷Es un programa computacional que permite implementar modelos teóricos de física de partículas a partir de su lagrangiano y generar automáticamente las reglas de Feynman, listas para ser usadas en simuladores como MadGraph.

⁸Es un formato estándar que contiene la definición completa de un modelo de física de partículas (campos, parámetros y vértices de interacción), generado con FeynRules, y que permite usar dicho modelo directamente en programas de simulación como MadGraph.

Capítulo 1

El modelo estándar: éxitos y limitaciones

1.1. El Modelo Estándar y sus limitaciones

El ME [2–8] de la física de partículas es una de las teorías más exitosas y verificadas experimentalmente en la historia de la ciencia. Describe las partículas fundamentales que componen la materia y las interacciones electromagnética, débil y fuerte, dejando fuera únicamente la gravedad. A pesar de sus numerosos logros, el ME presenta limitaciones que motivan la búsqueda de teorías más amplias [2–4].

1.1.1. Lagrangiano reducido del Modelo Estándar

El modelo estándar se formula a partir de un lagrangiano que recoge de manera unificada todas las interacciones fundamentales (**ver Apéndice A**), empleando unidades naturales ($\hbar = c = 1$) y la métrica del espacio de Minkowski con firma $(-, +, +, +)$.

En el marco de la teoría cuántica de campos, el lagrangiano constituye la herramienta natural para describir tanto la dinámica como las interacciones de las partículas, ya que permite una formulación local y covariante de la teoría, hace explícitas sus simetrías y proporciona el punto de partida natural para la cuantización y el cálculo perturbativo.

En forma esquemática:

$$\mathcal{L}_{\text{ME}} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}, \quad (1.1)$$

donde:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = \mathcal{L}_{SU(3)_C} + \mathcal{L}_{SU(2)_L} + \mathcal{L}_{U(1)_Y}. \quad (1.2)$$

Aquí:

- $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ incluye los términos cinéticos y el potencial del campo de Higgs, responsable de la ruptura espontánea de simetría electrodébil.
- $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ describe los acoplamientos del Higgs con los fermiones.

Términos de *gauge*. Los términos cinéticos y de interacción para los campos de *gauge* describen cómo los fermiones —tanto quarks como leptones— se acoplan a los campos de mediadores de las interacciones fundamentales.

En lo que sigue:

- q denota los tripletes de color de *quarks*, que transforman bajo el grupo de simetría $SU(3)_C$.
- ψ representa los dobletes leptónicos izquierdos que transforman bajo $SU(2)_L$, mientras que los singletes derechos son invariantes.

Los correspondientes términos del lagrangiano son:

$$\mathcal{L}_{SU(3)_C} = \bar{q} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) q - g_s (\bar{q} \gamma^\mu T_a q) G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

$$\mathcal{L}_{SU(2)_L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - i\frac{g}{2} (\bar{\psi} \gamma^\mu \tau_a \psi) W_\mu^a - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu}, \quad (1.4)$$

$$\mathcal{L}_{U(1)_Y} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - e Q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}. \quad (1.5)$$

En las expresiones anteriores, q y ψ representan campos fermiónicos de Dirac asociados a *quarks* y fermiones genéricos, respectivamente, mientras que $\bar{q} = q^\dagger \gamma^0$ y $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ denotan sus conjugados de Dirac. El parámetro m corresponde a la masa fermiónica. Los operadores γ^μ son las matrices de Dirac que satisfacen el álgebra de Clifford $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$, con $g^{\mu\nu}$ la métrica de Minkowski de firma $(-, +, +, +)$. El acoplamiento fuerte está dado por g_s , mientras que g y e representan las constantes de acoplamiento de los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente. Los generadores T_a corresponden a los generadores del grupo $SU(3)_C$ en la representación fundamental, y τ_a son las matrices de Pauli asociadas al grupo $SU(2)_L$. El índice a etiqueta los generadores del grupo *gauge* correspondiente y recorre $a = 1, \dots, 8$ para $SU(3)_C$ y $a = 1, 2, 3$ para $SU(2)_L$, mientras que en el caso del grupo abeliano $U(1)_Y$ no aparece un índice adjunto. Los campos *gauge* G_μ^a , W_μ^a y A_μ describen los gluones, los bosones W y el campo *gauge* abeliano, respectivamente, mientras que Q denota el operador de carga eléctrica. Finalmente, los tensores de campo $G_{\mu\nu}^a$, $W_{\mu\nu}^a$ y $F_{\mu\nu}$ representan las intensidades de campo asociadas a cada grupo de simetría e incorporan tanto la dinámica libre de los campos *gauge* como sus interacciones no abelianas o abelianas, según corresponda.

El término $-e Q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu$ en la ecuación (1.5) corresponde a la base física *tras la ruptura electrodébil*, donde el campo del fotón A_μ emerge de la mezcla:

$$A_\mu = \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3,$$

con θ_W el ángulo débil. En esta base, la carga eléctrica Q se relaciona con la hipercarga Y y la tercera componente de isospín débil T_3 mediante:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}.$$

La constante de acoplamiento electromagnético es $e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$.

En esta base, el término de interacción electromagnética adopta la forma $-e Q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu$, de acuerdo con la convención en la que la carga del electrón es $Q = -1$. Dependiendo del sistema de signos adoptado, algunos textos presentan el término con signo positivo; lo importante es mantener la consistencia con las definiciones de carga y acoplamiento utilizadas en todo el lagrangiano.

Campo de Higgs y Yukawa. El lagrangiano del Higgs y los términos de Yukawa se expresan como:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \left| \left(\partial_\mu - i \frac{g}{2} \tau^a W_\mu^a - i \frac{g'}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 - \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.6)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \sum_f G_f [\bar{L} \Phi R + \bar{L} \Phi_C R + \text{h.c.}], \quad (1.7)$$

En estas expresiones, Φ representa el doblete escalar de Higgs con hipercarga $Y = 1$, mientras que g y g' son las constantes de acoplamiento asociadas a los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente. Los campos W_μ^a y B_μ corresponden a los campos *gauge* electrodébiles, y τ^a denota las matrices de Pauli que actúan en el espacio de isospín débil. Los parámetros μ^2 y λ definen el potencial escalar del Higgs, siendo $\mu^2 > 0$ la condición que conduce a la ruptura espontánea de la simetría electrodébil. El lagrangiano de Yukawa describe las interacciones entre el campo de Higgs y los fermiones, donde L y R representan campos fermiónicos quirales izquierdos y derechos, respectivamente, y G_f son los acoplamientos de Yukawa asociados a cada sabor fermiónico. El doblete conjugado de Higgs se define como $\Phi_C = i\tau^2 \Phi^*$, y el término “h.c.” indica el conjugado hermitico necesario para garantizar la hermiticidad del lagrangiano.

Lagrangiano total reducido. Sustituyendo (1.3)–(1.7) en (1.1)–(1.2):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{ME}} = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \bar{q} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) q \\ & + \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - g_s (\bar{q} \gamma^\mu T_a q) G_\mu^a - i \frac{g}{2} (\bar{\psi} \gamma^\mu \tau_a \psi) W_\mu^a \\ & + e \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu + \left| \left(\partial_\mu - i \frac{g}{2} \tau^a W_\mu^a - i \frac{g'}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ & - \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 - \sum_f G_f [\bar{L} \Phi R + \bar{L} \Phi_C R + \text{h.c.}], \end{aligned} \quad (1.8)$$

donde T_a son los generadores de $SU(3)_C$ en la representación fundamental ($T_a = \lambda_a/2$, con λ_a matrices de Gell–Mann), y τ_a las matrices de Pauli asociadas a $SU(2)_L$. Los tensores de campo se definen como $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$, $W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c$, y $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$.

Este lagrangiano, aunque reducido, encapsula la estructura fundamental del ME, donde las simetrías de *gauge* determinan las interacciones y masas de las partículas. En las siguientes secciones veremos cómo describe fenómenos como el mecanismo de Higgs, el decaimiento beta o procesos de colisión leptónica. Pese a su éxito, el ME no logra explicar ciertos fenómenos observados experimentalmente, como las oscilaciones de neutrinos (que implican masas no nulas), la naturaleza de la materia oscura o la asimetría materia–antimateria.

1.1.2. Éxitos del Modelo Estándar

Uno de los logros más notables del ME es la predicción y descubrimiento del bosón de Higgs. Propuesto en la década de 1960 por Peter Higgs [8] y otros investigadores, el mecanismo de Higgs explica cómo las partículas fundamentales adquieren masa a través de la ruptura espontánea de simetría de *gauge*. En este mecanismo, el vacío del campo de Higgs no es simétrico, lo que genera un campo escalar no nulo y una partícula asociada: el bosón de Higgs.

Predicción de masas de los bosones W y Z (ver Apéndice B). Tomando el término cinético de (1.6) y considerando

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix},$$

donde $\langle \Phi \rangle$ representa el valor esperado en el vacío (VEV) del doblete de Higgs Φ , es decir, la configuración del campo escalar que minimiza el potencial y caracteriza el estado fundamental del vacío. La elección del primer componente nulo corresponde a una fijación de *gauge* en la que el VEV se orienta en la componente neutra del doblete, mientras que el factor $1/\sqrt{2}$ es una convención estándar que garantiza la normalización canónica de los términos cinéticos. El parámetro v fija la escala de ruptura espontánea de la simetría electrodébil y toma un valor físico $v \simeq 246$ GeV, determinado experimentalmente a partir de la masa del bosón W . Al expandir el término cinético del campo de Higgs alrededor del VEV se generan términos de masa para los bosones *gauge* W y Z ,

$$m_W = \frac{1}{2} g v, \quad m_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} v,$$

mientras que las masas fermiónicas surgen análogamente a través de los acoplamientos de Yukawa, preservándose la invariancia electromagnética residual $U(1)_{\text{em}}$.

Definiendo el ángulo débil (o ángulo de Weinberg) por

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g}, \quad \cos \theta_W = \frac{m_W}{m_Z},$$

se interpreta θ_W como el parámetro que cuantifica la mezcla entre los campos *gauge* neutros W_μ^3 y B_μ al pasar de la base *gauge* $SU(2)_L \times U(1)_Y$ a la base física tras la ruptura espontánea $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{em}}$. En consecuencia, los parámetros fundamentales del sector electrodébil, en particular los acoplamientos *gauge* g y g' y el VEV v , pueden relacionarse con cantidades observables como m_W , m_Z y θ_W .

Predicción de la masa del Higgs. Para acceder a la masa del bosón de Higgs, partimos de la forma desplazada del campo: Tras la ruptura espontánea de la simetría electrodébil, el doblete de Higgs puede parametrizarse en términos de una fluctuación escalar real alrededor del valor esperado en el vacío,

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix},$$

donde h representa la excitación cuántica del campo de Higgs alrededor del VEV v y se identifica con el campo físico del bosón de Higgs. Al sustituir esta parametrización en el potencial escalar del ME, el potencial original $V(\Phi)$ se reduce a una función efectiva del campo real h , dada por

$$V(h) = \frac{\mu^2}{2}v^2 + \mu^2vh + \frac{\mu^2}{2}h^2 + \frac{\lambda}{4}v^4 + \lambda v^3h + \frac{\lambda}{2}v^2h^2 + \lambda vh^3 + \frac{\lambda}{4}h^4. \quad (1.9)$$

Cada potencia del campo de Higgs h en la expansión alrededor del valor esperado en el vacío tiene un significado físico preciso: el término constante (h^0) representa la energía del vacío tras la ruptura espontánea de la simetría; el término lineal (h^1) debe anularse en el mínimo del potencial, lo que garantiza la estabilidad del vacío; el término cuadrático (h^2) determina la masa del bosón de Higgs; el término cúbico (h^3) describe el autoacoplamiento triple del Higgs, relevante en procesos de dispersión con tres bosones de Higgs; mientras que el término cuártico (h^4) corresponde a la autointeracción cuártica del Higgs, responsable de los acoplamientos entre cuatro bosones de Higgs.

Agrupando los términos cuadráticos en la expansión del potencial se obtiene

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

La condición de mínimo del potencial, que garantiza la estabilidad del vacío y la ruptura espontánea de la simetría electrodébil, se obtiene imponiendo la anulación del término lineal en h , lo que requiere $\mu^2 < 0$ y conduce a

$$v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}, \quad (-\mu^2 > 0).$$

Al sustituir esta condición en la expresión completa del potencial y reagrupar los términos cuadráticos, se identifica la masa del bosón de Higgs físico como

$$m_H^2 = 2\lambda v^2, \quad \Rightarrow \quad m_H = \sqrt{2\lambda}v.$$

Confirmación experimental. Este resultado no solo predice la masa del bosón de Higgs, sino que también fija de manera unívoca su autoacoplamiento, ya que una vez determinado el valor de v y medida experimentalmente la masa m_H , el parámetro λ del potencial escalar queda completamente determinado. En consecuencia, los autoacoplamientos del Higgs, que gobiernan procesos como interacciones entre múltiples bosones de Higgs y correcciones radiativas, dejan de ser libres y pueden contrastarse con observables experimentales.

La predicción se confirmó en 2012 en el *LHC* del CERN, donde se observó un bosón escalar con masa ~ 125 GeV [9,10], verificando así el mecanismo de ruptura espontánea de la simetría electrodébil.

El decaimiento beta (β^-).¹ Otro de los éxitos destacados del ME es la descripción precisa del decaimiento β^- [3], un proceso fundamental tanto en física nuclear como en astrofísica, por ejemplo, en la radiactividad natural y en la nucleosíntesis estelar. En términos

¹Se denomina decaimiento beta negativo (β^-) porque implica la emisión de un electrón, históricamente identificado como radiación beta, siendo el superíndice negativo indicativo de su carga eléctrica.

hadrónicos, el decaimiento consiste en la transformación de un neutrón (n) en un protón (p), un electrón (e^-) y un antineutrino electrónico ($\bar{\nu}_e$):

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Descripción a nivel de *quarks*. En el marco del ME, este proceso se interpreta como una transición inducida por la interacción débil: un quark *down* (d) dentro del neutrón se convierte en un quark *up* (u), mediada por la emisión de un bosón W^- :

$$udd \longrightarrow uud + W^-.$$

Partiendo de (1.4), el segundo término describe la interacción fermión–bosón de *gauge*:

$$-i\frac{g}{2}(\bar{\psi}\gamma^\mu\tau_a\psi)W_\mu^a.$$

Para los bosones cargados $W^\pm$, los campos W_μ^1 y W_μ^2 corresponden a dos componentes del campo *gauge* asociado al grupo $SU(2)_L$ en la base de su álgebra. Estos campos no representan estados físicos observables de manera individual; en su lugar, sus combinaciones lineales definen los bosones físicos cargados $W^\pm$ con carga eléctrica bien definida:

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

Sustituyendo, el término de interacción relevante queda:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -i\frac{g}{2\sqrt{2}}[\bar{\psi}_u\gamma^\mu\psi_d W_\mu^+ + \bar{\psi}_d\gamma^\mu\psi_u W_\mu^-].$$

El término proporcional a $\bar{\psi}_d\gamma^\mu\psi_u W_\mu^-$ describe la transición $d \rightarrow u$ mediada por un bosón W^- , mientras que el término conjugado corresponde a la transición inversa $u \rightarrow d$ asociada a la emisión de un W^+ .

Acoplamiento leptónico. La interacción débil acopla únicamente a fermiones de quiralidad izquierda, mediante el proyector $(1 - \gamma^5)$. El acoplamiento del W^- con leptones (e^- , $\bar{\nu}_e$) se describe por:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{SU(2)} = -i\frac{g\sqrt{2}}{4}\bar{\psi}_e\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\psi_\nu W_\mu^-. \quad (1.10)$$

Esto implica la desintegración:

$$W^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e.$$

Secuencia completa. Combinando ambos niveles de descripción:

$$udd \longrightarrow uud + W^- \longrightarrow uud + e^- + \bar{\nu}_e,$$

lo que a nivel hadrónico es:

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Confirmación experimental. Las predicciones del ME para el decaimiento β^- concuerdan notablemente con los datos experimentales. En particular, aproximadamente un 10.8 % de los decaimientos del bosón W^- producen un electrón y un antineutrino electrónico, en buen acuerdo con los cálculos teóricos. Estos resultados han sido confirmados en colisionadores como el *LEP* (*Large Electron-Positron Collider*) y el *LHC*, donde la producción y desintegración de bosones W ha sido observada directamente, constituyendo una prueba sólida de la capacidad del ME para describir la interacción débil.

Colisiones de altas y bajas energías. Las colisiones de partículas, tanto a altas como a bajas energías, constituyen una herramienta fundamental para investigar las interacciones elementales de la naturaleza. En aceleradores como el *LHC*, partículas tales como electrones (e^-), positrones (e^+), protones (p) o núcleos pesados son aceleradas a energías relativistas y colisionadas entre sí. El análisis de los productos generados en estas colisiones permite poner a prueba las predicciones del modelo y buscar indicios de nueva física.

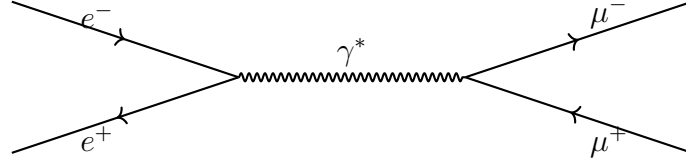
Un proceso paradigmático por su simplicidad y limpieza experimental es:

$$e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^-,$$

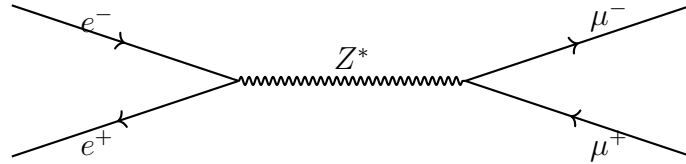
donde un electrón y un positrón se aniquilan produciendo un par de muones. Este tipo de colisiones es característico de colisionadores de leptones como el *LEP*.

En el ME, la interacción está mediada por un fotón virtual (γ^*) o un bosón neutro Z , con diagramas de Feynman:

Intercambio de fotón (γ^*)



Intercambio de bosón (Z^*)



Caso de bajas energías: intercambio de fotón (ver Apéndice C). A partir de (1.4), el vértice de interacción fermión-fotón es:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = e \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu.$$

Para $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ se tienen dos vértices y un propagador, por lo que su amplitud total $(\mathcal{M})^2$, se puede definir a partir de:

$$\mathcal{M} = (\mathcal{M}_{\text{Vértice-inicial}}) \times (\text{Propagador}) \times (\mathcal{M}_{\text{Vértice-final}}).$$

²La amplitud total $\mathcal{M}$ se construye a partir de las reglas de Feynman como el producto de vértices y propagadores, y su módulo al cuadrado determina la probabilidad del proceso físico considerado.

Vértice inicial:

$$\mathcal{M}_{e^+e^-} = ie \bar{v}(\vec{p}_{e^+}) \gamma^\mu u(\vec{p}_{e^-}), \quad (1.11)$$

donde $\bar{v}(\vec{p}_{e^+})$ y $u(\vec{p}_{e^-})$ son los espinores de positrón y electrón, respectivamente.

Propagador del fotón:

$$D_{\mu\nu} = \frac{-i g_{\mu\nu}}{q^2}, \quad (1.12)$$

con q el momento transferido.

Vértice final:

$$\mathcal{M}_{\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-} = ie \bar{u}(\vec{p}_{\mu^-}) \gamma^\nu v(\vec{p}_{\mu^+}). \quad (1.13)$$

Amplitud total:

$$\mathcal{M} = \frac{e^2}{q^2} [\bar{v}(\vec{p}_{e^+}) \gamma^\mu u(\vec{p}_{e^-})] [\bar{u}(\vec{p}_{\mu^-}) \gamma_\mu v(\vec{p}_{\mu^+})]. \quad (1.14)$$

Cálculo de $\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle$. Promediando sobre estados iniciales y sumando sobre finales:

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{e^4}{q^4} \frac{1}{4} \text{Tr} \left[\gamma^\mu \not{p}_{e^+} \gamma^\nu \not{p}_{e^-} \right] \text{Tr} \left[\gamma_\mu \not{p}_{\mu^-} \gamma_\nu \not{p}_{\mu^+} \right].$$

Donde la notación de Feynman $\not{p} \equiv \gamma^\alpha p_\alpha$ indica la contracción del momento de cuatro componentes p^α con dichas matrices. Los cuadri-momentos $p_{e^\pm}$ y $p_{\mu^\pm}$ describen los momentos del electrón, positrón, muón y antimuón, respectivamente. Finalmente, la traza Tr se toma sobre los índices de espinor de Dirac y permite evaluar explícitamente la contribución de los grados de libertad fermiónicos internos en la amplitud al cuadrado.

Aplicando la identidad:

$$\text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma) = 4 (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}),$$

y trabajando en el sistema de centro de masas, se obtiene:

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = 8 \frac{e^4}{q^4} [(p_{e^-} \cdot p_{\mu^-})(p_{e^+} \cdot p_{\mu^+}) + (p_{e^-} \cdot p_{\mu^+})(p_{e^+} \cdot p_{\mu^-})]. \quad (1.15)$$

En el sistema de centro de masas se introduce el invariante de Mandelstam

$$s = (p_{e^-} + p_{e^+})^2,$$

el cual coincide con el cuadrado de la energía total del sistema.

Asimismo, el módulo del momento tridimensional de las partículas iniciales y finales es

$$p = \frac{\sqrt{s}}{2},$$

válido en el régimen relativista considerado.

En el sistema de centro de masas, los productos escalares relevantes toman la forma

$$p_{e^-} \cdot p_{\mu^-} = \frac{s}{4} (1 - \cos \theta), \quad p_{e^-} \cdot p_{\mu^+} = \frac{s}{4} (1 + \cos \theta),$$

junto con las relaciones obtenidas por intercambio de partículas. Sustituyendo estas expresiones en (1.15) obtenemos:

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{e^4 s^2}{q^4} [1 + \cos^2 \theta]. \quad (1.16)$$

Sección eficaz diferencial. Partiendo de:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle, \quad (1.17)$$

y usando $\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle$ de la ecuación (1.16), con $q^2 = s$ (momento transferido al cuadrado), se tiene:

$$q^4 = s^2.$$

Al sustituir estas relaciones en la ecuación (1.16), se obtiene directamente

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = e^4 (1 + \cos^2 \theta). \quad (1.18)$$

Finalmente, sustituyendo en la ecuación (1.17), la sección eficaz diferencial queda

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{64\pi^2 s} (1 + \cos^2 \theta). \quad (1.19)$$

Expresando el resultado en términos de la constante de estructura fina, $\alpha = e^2/4\pi$, se obtiene

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2 \theta).$$

Interpretación. La sección eficaz diferencial $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ cuantifica la probabilidad angular de dispersión en colisiones de partículas. La dependencia característica $(1 + \cos^2 \theta)$ refleja la estructura vectorial de la interacción electromagnética mediada por el intercambio de un fotón virtual. La excelente concordancia entre la predicción teórica (1.19) y los resultados experimentales valida la capacidad del ME para describir interacciones leptónicas fundamentales y establece un referente preciso para la identificación de posibles desviaciones asociadas a nueva física.

La sección eficaz total se obtiene integrando la expresión (1.19) sobre el ángulo sólido, lo que conduce a

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \simeq \frac{86.8}{s} \text{ nb}^3, \quad (s \text{ en GeV}^2), \quad (1.20)$$

resultado válido en el régimen dominado por el intercambio electromagnético, es decir, para energías suficientemente por debajo de la resonancia del bosón Z . Esta expresión ha sido verificada experimentalmente con gran precisión en colisionadores como LEP, constituyendo una de las confirmaciones cuantitativas más importantes del ME.

1.1.3. Limitaciones del Modelo Estándar

A pesar de describir con notable precisión las interacciones fundamentales conocidas —electromagnética, débil y fuerte—, el ME presenta limitaciones conceptuales que apuntan a la necesidad de una teoría más general. Una de las más relevantes es su incapacidad para explicar de forma natural la masa de los neutrinos.

³La unidad nb (nanobarn) es una unidad de sección eficaz, donde 1 barn = 10^{-28} m^2 y 1 nb = 10^{-9} barn.

Predicción del ME: neutrinos sin masa. Partimos del término de Yukawa leptónico del Modelo Estándar (1.7), responsable de las interacciones leptónicas,

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{(l)} = -G_l \bar{L} \Phi R + \text{h.c.},$$

donde

$$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \quad \bar{L} = (\bar{\nu}_L \quad \bar{e}_L),$$

es el doblete leptónico izquierdo bajo $SU(2)_L$ y $R = e_R$ es el singlete derecho correspondiente al leptón cargado. Tras la ruptura espontánea de la simetría electrodébil, el doblete de Higgs adquiere un valor esperado en el vacío

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}.$$

Sustituyendo explícitamente y realizando la contracción en el espacio $SU(2)_L$ se obtiene

$$-G_l \bar{L} \Phi e_R = -G_l (\bar{\nu}_L \quad \bar{e}_L) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} e_R = -G_l \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{e}_L e_R,$$

lo que genera el término de masa del leptón cargado, $m_e = G_l v / \sqrt{2}$ (y de forma análoga para μ (muones) y τ (tauones)).

En contraste, para los neutrinos no puede escribirse un término de Yukawa similar en el ME mínimo. Aunque el neutrino izquierdo ν_L forma parte del doblete L , el modelo no contiene un singlete derecho ν_R , por lo que no es posible construir un operador de Yukawa *gauge-invariante* y renormalizable del tipo $\bar{L} \Phi \nu_R$. Esta prohibición es consecuencia directa del contenido de campos y de las simetrías *gauge* del modelo, y no de una cancelación dinámica. En consecuencia, tras la ruptura electrodébil no se genera ningún término de masa de Dirac para los neutrinos, lo que conduce a

$$M_\nu = 0$$

a nivel del ME mínimo.

Implicaciones para la oscilación de neutrinos. Si $M_\nu = 0$, no existe mezcla entre los estados de sabor (ν_e, ν_μ, ν_τ) y los estados de masa. En el caso de dos sabores, la probabilidad de transición $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ viene dada por

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta M_\nu^2 L}{4E}\right), \quad (1.21)$$

donde L es la distancia recorrida por el neutrino desde el punto de producción hasta el detector y E es su energía en el régimen ultrarrelativista ($E \simeq |\vec{p}|$). En esta expresión se han adoptado unidades naturales ($\hbar = c = 1$), de modo que el argumento de la función seno es adimensional. La diferencia de masas al cuadrado entre los autoestados de masa se define como $\Delta M_\nu^2 = M_{\nu_2}^2 - M_{\nu_1}^2$. Dado que en el ME mínimo los neutrinos son estrictamente sin masa, $M_{\nu_1} = M_{\nu_2} = 0$, se obtiene $\Delta M_\nu^2 = 0$, y por tanto la probabilidad de oscilación se anula:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = 0.$$

Evidencia experimental y limitaciones del Modelo Estándar. Esta predicción fue contradicha por observaciones experimentales:

- En 1998, el experimento *Super-Kamiokande* (Takaaki Kajita, Japón) detectó un déficit de neutrinos muónicos (ν_μ) producidos por rayos cósmicos, el cual fue interpretado como evidencia de oscilaciones de ν_μ hacia otros sabores [11].
- En 2001, el *Sudbury Neutrino Observatory* (SNO, Arthur B. McDonald, Canadá) midió de manera independiente los distintos sabores de neutrinos solares y confirmó que el déficit observado de ν_e se debía a su conversión en ν_μ y ν_τ durante su propagación desde el Sol [12].

Dado que la oscilación de neutrinos requiere una diferencia no nula de masas entre los autoestados de masa, estos resultados implican de forma inequívoca que los neutrinos poseen masa. Este hecho no puede ser explicado dentro del modelo estándar mínimo sin extender su contenido de campos, por ejemplo mediante la introducción de neutrinos derechos o mecanismos de tipo *seesaw*. En este sentido, la física de neutrinos constituye una de las evidencias experimentales más claras de la necesidad de nueva física más allá del ME.

Adicionalmente, el modelo de estudio presenta otras limitaciones fundamentales. No proporciona un candidato viable para la materia oscura, la cual constituye aproximadamente el 27 % del contenido energético del universo. Tampoco explica la marcada asimetría entre materia y antimateria observada a escala cosmológica. Asimismo, la interacción gravitatoria, descrita por la relatividad general, no está cuantizada y no puede incorporarse de forma consistente en el marco del Modelo Estándar.

Finalmente, el ME contiene un total de 19 parámetros libres que no están fijados por la teoría y deben determinarse experimentalmente. Estos incluyen: (i) tres constantes de acoplamiento *gauge*, g_1 , g_2 y g_3 ; (ii) seis masas de *quarks* ($m_u, m_d, m_c, m_s, m_t, m_b$); (iii) tres masas de leptones cargados (m_e, m_μ, m_τ); (iv) cuatro parámetros del sector de mezcla de *quarks*, correspondientes a tres ángulos y una fase de violación de CP^4 de la matriz CKM⁵ (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa) y (v) dos parámetros independientes del sector escalar: el valor esperado en el vacío del campo de Higgs v (equivalentemente, la masa del bosón de Higgs m_H) y el autoacoplamiento escalar λ^6 .

Estos parámetros se determinan mediante ajustes globales a datos experimentales de precisión, tales como secciones eficaces, tasas de decaimiento, observables electrodébiles y procesos de violación de sabor. Aunque el ME describe con notable éxito una amplia variedad de fenómenos, no proporciona una explicación fundamental del origen ni del valor numérico de dichos parámetros.

⁴CP corresponde a la simetría carga–paridad; su violación indica una asimetría entre materia y antimateria.

⁵La matriz CKM describe la mezcla de sabores de los quarks en la interacción débil.

⁶El número de parámetros independientes depende de la parametrización adoptada en el sector escalar; por ejemplo, (μ, λ) o (v, m_H) .

Capítulo 2

Más allá del ME: El modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM)

2.1. Generalidades del 2HDM

Como vimos anteriormente, el ME describe con gran éxito la física de partículas conocida. Sin embargo, presenta limitaciones notorias: no explica de forma satisfactoria la violación de CP¹, ni el origen de las oscilaciones de sabor en los neutrinos, entre otros fenómenos. Estas carencias motivan la búsqueda de extensiones teóricas que amplíen su alcance.

Una de las extensiones más naturales surge al considerar el mecanismo de Higgs del ME. En este modelo, el sector escalar está compuesto por un único doblete de Higgs con hipercarga² $Y = 1$ [12]:

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

Si, en lugar de un único doblete, introducimos dos dobletes de Higgs independientes pero con la misma estructura y la misma hipercarga, obtenemos el *Modelo de Dos Dobletes de Higgs* (**2HDM**) [12–15]:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}, \quad \begin{cases} \phi^+ \rightarrow \text{componente cargada,} \\ \phi^0 \rightarrow \text{componente neutra.} \end{cases}$$

Cada doblete adquiere su propio valor esperado en el vacío (v_1 y v_2 , respectivamente), y ambos contribuyen al potencial escalar $V(\Phi_1, \Phi_2)$.

Partiendo del potencial del ME para un solo doblete, obtenemos:

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4.$$

Si se exigiera que la teoría fuera local, renormalizable en cuatro dimensiones y compatible con la simetría *gauge* del ME, entonces el potencial escalar debe construirse únicamente a

¹La *carga-paridad* (CP) es una simetría discreta que combina la conjugación de carga (C), la cual intercambia partículas por sus antipartículas, con la inversión espacial o paridad (P), que corresponde a la reflexión de las coordenadas espaciales $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$. La violación de CP implica que las leyes físicas no son invariantes bajo esta transformación combinada.

²La *hipercarga* (Y) es un número cuántico asociado al grupo *gauge* $U(1)_Y$ del Modelo Estándar; junto con la tercera componente del isoespín débil T_3 , determina la carga eléctrica mediante la relación $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$.

partir de operadores de dimensión canónica menor o igual a cuatro. Por tanto, el potencial más general para dos dobletes, compatible únicamente con la simetría *gauge* $SU(2)_L \times U(1)_Y$, se escribe como (**ver Apéndice D**):

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 |\Phi_1|^2 + m_{22}^2 |\Phi_2|^2 - (m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) + \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \lambda_2 |\Phi_2|^4 \\ & + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 \\ & + \lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (2.1)$$

donde

$$m_{11}^2, m_{22}^2, \lambda_{1,2,3,4} \in \mathbb{R}, \quad m_{12}^2, \lambda_{5,6,7} \in \mathbb{C}.$$

La posibilidad de que m_{12}^2 y $\lambda_{5,6,7}$ sean complejos se debe a que multiplican operadores no auto-conjugados; la hermiticidad del potencial se garantiza mediante la inclusión explícita del conjugado hermítico. Las fases complejas remanentes pueden dar lugar a violación explícita de CP en el sector escalar.

Estabilidad del potencial

Dado que el análisis general de estabilidad (**ver Apéndice D**) para el potencial del 2HDM sin restricciones es técnicamente más complejo, en esta sección nos concentramos en el caso con simetría $\mathbb{Z}_2$ (ver sección **Simetría $\mathbb{Z}_2$**) y CP conservada, el cual es ampliamente utilizado en la literatura y suficiente para ilustrar las condiciones de acotamiento desde abajo.

Para que el potencial sea estable (acotado desde abajo), analizamos el comportamiento en el límite $r \rightarrow \infty$, donde los términos a cuarto orden dominan. Parametrizamos:

$$|\Phi_1|^2 = r^2 \cos^2 \theta, \quad |\Phi_2|^2 = r^2 \sin^2 \theta,$$

donde r representa la magnitud total de los campos y θ la proporción relativa entre ellos.

En el caso con simetría $\mathbb{Z}_2$ y CP conservada ($\lambda_6 = \lambda_7 = 0$, λ_5 real), las condiciones necesarias y suficientes para que el potencial sea acotado desde abajo son:

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

Estas condiciones garantizan que la parte a cuarto orden del potencial permanezca positiva para cualquier dirección en el espacio de campos.

Condiciones para el mínimo electrodébil

Para que el potencial tenga un mínimo con $v_1, v_2 \neq 0$, los parámetros deben satisfacer las condiciones de minimización. De las ecuaciones de punto estacionario (**ver Apéndice D**) se

obtiene:

$$m_{11}^2 = -2\lambda_1 v_1^2 - \lambda_{345} v_2^2 + \frac{m_{12}^2 v_2}{v_1},$$

$$m_{22}^2 = -2\lambda_2 v_2^2 - \lambda_{345} v_1^2 + \frac{m_{12}^2 v_1}{v_2},$$

donde $\lambda_{345} \equiv \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$.

Estas relaciones de estacionariedad muestran que, en presencia del término suave m_{12}^2 , la ruptura electrodébil puede realizarse para distintos signos de m_{11}^2 y m_{22}^2 . El análisis completo del vacío requiere, además, comprobar las condiciones de acotamiento inferior y que la solución corresponda a un mínimo global.

Simetría $\mathbb{Z}_2$

Una simetría discreta $\mathbb{Z}_2$ definida por:

$$\Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \quad \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$$

elimina términos del potencial que mezclan de forma no controlada ambos dobletes (m_{12}^2 , λ_6 , λ_7) y restringe los acoplamientos de Yukawa, suprimiendo las corrientes neutras con cambio de sabor (*flavor-changing neutral currents*, *FCNC*). El potencial resultante queda:

$$V(\Phi_1, -\Phi_2) = m_{11}^2 |\Phi_1|^2 + m_{22}^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \lambda_2 |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2. \quad (2.2)$$

Es válido recalcar que en la práctica se suele permitir $m_{12}^2 \neq 0$ como ruptura *suave* de la simetría $\mathbb{Z}_2$: ello evita dominios de pared y permite mezcla controlada entre dobletes sin reintroducir *FCNC* a nivel árbol.

Estructura de Yukawa y tipos de 2HDM

Tras la ruptura espontánea de simetría, los dobletes adquieren valores de expectación:

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

lo que conduce a masas fermiónicas:

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

Si ambos dobletes acoplan al mismo fermión ($Y_1^f, Y_2^f \neq 0$), aparecen *FCNC* a nivel de árbol. La simetría $\mathbb{Z}_2$ impone que cada fermión acople solo a un doblete, lo que da lugar a los tipos más comunes de 2HDM:

- **Tipo I:** solo Φ_2 acopla a todos los fermiones.
- **Tipo II:** Φ_1 acopla a quarks d y leptones, Φ_2 a quarks u .
- **Leptofílico:** un doblete acopla a quarks y otro a leptones.
- **Flipped:** Φ_2 acopla a quarks, Φ_1 a leptones.

2.1.1. Violación de la simetría CP

El potencial del 2HDM puede violar la simetría CP (**ver Apéndice E**) de forma explícita o espontánea. Para analizarlo, identificamos los términos que introducen fases complejas y que, por tanto, pueden romper esta simetría.

A partir de (2.1), las fases complejas surgen únicamente en los factores de la forma $\Phi_1^\dagger \Phi_2$ o $\Phi_2^\dagger \Phi_1$. Esto ocurre en los coeficientes:

$$m_{12}^2, \quad \lambda_5, \quad \lambda_6, \quad \lambda_7.$$

Consideremos una transformación de conjugación compleja sobre los campos:

$$\Phi_1 \rightarrow \Phi_1^*, \quad \Phi_2 \rightarrow \Phi_2^*.$$

Bajo esta transformación, los términos mencionados se transforman como:

$$\begin{aligned} m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 &\longrightarrow (m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2)^*, \\ \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 &\longrightarrow \lambda_5^* (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^{*2}, \\ \lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) &\longrightarrow \lambda_6^* (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^*, \\ \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) &\longrightarrow \lambda_7^* (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^*. \end{aligned}$$

Para que el potencial sea invariante bajo CP, debe existir una base de campos en la que $m_{12}^2, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ sean reales. Si alguno de los invariantes de CP es no nulo, no es posible tal elección y la CP se rompe explícitamente.

Violación espontánea de CP. Incluso si todos los coeficientes anteriores son reales, la CP puede romperse de forma espontánea si los valores esperados en el vacío (vevs) adquieren fases complejas. Por ejemplo, si:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 e^{i\theta_1} \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta_2} \end{pmatrix},$$

el término $\lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2$ toma la forma:

$$\frac{\lambda_5}{2} v_1^2 v_2^2 e^{2i(\theta_1 - \theta_2)}.$$

Si la diferencia de fases $\theta_1 - \theta_2$ es distinta de cero, el vacío no es invariante bajo CP y la simetría se rompe espontáneamente.

En resumen, en el 2HDM la violación de CP puede originarse de dos maneras:

1. *Explícita*: por la presencia de parámetros complejos $m_{12}^2, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$.
2. *Espontánea*: por fases complejas en los vevs de Φ_1 y Φ_2 , aun si los parámetros del potencial son reales.

2.1.2. Los cinco bosones físicos en el 2HDM

Tras la ruptura espontánea de simetría electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$, de los 8 grados de libertad iniciales (2 dobletes complejos = 8 campos reales), 3 se convierten en los bosones de Goldstone ($G^0, G^\pm$) que dan masa a los bosones *gauge* Z y $W^\pm$, y los 5 restantes corresponden a los bosones escalares físicos del 2HDM: dos bosones escalares neutros CP-par (h, H) (**ver Apéndice F**), un pseudoescalar neutro CP-impar (A) y dos bosones cargados ($H^\pm$) (**ver Apéndice G**). A continuación se muestra cómo se obtienen sus masas y estados propios a partir del potencial (2.1).

Bosones escalares neutros

Para determinar las masas de h y H , consideramos únicamente los términos cuadráticos en los campos reales h_1 y h_2 . Tomando los valores esperados en el vacío:

$$\Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 + h_1 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 + h_2 \end{pmatrix},$$

y extrayendo las contribuciones de masa, se obtiene:

$$V_{\text{masas}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} h_1 & h_2 \end{pmatrix} \mathcal{M}_h^2 \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix},$$

con

$$\mathcal{M}_h^2 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11}^2 & \mathcal{M}_{12}^2 \\ \mathcal{M}_{12}^2 & \mathcal{M}_{22}^2 \end{pmatrix},$$

donde:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{11}^2 &= 2\lambda_1 v_1^2 + \lambda_{345} v_2^2, \\ \mathcal{M}_{22}^2 &= 2\lambda_2 v_2^2 + \lambda_{345} v_1^2, \\ \mathcal{M}_{12}^2 &= \lambda_{345} v_1 v_2 - m_{12}^2, \end{aligned}$$

con $\lambda_{345} \equiv \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$.

Como $\mathcal{M}_{12}^2 \neq 0$ en general, los campos (h_1, h_2) no son estados de masa; por ello se realiza una rotación ortogonal que diagonaliza $\mathcal{M}_h^2$ y define los autovalores como las masas físicas:

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left[\mathcal{M}_{11}^2 + \mathcal{M}_{22}^2 \pm \sqrt{(\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2)^2 + 4(\mathcal{M}_{12}^2)^2} \right], \quad (2.3)$$

asignando $m_H \geq m_h$.

La rotación ortogonal que relaciona los estados originales (h_1, h_2) con los físicos (h, H) está parametrizada por el ángulo de mezcla α :

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}.$$

La condición de anular los elementos no diagonales tras la rotación conduce a:

$$\tan 2\alpha = \frac{2\mathcal{M}_{12}^2}{\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2}. \quad (2.4)$$

Si $\alpha = 0$, los estados físicos coinciden con los de base; si $\alpha \neq 0$, existe mezcla entre los neutros CP-par.

Bosón pseudoescalar neutro A

Para el sector CP-impar, expandimos alrededor del vacío:

$$\Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 + h_1 + iA_1 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 + h_2 + iA_2 \end{pmatrix},$$

con

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2, \quad \cos \beta = \frac{v_1}{v}, \quad \sin \beta = \frac{v_2}{v}, \quad \tan \beta = \frac{v_2}{v_1}.$$

Los términos del potencial que contribuyen a la masa de los pseudoescalares son:

$$-m_{12}^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) + \lambda_5 \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right],$$

lo que conduce a la matriz de masas:

$$\mathcal{M}_A^2 = \begin{pmatrix} \lambda_5 v_2^2 & m_{12}^2 - 2\lambda_5 v_1 v_2 \\ m_{12}^2 - 2\lambda_5 v_1 v_2 & \lambda_5 v_1^2 \end{pmatrix}.$$

La diagonalización produce un autovalor nulo (bosón de Goldstone G^0) y la masa física:

$$M_A^2 = \frac{2m_{12}^2}{\sin 2\beta} - \lambda_5 v^2. \quad (2.5)$$

Los estados físicos se relacionan mediante:

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix}.$$

Bosones cargados $H^\pm$

Para los bosones cargados, los términos relevantes del potencial son:

$$-m_{12}^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1),$$

que generan la matriz de masas:

$$\mathcal{M}_C^2 = \begin{pmatrix} \lambda_4 v_2^2 & -m_{12}^2 + \lambda_4 v_1 v_2 \\ -m_{12}^2 + \lambda_4 v_1 v_2 & \lambda_4 v_1^2 \end{pmatrix}.$$

Tras la rotación por β , obtenemos el Goldstone cargado $G^\pm$ y la masa física:

$$M_{H^\pm}^2 = \frac{2m_{12}^2}{\sin 2\beta} - \frac{v^2}{2}(\lambda_4 + \lambda_5). \quad (2.6)$$

2.2. El lagrangiano de Yukawa en el 2HDM y su extensión al 2HDM tipo III

En el 2HDM, los distintos tipos de implementación se distinguen por la estructura del lagrangiano de Yukawa, las condiciones para suprimir *FCNC*, la forma en que se generan las masas de los fermiones y las restricciones sobre el potencial escalar.

En su forma más general, el lagrangiano de Yukawa (**ver Apéndice H**) se puede escribir como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{2\text{HDM}} = & - \sum_{f=d,e} \left[\bar{Q}_L (Y_1^f \Phi_1 + Y_2^f \Phi_2) f_R + \bar{L}_L (Y_1^e \Phi_1 + Y_2^e \Phi_2) e_R \right] \\ & - \sum_{f=u} \left[\bar{Q}_L (Y_1^u \tilde{\Phi}_1 + Y_2^u \tilde{\Phi}_2) u_R \right] + \text{h.c.}, \end{aligned}$$

donde $\tilde{\Phi}_a = i\sigma_2 \Phi_a^*$ son los dobletes conjugados de Higgs, Q_L son los dobletes de quarks izquierdos, L_L los dobletes de leptones izquierdos, y f_R los singletes de fermiones derechos.

Tras la ruptura de simetría electrodébil, las matrices de masa fermiónicas se expresan como:

$$M_f^{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(Y_1^{f,ij} v_1 + Y_2^{f,ij} v_2 \right), \quad \text{para } f = u, d, e$$

donde $i, j = 1, 2, 3$ son índices de sabor en el espacio de generaciones.

Separando masas y acoplamientos adicionales

Definimos las matrices de masa y *FCNC* para cada tipo de fermión $f = u, d, e$:

$$M_f^{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}} (Y_{1,f}^{ij} v_1 + Y_{2,f}^{ij} v_2), \quad N_f^{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}} (Y_{1,f}^{ij} v_1 - Y_{2,f}^{ij} v_2),$$

donde M_f^{ij} es la matriz de masa y N_f^{ij} contiene los acoplamientos de *FCNC*.

Invertiendo estas relaciones:

$$Y_{1,f}^{ij} = \frac{M_f^{ij} + N_f^{ij}}{\sqrt{2}v_1}, \quad Y_{2,f}^{ij} = \frac{M_f^{ij} - N_f^{ij}}{\sqrt{2}v_2}.$$

Aplicando las rotaciones a los campos físicos:

$$\begin{aligned} h_1 &= h \cos \alpha + H \sin \alpha, & h_2 &= -h \sin \alpha + H \cos \alpha, \\ A_1 &= G^0 \cos \beta + A \sin \beta, & A_2 &= -G^0 \sin \beta + A \cos \beta, \\ v_1 &= v \cos \beta, & v_2 &= v \sin \beta, \end{aligned}$$

obtenemos los acoplamientos físicos para cada fermión:

$$\begin{aligned}\Gamma_{f,ij}^h &= \frac{1}{\sqrt{2}v} \left(\frac{M_f^{ij} + N_f^{ij}}{\cos \beta} \cos \alpha - \frac{M_f^{ij} - N_f^{ij}}{\sin \beta} \sin \alpha \right), \\ \Gamma_{f,ij}^H &= \frac{1}{\sqrt{2}v} \left(\frac{M_f^{ij} + N_f^{ij}}{\cos \beta} \sin \alpha + \frac{M_f^{ij} - N_f^{ij}}{\sin \beta} \cos \alpha \right), \\ \Gamma_{f,ij}^A &= \frac{i}{\sqrt{2}v} \left(-\tan \beta (M_f^{ij} + N_f^{ij}) + \cot \beta (M_f^{ij} - N_f^{ij}) \right) \gamma_5.\end{aligned}$$

Acoplamientos de los Higgs cargados

Para los Higgs cargados $H^\pm$, los acoplamientos a los fermiones se derivan de manera similar. Para los quarks:

$$\begin{aligned}\Gamma_{ud,ij}^{H^+} &= \frac{1}{\sqrt{2}v} \left[V_{ik} \left(\frac{M_{d,kj} + N_{d,kj}}{\cos \beta} \right) P_L - \left(\frac{M_{u,il} - N_{u,il}}{\sin \beta} \right) V_{lj} P_R \right], \\ \Gamma_{du,ij}^{H^-} &= \left(\Gamma_{ud,ji}^{H^+} \right)^\dagger,\end{aligned}$$

donde V_{ij} es la matriz CKM, y para los leptones:

$$\begin{aligned}\Gamma_{e\nu,ij}^{H^+} &= \frac{1}{\sqrt{2}v} \left[U_{ij} \left(\frac{M_{\nu,j} + N_{\nu,ij}}{\cos \beta} \right) P_L - \left(\frac{M_{e,i} - N_{e,ij}}{\sin \beta} \right) U_{ij} P_R \right], \\ \Gamma_{\nu e,ij}^{H^-} &= \left(\Gamma_{e\nu,ji}^{H^+} \right)^\dagger,\end{aligned}$$

con U_{ij} la matriz de mezcla de neutrinos PMNS (Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata), la cual relaciona los autoestados de sabor y de masa en el sector leptónico de la interacción débil.

Forma general del lagrangiano de Yukawa en el *2HDM-III*

Sustituyendo estos acoplamientos, el lagrangiano se escribe como:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{Tipo III}} &= - \sum_{ij} \bar{L}_i [M_{ij} + \Gamma_{ij}^h h + \Gamma_{ij}^H H + i\Gamma_{ij}^A A \gamma_5] R_j \\ &\quad - H^+ \bar{u}_i \Gamma_{ud,ij}^{H^+} d_j - H^- \bar{d}_j \Gamma_{du,ij}^{H^-} u_i \\ &\quad - H^+ \bar{\nu}_i \Gamma_{\nu e,ij}^{H^+} e_j - H^- \bar{e}_j \Gamma_{e\nu,ij}^{H^-} \nu_i + \text{h.c.},\end{aligned}\tag{2.7}$$

donde se observa que, en general, M_{ij} y N_{ij} no son simultáneamente diagonalizables. Esto significa que aparecen términos de cambio de sabor en las interacciones con h , H , A y $H^\pm$.

Comparación con otros tipos de 2HDM

En los tipos I, II, *flipped* y *lepton-specific*, se introduce típicamente una simetría discreta $\mathbb{Z}_2$ que asigna cargas específicas a los campos de Higgs y fermiones. Esta simetría restringe los

Cuadro 2.1: Comparación de los tipos de 2HDM con simetría $\mathbb{Z}_2$

Tipo	Φ_1 acopla a	Φ_2 acopla a	$FCNC$	Ejemplo
I	—	todos	No	—
II	d, e	u	No	MSSM ^a
X (<i>leptofílico</i>)	e	u, d	No	—
Y (<i>flipped</i>)	d	u, e	No	—
III	todos	todos	Sí	General

^a El *MSSM* (*Minimal Supersymmetric Standard Model*) es la extensión supersimétrica mínima del ME, en la cual el sector escalar contiene dos dobletes de Higgs con acoplamientos de Yukawa de tipo II, requeridos por supersimetría y holomorfía.

acoplamientos de Yukawa, suprimiendo las $FCNC$ a nivel árbol al garantizar que cada fermión se acople únicamente a un doblete de Higgs. Esto permite diagonalizar simultáneamente las matrices de Yukawa y de masa.

En cambio, el **2HDM-III** no impone esta simetría: ambos dobletes pueden acoplarse a todos los fermiones, resultando en términos de Yukawa generales que generan:

$$\bar{f}_i f_j h, \quad \bar{f}_i f_j H, \quad \bar{f}_i \gamma_5 f_j A \quad \text{con } i \neq j,$$

lo que habilita $FCNC$ controladas por los elementos no diagonales de N_f^{ij} .

Implicaciones fenomenológicas

En el **2HDM-III**, procesos prohibidos o fuertemente suprimidos en el Modelo Estándar pueden aparecer a niveles detectables. Entre los canales más relevantes se encuentran:

$FCNC$ en colisionadores

$$t \rightarrow ch, \quad h \rightarrow \mu\tau, \quad H \rightarrow tc, \quad A \rightarrow \tau\mu$$

Procesos de sabor

$$B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-, \quad \tau \rightarrow \mu\gamma, \quad K^0 - \bar{K}^0 \text{ mixing}$$

Estos canales están fuertemente restringidos por experimentos como LHC^b , CMS, ATLAS y Belle II. Las cotas experimentales constituyen pruebas directas para validar o descartar regiones del espacio de parámetros del modelo, imponiendo restricciones severas sobre los elementos no diagonales de N_f^{ij} y las masas de los Higgs adicionales.

La estructura de Yukawa general del **2HDM-III** lo convierte en un marco atractivo para explorar física de Higgs más allá del Modelo Estándar, incorporando nuevas fuentes de violación de sabor y dependencias explícitas en los ángulos α y β .

Capítulo 3

Producción de H neutro pesado con decaimiento $H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ en el LHC

El $2HDM-III$ extiende el sector escalar del ME permitiendo interacciones de cambio de sabor a nivel árbol, las cuales surgen de matrices de Yukawa generales [14–17]. Este rasgo convierte al proceso $H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ en una señal directa de nueva física, ya que en el ME está fuertemente suprimido [18]. En este capítulo se estudia la producción de un bosón de Higgs neutro pesado en el LHC a través del canal $pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$, siguiendo estudios fenomenológicos recientes [19–21].

Para llevar a cabo el análisis numérico, se utilizó **MadGraph5** [22] como generador de eventos a nivel partónico¹, interfazado con los PDFs² NNPDF23NLO. Posteriormente, los eventos fueron sometidos a la evolución partónica, hadronización y decaimientos hadrónicos mediante **PYTHIA 8.2** [23], y finalmente se aplicó una simulación rápida de detector utilizando **Delphes 3** [24]. Para explorar la consistencia del espacio de parámetros se utilizaron herramientas diseñadas para BSM (*Beyond the Standard Model*) con dobletes de Higgs [25].

La sección eficaz total del proceso hadrónico $pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ se calcula mediante la convolución de PDFs con la sección eficaz partónica $\hat{\sigma}$, expresión estándar en procesos de producción de Higgs [26, 27]:

$$\sigma(pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c} + \bar{t}c) = \sum_{i,\bar{i}} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f_i(x_1, Q^2) f_{\bar{i}}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{i\bar{i}}(i\bar{i} \rightarrow H \rightarrow t\bar{c} + \bar{t}c), \quad (3.1)$$

donde $f_i(x, Q^2)$ son las funciones de distribución de partones evaluadas a escala $Q \simeq m_H$. La sección partónica $\hat{\sigma}_{i\bar{i}}$ depende directamente de los acoplamientos con violación de sabor del modelo, ampliamente discutidos [14, 15, 28]. Esta expresión permite determinar la tasa total de producción del Higgs pesado en el LHC considerando los modos dominantes de producción [29].

¹El *nivel partónico* se refiere a la descripción del proceso de dispersión en términos de partones (quarks y gluones) antes de la evolución de la cascada partónica, la hadronización y la simulación del detector.

²Las *Parton Distribution Functions* (PDFs) describen la probabilidad de encontrar un partón (quark o gluón) con una fracción de momento longitudinal x dentro del protón, evaluada a una escala de energía Q^2 . Estas funciones incorporan efectos no perturbativos de la QCD y se determinan a partir de ajustes globales a datos experimentales.

La evaluación numérica de la integral en la Ec. (3.1) se realiza mediante métodos Monte Carlo de muestreo del espacio de fases, implementados de forma automática en MADGRAPH5.

El diagrama de Feynman para $pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ se presenta en la Figura 3.1. El proceso está mediado por la aniquilación quark-antiquark en el canal s , seguido del decaimiento vía $FCNC$, característica distintiva del $2HDM-III$ [14, 19].

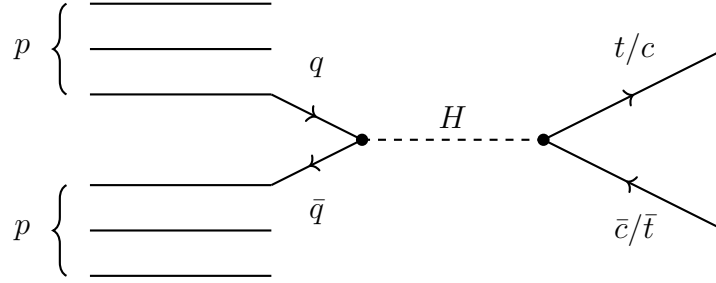


Figura 3.1: Diagrama de Feynman representando el proceso de producción $pp \rightarrow H$ seguido por el decaimiento $H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ en el LHC . La colisión protón-protón (p) produce un bosón de Higgs neutro pesado (H) mediante la aniquilación de un par quark-antiquark ($q\bar{q}$) en el canal s , donde el Higgs posteriormente decae a través de $FCNC$ a los estados finales $t\bar{c}$ o $\bar{t}c$, señal característica del $2HDM-III$.

El estudio se enfoca en el régimen de masas $180 \leq m_H \leq 340$ GeV, donde el canal $H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ puede ser competitivo frente a otros modos de decaimiento, dependiendo de la estructura de Yukawa y de los parámetros del potencial escalar en el modelo [28, 29]. La violación de sabor a nivel árbol en este proceso lo convierte en una sonda sensible para probar la estructura extendida de Yukawa del $2HDM-III$, tal como se ha señalado en estudios teóricos y fenomenológicos recientes [14, 19, 30].

3.1. Cadena de simulación en MadGraph5

El flujo completo de simulación incluyó la generación de eventos de señal y fondos. Para la señal $pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV, se utilizó **MadGraph5_aMC@NLO** v3.4.1 [22] con el modelo UFO del $2HDM-III$, generando 10^4 eventos por punto del espacio de parámetros. Los fondos simulados (10^5 eventos cada uno) fueron: $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, Wjj , $c\bar{c}$ y tc , totalizando 5×10^5 eventos. La hadronización y evolución de partones se realizó con **PYTHIA 8.306** [23] (parámetros LHC), mientras que la simulación del detector se implementó con **Delphes 3.5.0** [24] (configuración por defecto LHC). De esta cadena de simulación se obtuvieron las secciones eficaces para cada subproceso, presentadas en las Tablas 3.1 y 3.2.

En el $2HDM-III$, el decaimiento con violación de sabor del Higgs neutro pesado, $H \rightarrow t\bar{c}$, está dominado por acoplamientos de tipo up, cuya intensidad depende de manera inversa de $\tan \beta$ a través del factor $\cot \beta$ [14–16]. Esto implica que, en el régimen de $\tan \beta$ pequeño, la contribución correspondiente a los términos proporcionales a $m_t \cot \beta$ se ve notablemente amplificada, fortaleciendo la probabilidad del proceso. Por tanto, desde el punto de vista teórico, se anticipa que la simulación muestre una mayor sección eficaz para este canal en

valores reducidos de $\tan\beta$, lo que constituye una predicción directa del modelo que debe reflejarse en las distribuciones generadas con **MadGraph5_aMC@NLO** (ver **Apéndice I**).

Cuadro 3.1: Sección eficaz (pb) de cada subproceso en función de la masa del Higgs pesado, χ y $\tan\beta$, para $m_H \in [180, 260]$ GeV y $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$.

Sección eficaz (pb) de cada subproceso según sus parámetros						
Masa	χ^3	Tan β				
		0.1	1.0	5	10	20
180	0.1	0.00024398	0.000030792	0.000021658	0.00002063	0.000020124
	0.5	0.0061088	0.00077098	0.00054229	0.00051653	0.00050388
	1	0.024486	0.0030904	0.0021737	0.0020704	0.0020198
	5	0.61136	0.07716	0.054273	0.051694	0.050428
	10	2.4382	0.30772	0.21645	0.20616	0.20112
200	0.1	0.0070558	0.0008905	0.00062636	0.0005966	0.000582
	0.5	0.17607	0.022221	0.01563	0.014887	0.014523
	1	0.70608	0.089113	0.06268	0.059703	0.058241
	5	17.59	2.22	1.5615	1.4873	1.4509
	10	70.598	8.9101	6.2672	5.9694	5.8233
220	0.1	0.019939	0.0025165	0.00177	0.0016859	0.0016447
	0.5	0.49858	0.062925	0.044261	0.042157	0.041125
	1	1.9958	0.25189	0.17718	0.16876	0.16463
	5	49.956	6.3049	4.4348	4.2241	4.1207
	10	199.45	25.172	17.706	16.864	16.451
240	0.1	0.031213	0.0039393	0.0027708	0.0026392	0.0025746
	0.5	0.77931	0.098355	0.069181	0.065894	0.064281
	1	3.1115	0.3927	0.27621	0.26309	0.25665
	5	78.017	9.8465	6.9258	6.5968	6.4352
	10	311.81	39.354	27.681	26.365	25.72
260	0.1	0.040568	0.0051201	0.0036014	0.0034303	0.0033463
	0.5	1.0132	0.12788	0.089947	0.085674	0.083576
	1	4.0487	0.51098	0.35941	0.34234	0.33396
	5	101.55	12.817	9.0153	8.5869	8.3767
	10	405.41	51.166	35.989	34.28	33.44

La tabla se lee fijando un valor de la masa m_H (bloques), seleccionando luego un valor de χ (filas) y finalmente el valor de $\tan\beta$ (columnas), obteniéndose en cada caso la sección

³El parámetro χ representa el acoplamiento de Yukawa efectivo que controla la intensidad de las interacciones del Higgs con fermiones en el escenario *BSM* considerado.

eficaz correspondiente.

Cuadro 3.2: Sección eficaz (pb) de cada subproceso según sus parámetros para las masas $[280 - 340]$ GeV y luminosidad $300fb^{-1}$

Sección eficaz (pb) de cada subproceso según sus parámetros						
Masa	χ	Tan β				
		0.1	1.0	5	10	20
280	0.1	0.048387	0.0061069	0.0042955	0.0040914	0.0039912
	0.5	1.2109	0.15283	0.1075	0.10239	0.099882
	1	4.8286	0.60942	0.42865	0.40829	0.39829
	5	120.92	15.261	10.734	10.225	9.9741
	10	483.46	61.018	42.919	40.879	39.879
300	0.1	0.055082	0.0069518	0.0048898	0.0046575	0.0045434
	0.5	1.3768	0.17376	0.12222	0.11642	0.11356
	1	5.4993	0.69406	0.48819	0.46499	0.45361
	5	137.7	17.38	12.224	11.644	11.359
	10	550.68	69.501	48.886	46.563	45.423
320	0.1	0.061091	0.0077103	0.0054233	0.0051656	0.0050391
	0.5	1.5293	0.19301	0.13576	0.12931	0.12614
	1	6.1013	0.77003	0.54163	0.51589	0.50326
	5	152.92	19.3	13.575	12.93	12.614
	10	611.56	77.184	54.29	51.71	50.444
340	0.1	0.066988	0.0084544	0.0059467	0.0056642	0.0055255
	0.5	1.6764	0.21158	0.14882	0.14175	0.13828
	1	6.6836	0.84353	0.59332	0.56514	0.5513
	5	167.56	21.148	14.875	14.168	13.822
	10	669.39	84.484	59.424	56.601	55.215

A la luz de la dependencia teórica del canal $H \rightarrow t\bar{c}$, cuyo acoplamiento es proporcional a $m_t \cot \beta$, las tablas presentadas muestran un comportamiento plenamente consistente con lo esperado: para todos los valores de la masa y de χ , la sección eficaz disminuye monótonamente al aumentar $\tan \beta$. Esta caída sistemática se observa desde $\tan \beta = 0.1$ hasta $\tan \beta = 20$, indicando que el régimen de mayor producción corresponde siempre a los valores más pequeños de $\tan \beta$, donde $\cot \beta$ es más grande y, por tanto, el acoplamiento del Higgs neutro al par $t\bar{c}$ se ve fuertemente reforzado.

Este patrón es especialmente visible en los escenarios con acoplamientos $\chi = 5$ y $\chi = 10$, donde las diferencias entre $\tan \beta = 0.1$ y $\tan \beta = 1.0$ alcanzan valores grandes. Por el contrario, al pasar de $\tan \beta = 10$ a $\tan \beta = 20$ la sección eficaz apenas varía, lo que refleja que en el régimen de $\tan \beta$ grande el acoplamiento se encuentra ya fuertemente suprimido.

En conjunto, los resultados numéricos de las Tablas 3.1 y 3.2 reproducen de manera clara la predicción teórica fundamental del $2HDM\text{-}III$: el canal con violación de sabor $H \rightarrow t\bar{c}$ es más eficiente para valores pequeños de $\tan\beta$, mientras que para $\tan\beta$ grandes la producción disminuye drásticamente, confirmando que la dependencia dominante del proceso proviene del término proporcional a $\cot\beta$.

3.2. Puntos de referencias y espacio de parámetros

La exploración sistemática del espacio de parámetros del modelo $2HDM\text{-}III$ pone de manifiesto su considerable dimensionalidad [14, 16, 17, 28, 31, 32]. Considerando luminosidades de 300 fb^{-1} , 1000 fb^{-1} y 3000 fb^{-1} , el análisis de 675 subprocesos hace necesaria una estrategia de reducción eficiente para agilizar los estudios fenomenológicos en el LHC [26–29]. La elección de puntos de referencia (*puntos de referencia*, BPs) se erige como una metodología fundamental, al posibilitar el examen de las regiones fenomenológicamente pertinentes sin comprometer la viabilidad computacional [28, 29]. En esta sección se expone el procedimiento sistemático empleado para explorar dicho espacio, aplicar las restricciones teóricas y experimentales, y seleccionar las configuraciones representativas del proceso

$$pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c} + \bar{t}c.$$

La elección de los parámetros variados (ver Tablas 3.1 y 3.2) en el análisis se fundamenta en consideraciones fenomenológicas específicas. El valor $\cos(\beta - \alpha) = 0.01$ corresponde al *límite de alineamiento*, garantizando que el Higgs ligero presente acoplamientos compatibles con el ME [14, 28, 29]. El rango de $m_H \in \{180, 200, 220, \dots, 340\}$ GeV cubre masas accesibles en el LHC , evitando regiones excluidas experimentalmente y permitiendo estudiar la transición entre distintos regímenes de desintegración [9, 10, 26, 27, 33].

Es importante destacar que las búsquedas experimentales en el LHC han establecido límites significativos sobre procesos con cambio de sabor. Las colaboraciones ATLAS y CMS han reportado cotas superiores para los acoplamientos de violación de sabor $|\kappa_{tc}|$ y $|\kappa_{tu}|$ del bosón de Higgs del Modelo Estándar en el orden de 10^{-3} – 10^{-2} [20, 21, 30, 34], mientras que para Higgs pesados en extensiones del Modelo Estándar se han excluido amplias regiones del espacio de parámetros [10, 28, 29]. Sin embargo, el régimen específico explorado en este trabajo—con masas $180 \leq m_H \leq 340$ GeV y acoplamientos χ_{tc}^H en el rango 0.1–10—permanece en gran parte viable según los límites experimentales actuales, constituyendo una ventana de oportunidad para la detección de nueva física [16, 17, 19–21].

La variación de $\chi_{tc}^H = \chi_{ct}^H \in \{0.1; 0.5; 1; 5; 10\}$ explora distintos niveles de violación del sabor en el sector de quarks, desde acoplamientos supresivos hasta acercamientos significativos [15–17, 19, 30]. Finalmente, $\tan\beta \in \{0.1; 1; 5; 10; 20\}$ abarca desde regímenes de baja a alta razón de v ’s, afectando directamente los acoplamientos Yukawa y las tasas de producción del Higgs pesado [14, 28, 29, 32, 35]. A cada combinación de parámetros se le aplicaron rigurosas restricciones teóricas y fenomenológicas, incluyendo la estabilidad del vacío, la unitariedad perturbativa, los límites provenientes de procesos de cambio de sabor ($\Delta F = 2$) y de la desintegración $B \rightarrow X_s \gamma$, así como la compatibilidad con las propiedades medidas del bosón de Higgs a 125 GeV [9, 14, 16, 17, 26, 27, 32, 33, 36]. Para cada conjunto de parámetros que superaba estas restricciones, se generaron de forma automatizada—mediante *scripts* en

*bash*⁴—los archivos de entrada necesarios para MADGRAPH5 [22]. Finalmente, en cada punto viable del espacio de parámetros se procedió al cálculo de los observables físicos relevantes: la sección eficaz de producción $\sigma(pp \rightarrow H)$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV (expresada en fb), y las tasas de eventos esperadas $N = \sigma(pp \rightarrow H) \times \text{BR}(H \rightarrow t\bar{c} + \bar{t}c) \times \mathcal{L}$ para luminosidades integradas de 300, 1000 y 3000 fb⁻¹.

3.2.1. Selección de puntos de referencias

La selección de puntos de referencia se realizó siguiendo tres criterios fundamentales. En primer lugar, se requirió que el número esperado de eventos $N = \sigma \times \mathcal{L}$ para la luminosidad integrada de la tercera ejecución del *LHC* ($\mathcal{L} = 300$ fb⁻¹) se encontrara en el rango [1000, 300000], lo que corresponde a secciones eficaces entre aproximadamente 3.3 fb (3.3×10^{-3} pb) y 1000 fb (1 pb). Este rango garantiza, por un lado, significancia estadística suficiente para una potencial detección y, por otro, excluye regiones del espacio de parámetros donde señales excesivamente grandes habrían sido observadas en búsquedas previas del *LHC* [9, 10, 26–29, 33].

En segundo término, todos los puntos seleccionados satisfacen plenamente las restricciones actuales de procesos de sabor —tanto de $\Delta F = 2$ como de desintegraciones radiativas $B \rightarrow X_s \gamma$ — y reproducen las propiedades medidas del bosón de Higgs de 125 GeV dentro de los márgenes experimentales [9, 16, 17, 33, 36]. Finalmente, se priorizó una cobertura representativa de distintas jerarquías de los acoplamientos χ_{tc}^H , abarcando desde valores $\mathcal{O}(0.1)$ hasta $\mathcal{O}(10)$, con el objetivo de explorar diversos regímenes fenomenológicos y posibles realizaciones, de altas energías, completas del modelo [16, 17, 19–21, 30].

El conjunto de puntos seleccionados mediante estos criterios constituye una base representativa para el análisis fenomenológico posterior, que será refinado mediante la aplicación de cortes de selección específicos.

Es importante destacar que los resultados presentados están sujetos a incertidumbres tanto teóricas como experimentales. Entre las incertidumbres teóricas más relevantes se encuentra la dependencia de la sección eficaz con las escalas de factorización (μ_F) y renormalización (μ_R). Estudios preliminares muestran que variar estas escalas por un factor de 2 alrededor de la escala central m_H puede modificar las secciones eficaces en aproximadamente 10-30 %, dependiendo de la masa del Higgs y los parámetros del modelo [26, 27].

En el ámbito experimental, la simulación con *Delphes* incorpora las principales fuentes de incertidumbre a través de parametrizaciones de la respuesta del detector [24], incluyendo las eficiencias de *tagging* de jets *b* (típicamente 70-80 % con falsas positivas del 1-2 % para jets ligeros), la resolución en el momento transversal de los jets, y las incertidumbres en la medición de energía faltante [37]. Si bien estas incertidumbres están emuladas en nuestro análisis, su impacto cuantitativo completo requeriría un estudio dedicado que escape al alcance de este trabajo exploratorio.

⁴Un *script* en *bash* permite automatizar la ejecución de comandos del sistema en entornos Unix/Linux mediante el intérprete *bash*.

3.3. Simulación y análisis de eventos mediante MadAnalysis5

El análisis final de eventos se llevó a cabo empleando **MadAnalysis5** v1.9.60, implementando la secuencia de cortes descrita en la siguiente sección. La elección de esta herramienta específica se fundamenta en su capacidad para realizar análisis fenomenológicos complejos de manera eficiente y reproducible. **MadAnalysis5** permite la aplicación sistemática de cortes de selección, el cálculo de significancias estadísticas y la generación de distribuciones cinemáticas, aspectos esenciales para evaluar la detectabilidad de las señales propuestas en el modelo *2HDM-III*.

La versión 1.9.60 incorpora mejoras significativas en el manejo de cadenas de desintegración y en la implementación de algoritmos de reconstrucción de jets, lo que resulta crucial para el análisis del proceso $pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ con sucesivas desintegraciones hadrónicas⁵. Además, su integración con el ecosistema de herramientas de Monte Carlo —incluyendo **MADGRAPH5** [22], **PYTHIA8** [23] y **DELPHES** [24]— asegura la consistencia en la simulación de señales y fondos, facilitando la comparación directa con resultados experimentales existentes.

La implementación de una secuencia de cortes optimizada permite maximizar la significancia estadística mientras se suprimen eficientemente los procesos de fondo dominantes, constituyendo así el núcleo metodológico de este estudio fenomenológico.

Posteriormente, se procedió a implementar un esquema de análisis automatizado mediante scripts de Python que generaron configuraciones específicas para cada punto del espacio de parámetros del *2HDM-III*. Este abordaje sistemático permitió analizar de manera consistente 675 configuraciones paramétricas, cubriendo todos los parámetros mencionados previamente.

3.3.1. Procesos de señal y fondo

Para cada configuración del espacio de parámetros se consideró el proceso de señal $pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ con el subsiguiente decaimiento hadrónico $H \rightarrow jj$, cuyas secciones eficaces variaron significativamente en el rango de $\sim 2 \times 10^{-5}$ pb a ~ 0.67 pb dependiendo de los valores específicos de m_H , $\tan\beta$ y χ_{tc}^H . Los procesos de fondo principales incluidos en el análisis comprenden la producción de $t\bar{t}$ ($\sigma = 597.7$ pb), $W + \text{jets}$ ($\sigma = 3421$ pb), $b\bar{b}$ ($\sigma = 3147$ pb), $c\bar{c}$ ($\sigma = 3446$ pb) y $t\bar{c}$ ($\sigma = 17.08$ pb), representando los modos de producción más relevantes que podrían enmascarar la señal experimental.

La selección de observables cinemáticas se fundamenta en consideraciones físicas y estrategias de discriminación señal-fondo:

- **Multiplicidad de jets ($N(j)$):** Refleja la topología característica del proceso de señal, que genera un mínimo de cuatro jets en el estado final a partir de las desintegraciones hadrónicas del top, anti-charm y Higgs.
- **Multiplicidad de jets b ($N(b)$):** Proporciona información crucial sobre el contenido de sabor del evento, siendo sensible a la producción del *quark top* en la señal frente a

⁵Una *desintegración hadrónica* es un proceso en el cual una partícula inestable decae en hadrones (mesones y/o bariones), gobernado por la interacción fuerte.

procesos de fondo con distinta estructura de quarks pesados.

- **Momento transverso** ($p_T(j)$): Caracteriza la escala de energía típica de los eventos, donde la producción de partículas pesadas (top, Higgs) se manifiesta en espectros de p_T más endurecidos respecto a fondos dominantes.
- **Energía transversa** ($E_T(j)$): Complementa la información del p_T ofreciendo una medida alternativa de la actividad hadrónica, particularmente relevante para la identificación de jets originados de partículas masivas.
- **Masa invariante** ($M(jj)$): Constituye el observable primordial para la identificación de la resonancia del Higgs pesado, permitiendo la reconstrucción directa de su masa a partir del par de jets más compatible con su desintegración.

Otro aspecto importante es la configuración de visualización y normalización responde a requisitos específicos de comparabilidad cuantitativa y claridad interpretativa:

- **Normalización a luminosidad integrada:** La opción `main.normalize = lumi` permite comparar directamente las predicciones teóricas con los resultados experimentales del *LHC*, transformando las secciones eficaces en números de eventos esperados para una luminosidad dada. Esto facilita la evaluación de la detectabilidad experimental y el cálculo de significancias estadísticas [38].
- **Método de apilamiento `normalize2one`:** La elección de `main.stacking_method = normalize2one` proporciona una comparación visual inmediata de las formas de las distribuciones entre señal y fondos, independientemente de sus secciones eficaces absolutas. Esto resulta particularmente útil para identificar regiones cinemáticas donde la señal presenta características distintivas en forma, más allá de la simple normalización [39].
- **Esquema de colores diferenciado:** La asignación de línea negra discontinua para la señal y escala de cian para los fondos sigue convenciones establecidas en fenomenología de altas energías, garantizando claridad interpretativa y consistencia con la literatura especializada. Este esquema permite una identificación inmediata de los componentes individuales en gráficos complejos.
- **Gráficos apilados:** La generación sistemática de distribuciones apiladas permite evaluar visualmente la contribución relativa de la señal sobre el fondo combinado, facilitando la identificación de ventanas de observabilidad y la optimización de cortes de selección.

Para ilustrar de manera efectiva la fenomenología del modelo y el desempeño de la estrategia de selección, se eligió una configuración paramétrica representativa basada en los siguientes criterios físicos:

- $\tan \beta = 0.1$: Este valor de $\tan \beta$ bajo maximiza el acoplamiento del Higgs pesado con los quarks tipo up, particularmente con el *quark top*, lo que se traduce en secciones

eficaces mejoradas para el proceso $pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$. Fenomenológicamente, este régimen privilegia la contribución del segundo doblete de Higgs, ofreciendo la firma más distintiva respecto al Modelo Estándar.

- $\chi_{tc} = 0.5$: Un valor de acoplamiento de violación de sabor intermedio, cercano a la unidad, representa un escenario conservador donde la nueva física aparece de manera moderada, evitando tanto el régimen de supresión ($\chi \ll 1$) como el de acoplamientos no perturbativos ($\chi \gg 1$).
- $m_H = 280 \text{ GeV}$: Esta masa se sitúa en una región prometedora intermedia donde el Higgs pesado es suficientemente masivo para evitar exclusiones directas existentes, pero lo bastante ligero para mantener secciones eficaces apreciables. Además, para esta masa, los canales de desintegración $H \rightarrow WW/ZZ$ y $H \rightarrow t\bar{t}$ compiten, enriqueciendo la fenomenología observable.

La combinación $\{\tan \beta = 0.1, \chi_{tc} = 0.5, m_H = 280 \text{ GeV}\}$ constituye por tanto una propuesta ideal: presenta una señal lo suficientemente intensa para ser fenomenológicamente interesante, mientras se mantiene en un régimen teóricamente plausible y moderado, representativo de las características más genuinas del $2HDM\text{-III}$.

Con lo anteriormente planteado, pasamos a la generación de las observables cinemáticas y análisis de cortes, tal como se puede apreciar a continuación:

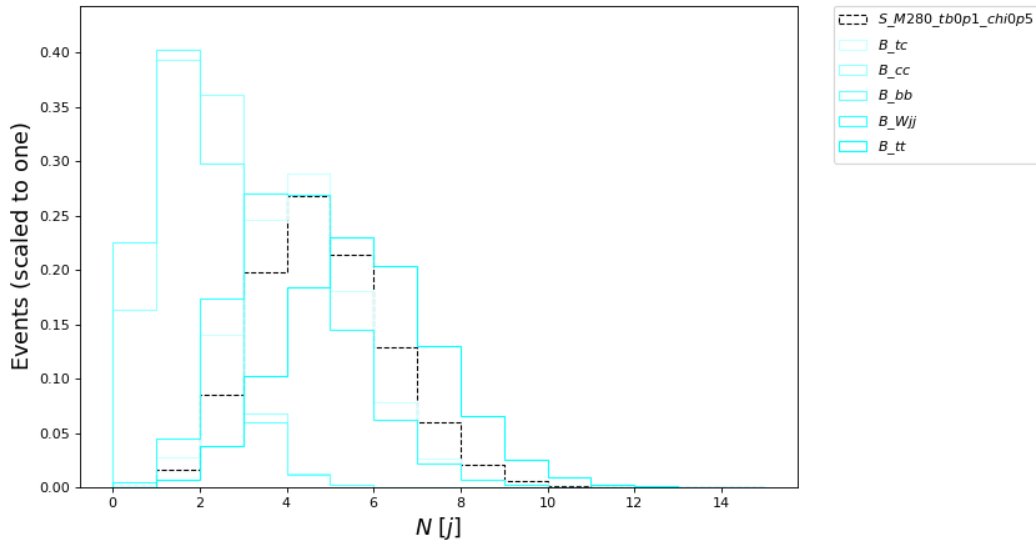


Figura 3.2: Distribución de multiplicidad de jets $N(j)$ sin cortes para la configuración $\tan \beta = 0.1$, $\chi_{tc} = 0.5$, $m_H = 280 \text{ GeV}$

La distribución de $N(j)$ revela que la señal presenta una contribución significativa en alta multiplicidad, consistente con la topología multi-jet del proceso $pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ con $H \rightarrow jj$. Un corte en $N(j) > 4$ aprovecha esta característica para suprimir fondos de menor multiplicidad como $t\bar{t}$ y W +jets, constituyendo el primer filtro en la estrategia de selección.

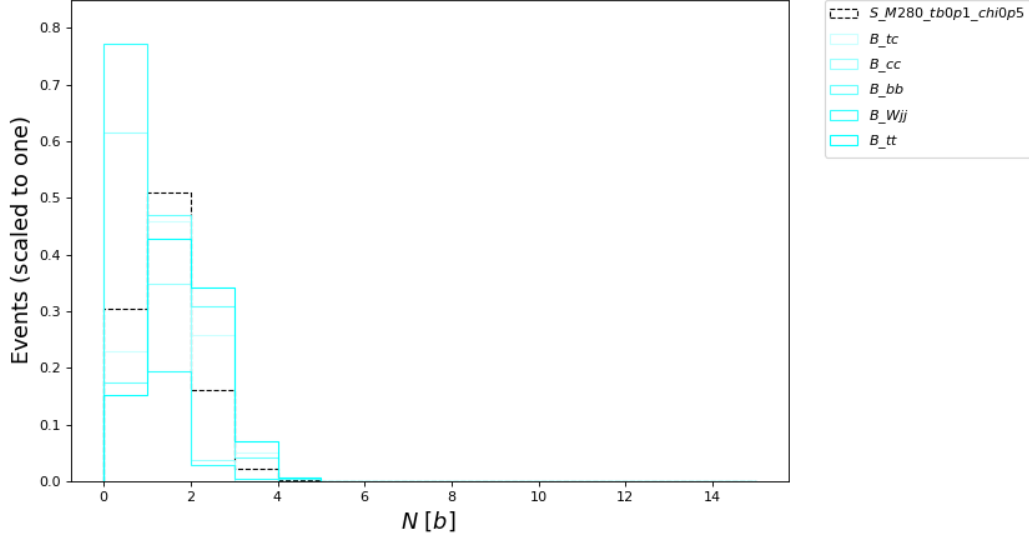


Figura 3.3: Distribución de multiplicidad de jets b ($N(b)$) luego de aplicar el corte $N(j) > 4$ para la configuración de estudio.

Tras aplicar el corte en multiplicidad de jets ($N(j) > 4$), se examina la distribución de multiplicidad de jets b ($N(b)$) mostrada en la Figura 3.3. La señal presenta un pico prominente en $N(b) = 1$, consistente con la producción de un único quark b proveniente de la desintegración hadrónica del *quark top*. Este comportamiento contrasta con fondos como $t\bar{t}$, que típicamente generan múltiples jets b . Un corte en $N(b) = 1$ aprovecha esta característica para suprimir eficientemente los fondos dominantes mientras preserva (considerablemente) la señal de interés.

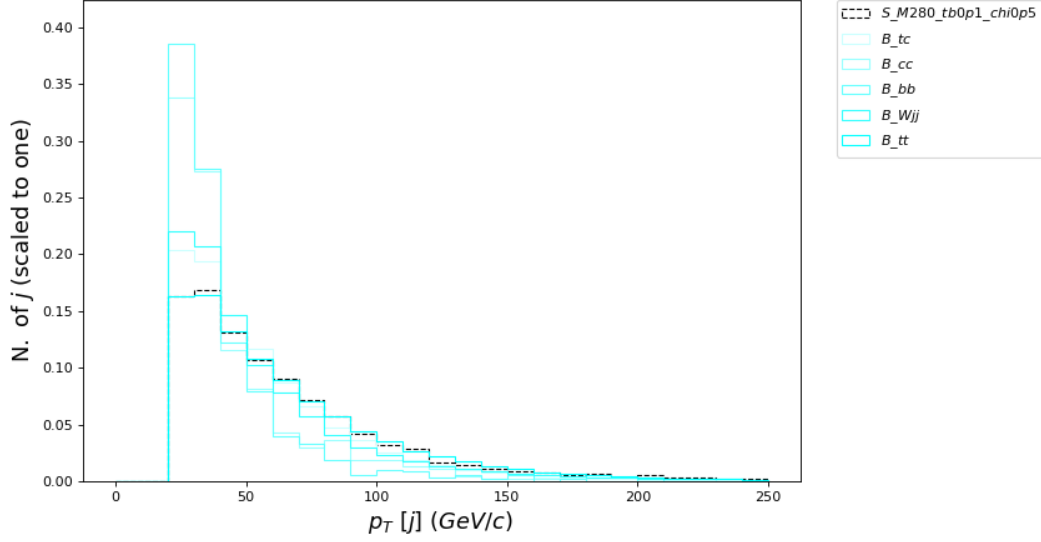


Figura 3.4: Distribución del momento transversal de los jets (p_T) luego de aplicar los cortes $N(j) > 4$ y $N(b) = 1$ para la configuración de estudio.

Tras aplicar los cortes en multiplicidad, se examina la distribución del momento transversal de los jets (p_T) mostrada en la Figura 3.4. La señal presenta un espectro endurecido característico de procesos que involucran partículas pesadas, con contribuciones significativas por encima de 50 GeV. Este comportamiento contrasta con los fondos dominantes, que muestran distribuciones más suaves en esta región. Un corte en $p_T > 50$ GeV permite capitalizar esta diferencia, suprimiendo eficientemente eventos de fondo de bajo momento transversal mientras se preserva la mayor parte de la señal.

Para complementar el corte en p_T , se examina la distribución de energía transversal de los jets (E_T), mostrada en la Figura 3.5. La señal presenta un comportamiento similar al observado en p_T , con contribuciones significativas por encima de 55 GeV. Este corte en $E_T(j) > 55$ GeV permite una supresión adicional de fondos residuales de baja energía, particularmente aquellos provenientes de procesos QCD, mientras mantiene una alta eficiencia para la señal. La combinación de cortes en p_T y E_T asegura una selección robusta de jets originados por partículas pesadas.

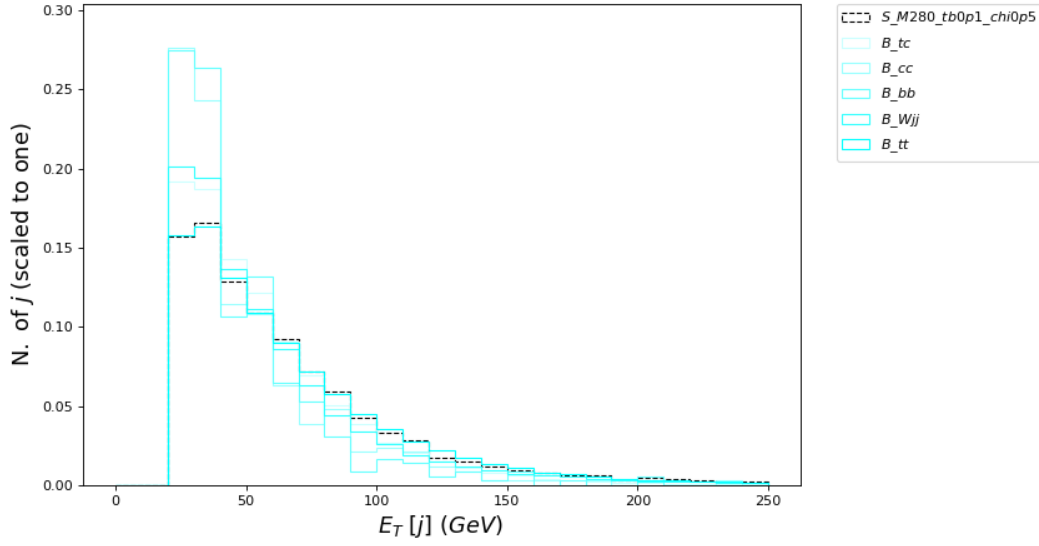


Figura 3.5: Distribución de energía transversa de los jets (E_T) luego de aplicar los cortes previos en multiplicidad y momento transverso.

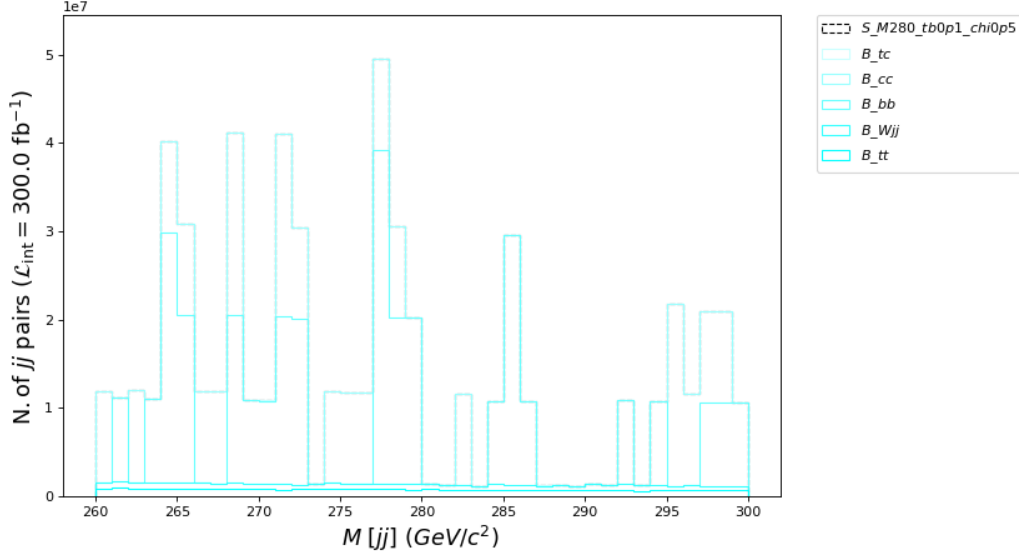


Figura 3.6: Distribución de masa invariante $M(jj)$ tras aplicar todos los cortes de selección previos. La región sombreada indica la ventana de masa ± 20 GeV alrededor de $m_H = 280$ GeV utilizada para el análisis estadístico posterior. La no evidencia visual de un exceso claro de eventos en la región de la señal resalta la necesidad del análisis cuantitativo de significancia.

El paso final en la secuencia de selección consiste en la reconstrucción de la masa del

Higgs pesado mediante la distribución de masa invariante $M(jj)$, mostrada en la Figura 3.6. Aplicando los cortes previos en multiplicidad, momento y energía transversa, se observa que la señal no emerge claramente sobre el fondo combinado en la distribución general. Esta superposición indica que, si bien la selección preliminar suprime fondos eficientemente, la señal residual permanece estadísticamente limitada frente a los procesos de fondo dominantes.

La implementación de un corte en ventana de masa $M(jj) \in [m_H - 20, m_H + 20]$ GeV permite aislar la región donde se espera la contribución máxima de la señal. Esta estrategia de ampliación no pretende revelar visualmente un exceso evidente, sino definir una región de interés optimizada para el posterior cálculo de significancia estadística. El análisis cuantitativo en esta ventana permitirá determinar si la señal, aunque visualmente enmascarada, posee significancia estadística suficiente para justificar una búsqueda experimental en esta región del espacio de parámetros.

3.4. Análisis y discusión de resultados

Bien, con todo este análisis, la Tabla 3.3 muestra la significancia estadística $(S/\sqrt{S+B})$ después de cada corte sucesivo para la señal de $\tan\beta = 0.1$, $\chi_{tc} = 0.5$, $m_H = 280$ GeV y para luminosidades integradas de 300, 1000 y 3000 fb⁻¹.

Se observa que la significancia aumenta consistentemente con la luminosidad, como es esperado debido al mayor número de eventos acumulados. La secuencia de cortes mejora significativamente la detectabilidad de la señal respecto al caso sin cortes, aunque se nota que el corte en $N(b) = 1$ reduce temporalmente la significancia, ya que si bien suprime fondos eficientemente, también afecta considerablemente a la señal. Los cortes subsiguientes en p_T y E_T recuperan y mejoran la significancia al suprimir fondos de baja energía de manera más selectiva. Finalmente, la ventana de masa en $M(jj) \in [260, 300]$ GeV define una región de interés optimizada para el análisis estadístico detallado.

Cuadro 3.3: Significancia estadística $(S/\sqrt{S+B})$ después de cada corte sucesivo para la configuración $\tan\beta = 0.1$, $\chi_{tc} = 0.5$, $m_H = 280$ GeV.

Corte aplicado	300 fb ⁻¹	1000 fb ⁻¹	3000 fb ⁻¹
Sin cortes	0.258	0.471	0.817
$N(j) > 4$	2.200 ± 0.004	4.017 ± 0.004	6.957 ± 0.004
$N(b) = 1$	1.782 ± 0.006	3.254 ± 0.006	5.636 ± 0.006
$p_T(j) > 50$ GeV	2.122 ± 0.007	3.874 ± 0.007	6.711 ± 0.007
$E_T(j) > 55$ GeV	2.263 ± 0.007	4.132 ± 0.007	7.157 ± 0.007
$M(jj) \in [260, 300]$ GeV	1.739 ± 0.007	3.175 ± 0.007	5.500 ± 0.007

La Tabla 3.3 permite evaluar cuantitativamente la efectividad de cada corte y constituye una herramienta fundamental para planificar estrategias de búsqueda experimental en el *LHC*. Cabe destacar que la significancia de 1.739σ obtenida tras todos los cortes para $\mathcal{L} = 300$ fb⁻¹ no alcanza el umbral de $3\text{--}5\sigma$ requerido para considerar una región de interés estadísticamente relevante. Sin embargo, al proyectar a luminosidades futuras, la señal alcanza 3.175σ a 1000 fb⁻¹ y 5.5σ a 3000 fb⁻¹, situándose en el régimen de descubrimiento

potencial para este último. Esto sugiere que esta configuración paramétrica podría manifestarse inicialmente como una fluctuación estadística en los datos actuales, evolucionando hacia un indicio sólido e incluso un descubrimiento con la acumulación de mayor luminosidad.

La aplicabilidad de esta secuencia de cortes a las 675 señales estudiadas se fundamenta en características topológicas y cinemáticas intrínsecas al proceso $pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ con $H \rightarrow jj$:

- $N(j) > 4$: Respeta la topología multi-jet mínima del proceso, que genera al menos cuatro jets a partir de las desintegraciones hadrónicas.
- $N(b) = 1$: Explota la firma única de un jet b proveniente de la desintegración del *quark top*, contrastando con fondos como $t\bar{t}$.
- $p_T(j) > 50$ GeV, $E_T(j) > 55$ GeV: Seleccionan jets de alta energía, característicos de procesos que involucran partículas pesadas.
- **Ventana de masa adaptativa**: El corte $M(jj) \in [m_H - 20, m_H + 20]$ GeV se ajusta dinámicamente para aislar la resonancia del Higgs pesado.

Esta estrategia de selección resulta, por tanto, robusta y aplicable de manera general a cualquier configuración paramétrica del modelo *2HDM-III* para este canal.

Con el fin de reducir el número de señales a estudiar, se aplican los criterios de selección de puntos de referencia. Se buscan configuraciones que, para 300 fb^{-1} , presenten una significancia estadística en el intervalo $1 < \sigma_{300} \leq 5$ y $5 < \sigma_{3000} < 11$ tras aplicar el corte en la ventana de masa. El límite inferior de 1σ asegura que las señales sean lo suficientemente prometedoras para justificar un estudio posterior, mientras que el límite superior de 5σ excluye señales que, de ser reales, ya habrían sido observadas en los datos actuales del *LHC*.

3.5. Señales competitivas contra el BG

Tras aplicar los criterios de selección establecidos, se identificaron 8 configuraciones paramétricas que cumplen con los requisitos de significancia estadística para las diferentes luminosidades integradas. La Tabla 3.5 resume las características principales de estas señales seleccionadas.

Cuadro 3.4: Resumen exhaustivo de las configuraciones paramétricas competitivas del *2HDM-III* con evolución de significancia estadística tras cada corte a 300 fb^{-1}

m_H [GeV]	$\tan \beta$	χ_{tc}	$N(j) > 4$	$N(b) = 1$	$p_T > 50$	$E_T > 55$	Ventana Masa
180	0.1	10	4.04	3.20	3.76	3.99	3.77
200	1	5	2.65	2.23	2.55	2.67	2.29
220	0.1	1	2.96	2.40	2.74	2.86	2.30
240	0.1	1	5.02	4.06	4.77	5.06	3.83
280	0.1	0.5	2.20	1.78	2.12	2.26	1.74
300	0.1	0.5	2.62	2.09	2.50	2.68	1.98
320	0.1	0.5	3.10	2.50	3.00	3.23	2.33
340	0.1	0.5	3.44	2.69	3.22	3.48	2.53

El análisis de la evolución de la significancia estadística tras cada corte revela patrones fenomenológicos cruciales para la estrategia de búsqueda experimental. La configuración M240 ($m_H = 240$ GeV, $\tan\beta = 0.1$, $\chi_{tc} = 1$) emerge como la más competitiva, alcanzando una significancia máxima de 5.06σ tras el corte en $E_T(j) > 55$ GeV, la más alta registrada en todo el conjunto. Sin embargo, el corte final en la ventana de masa reduce esta significancia a 3.83σ , un patrón consistente observado en todas las configuraciones que refleja el balance entre pureza de señal y estadística conservada.

Se identifica un efecto sistemático donde el corte $N(b) = 1$ produce la mayor reducción relativa en significancia (entre 15-25 % respecto al corte anterior), evidenciando su carácter más restrictivo. Contrariamente, los cortes cinemáticos $p_T > 50$ GeV y $E_T > 55$ GeV muestran efectividad diferencial: para masas mayores (320-340 GeV) estos cortes preservan mejor la significancia, sugiriendo que jets de alta energía son característicos de Higgs pesados.

La configuración M180 con $\chi_{tc} = 10$ demuestra el impacto de acoplamientos de violación de sabor intensos, manteniendo significancias elevadas ($\sim 4\sigma$) a través de toda la secuencia. Notablemente, las configuraciones con $\chi_{tc} = 0.5$ muestran una dependencia positiva con la masa: a mayor m_H , mejor retención de significancia tras los cortes, indicando que señales más masivas se benefician de firmas cinemáticas más distintivas.

Este análisis cuantitativo valida la estrategia de cortes escalonados mientras identifica configuraciones óptimas para búsquedas experimentales, destacando el compromiso inherente entre supresión de fondo y eficiencia de señal en la búsqueda de nueva física en el *LHC*.

Cuadro 3.5: Resumen completo de configuraciones competitivas en formato paralelo.

Bloque 1							Bloque 2						
m_H	$\tan\beta$	χ	L	S	B	σ	m_H	$\tan\beta$	χ	L	S	B	σ
180	0.1	10	300	123606	1.07×10^9	3.77	280	0.1	0.5	300	50825	8.54×10^8	1.74
			1000	412022	3.58×10^9	6.89				1000	169418	2.85×10^9	3.18
			3000	1236066	1.07×10^{10}	11.93				3000	508256	8.54×10^9	5.50
200	1	5	300	73726	1.04×10^9	2.29	300	0.1	0.5	300	57131	8.29×10^8	1.98
			1000	245754	3.47×10^9	4.17				1000	190439	2.76×10^9	3.62
			3000	737262	1.04×10^{10}	7.23				3000	571317	8.29×10^9	6.27
220	0.1	1	300	71975	9.76×10^8	2.30	320	0.1	0.5	300	65318	7.86×10^8	2.33
			1000	239919	3.25×10^9	4.21				1000	217729	2.62×10^9	4.25
			3000	719757	9.76×10^9	7.29				3000	653188	7.86×10^9	7.37
240	0.1	1	300	118715	9.62×10^8	3.83	340	0.1	0.5	300	68129	7.25×10^8	2.53
			1000	395719	3.21×10^9	6.99				1000	227098	2.42×10^9	4.62
			3000	1187157	9.62×10^9	12.10				3000	681294	7.25×10^9	8.00

El análisis de esta tabla revela aspectos fundamentales sobre la detectabilidad de las señales del *2HDM-III* en el *LHC*. La elección de la significancia estadística $\sigma = S/\sqrt{S+B}$ como métrica principal responde a criterios físicos esenciales: esta definición incorpora las incertidumbres estadísticas tanto de la señal como del fondo, siendo particularmente relevante en regímenes donde $B \gg S$, como es el caso aquí. La dominancia del fondo sobre la señal en razones que alcanzan $B/S \sim 10^4$ subraya el desafío experimental de aislar señales de nueva física.

Se observa un patrón de escalado consistente con la estadística de Poisson: al triplicar la luminosidad de 300 a 1000 fb^{-1} , las significancias aumentan aproximadamente en un factor $\sqrt{1000/300} \approx 1.83$, y de 300 a 3000 fb^{-1} en $\sqrt{10} \approx 3.16$, validando la dependencia estadística

esperada $\sigma \propto \sqrt{\mathcal{L}}$. La configuración *M240_tanb0p1_chi1* emerge como la más prometedora, alcanzando 12.10σ a 3000 fb^{-1} , superando el umbral de descubrimiento (5σ) incluso a 1000 fb^{-1} .

La evolución con la masa del Higgs revela un óptimo alrededor de 240 GeV , donde se maximiza la significancia debido a un balance favorable entre sección eficaz de producción y supresión de fondos. Para masas mayores (340 GeV), aunque los fondos disminuyen, la señal se reduce más rápidamente, limitando la significancia final. Las configuraciones con $\tan\beta = 0.1$ dominan el conjunto seleccionado, confirmando que este régimen maximiza los acoplamientos del Higgs pesado a quarks tipo up.

Cuantitativamente, los altos valores de fondo residual ($\sim 10^9$ eventos) tras todos los cortes destacan la necesidad de estrategias de análisis avanzadas, mientras que las significancias proyectadas a alta luminosidad justifican la viabilidad de búsquedas dedicadas en futuras etapas del *LHC*.

Estas señales constituyen los puntos de referencia más competitivos para estudios fenomenológicos detallados y para la planificación de búsquedas experimentales en el *LHC*. Su selección balancea potencial de descubrimiento con viabilidad teórica, representando escenarios plausibles dentro del marco del *2HDM-III*.

3.6. Conclusiones y perspectivas

Este estudio demuestra la viabilidad de buscar el decaimiento *FCNC* $H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ en el *LHC* dentro del marco del *2HDM-III*. El análisis sistemático de 675 configuraciones paramétricas, sujetas a restricciones teóricas y experimentales, ha permitido identificar regiones competitivas del espacio de parámetros con potencial de descubrimiento en las diferentes etapas del *LHC* [22–24, 38, 39].

Las principales conclusiones de este trabajo son:

- Se identificaron 8 configuraciones paramétricas que superan los criterios de selección establecidos, con significancias estadísticas en el rango $1.74\text{--}3.83\sigma$ para $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$, proyectándose a $5.50\text{--}12.10\sigma$ para $\mathcal{L} = 3000 \text{ fb}^{-1}$.
- La configuración más prometedora ($m_H = 240 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 0.1$, $\chi_{tc} = 1$) alcanza 3.83σ con los datos de la tercera ejecución del *LHC* y supera el umbral de descubrimiento (5σ) con $\mathcal{L} = 1000 \text{ fb}^{-1}$, llegando a 12.10σ en el *HL-LHC*.
- El régimen de bajo $\tan\beta$ (~ 0.1) demuestra ser el más favorable, maximizando los acoplamientos del Higgs pesado con quarks tipo up y generando las secciones eficaces más elevadas.
- La estrategia de selección desarrollada, basada en cortes secuenciales en multiplicidad de jets, etiquetado de jets *b*, y variables cinemáticas (p_T , E_T), seguido por una ventana de masa invariante, resulta efectiva para suprimir fondos dominantes mientras preserva la señal de interés.

- El análisis de incertidumbres revela que las variaciones en escalas de QCD pueden modificar las secciones eficaces en 10–30 %, mientras que las incertidumbres experimentales emuladas en Delphes capturan los efectos principales del detector sin alterar las conclusiones cualitativas [24].

3.6.1. Perspectivas futuras

Los resultados obtenidos abren varias líneas de investigación prometedoras:

- **Mejoras en precisión teórica:** La inclusión de correcciones a siguiente orden perturbativo (*NLO*) reduciría la dependencia en las escalas de factorización y renormalización, proporcionando predicciones más robustas para las secciones eficaces [22].
- **Análisis multivariante avanzado:** La implementación de técnicas como *Boosted Decision Trees (BDT)* o Redes Neuronales Profundas (DNN, por sus siglas en inglés) podría optimizar la separación señal-fondo, potencialmente mejorando la significancia estadística en un 20–30 % respecto a los cortes secuenciales [39].
- **Canales complementarios:** El estudio de canales relacionados como $H \rightarrow \tau\mu$, $A \rightarrow t\bar{c}$ (Higgs pseudoescalar) y $H^\pm \rightarrow tb$ permitiría pruebas de consistencia del modelo y mejoraría el alcance excluyente.
- **Extensión a futuros colisionadores:** Proyecciones para el *FCC-hh* o *SPPC* podrían explorar regiones de mayor masa ($m_H > 500$ GeV) y acoplamientos más débiles, expandiendo significativamente el alcance de búsqueda.
- **Análisis experimental colaborativo:** La implementación de esta estrategia de búsqueda en colaboración con los experimentos *ATLAS* y *CMS* permitiría un tratamiento realista de las incertidumbres sistemáticas y el desarrollo de desencadenantes especializados.

En conclusión, la búsqueda de $H \rightarrow t\bar{c}/\bar{t}c$ representa una ventana interesante hacia la física del sabor en el sector de Higgs, con potencial para descubrir nueva física más allá del ME. Los puntos de referencia identificados en este trabajo proporcionan una guía concreta para búsquedas experimentales en el *LHC*, balanceando viabilidad teórica con potencial de descubrimiento en las próximas etapas de toma de datos.

Capítulo 4

Producción de $H^\pm$ cargado ligero con decaimiento $H^\pm \rightarrow c\bar{b}/\bar{c}b$ en el LHC

Siguiendo la metodología del capítulo anterior, consideramos ahora un segundo ejemplo de firma directa de nueva física en el $\mathcal{2}HDM\text{-}III$: la producción de un bosón de Higgs cargado ligero, $H^{\pm 1}$, en el canal

$$pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b}/\bar{c}b.$$

Este modo de decaimiento involucra corrientes cargadas con cambio de sabor en el sector de quarks, y constituye un complemento natural al análisis del Higgs neutro pesado, al explorar una estructura distinta de los acoplamientos de Yukawa extendidos [40].

El estudio se centra en el rango de masas

$$110 \leq m_{H^\pm} \leq 170 \text{ GeV},$$

donde el canal $H^\pm \rightarrow c\bar{b}/\bar{c}b$ puede alcanzar fracciones de decaimiento competitivas frente a otros modos hadrónicos [40,41]. Para garantizar una comparación directa con el caso neutro, se mantuvo inalterada la cadena de simulación: se utilizó el mismo generador de eventos, PDFs, hadronizador y emulador de detector, junto con las mismas tarjetas de parámetros del LHC empleadas en el capítulo anterior.

La sección eficaz total del proceso hadrónico $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b}/\bar{c}b$ se obtiene, de forma análoga al caso neutro, como convolución de las funciones de distribución de partones con la sección eficaz partónica correspondiente:

$$\sigma(pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b} + \bar{c}b) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ij}(ij \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b} + \bar{c}b), \quad (4.1)$$

¹En colisionadores hadrónicos, ni el quark bottom ni la carga eléctrica de los partones iniciales son observables directos. La presencia de un Higgs cargado se infiere de manera indirecta a través de estructuras resonantes en distribuciones de masa invariante de jets, patrones cinemáticos característicos y la identificación de jets etiquetados como b (b -tagging). En canales que involucran quarks top, la contribución de $H^\pm$ se reconstruye a partir de las correlaciones cinemáticas de sus productos de decaimiento, permitiendo distinguir de forma estadística entre procesos mediados por Higgs cargados y neutros dentro de un análisis fenomenológico idealizado.

donde la suma recorre pares de partones i, j de distinta carga (por ejemplo $c\bar{s}$, $u\bar{d}$, etc.), a diferencia del canal neutro dominado por aniquilaciones quark–antiquark conjugadas. La escala característica Q se toma del orden de la masa del Higgs cargado, $Q \sim m_{H^\pm}$, y los detalles de $f_i(x, Q^2)$ y $\hat{\sigma}_{ij}$ siguen la misma prescripción discutida en el capítulo anterior.

El diagrama de Feynman representativo para los procesos

$$pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b}/\bar{c}b$$

se muestra en la Figura 4.1. El bosón $H^\pm$ se produce en el canal s a partir de la aniquilación de un par de quarks de distinta carga, y posteriormente decae en un par $c\bar{b}$ o $\bar{c}b$ a través de acoplamientos de Yukawa con cambio de sabor característicos del $2HDM-III$.

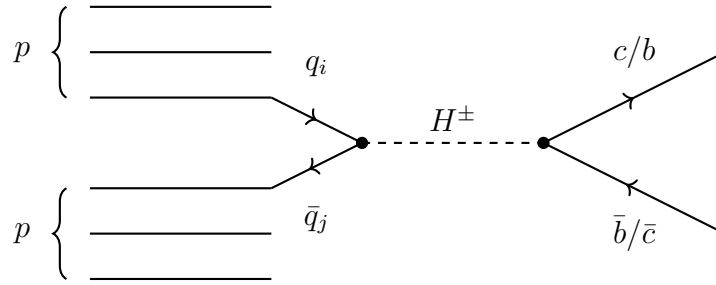


Figura 4.1: Diagrama de Feynman representativo del proceso $pp \rightarrow H^\pm$ seguido del decaimiento $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$ en el LHC . El caso conjugado $H^\mp \rightarrow \bar{c}b$ se obtiene intercambiando las direcciones de carga y flechas.

4.1. Cadena de simulación en MadGraph5

La cadena de simulación empleada para el estudio del Higgs cargado sigue exactamente la misma infraestructura técnica descrita en el capítulo anterior. Se utilizó **MadGraph5** v3.4.1 [22] con el modelo UFO del $2HDM-III$ para generar los eventos partónicos, **Pythia8** v8.306 [23] para la evolución y hadronización, y **Delphes** v3.5.0 [24] para la emulación del detector, manteniendo las mismas tarjetas de parámetros para el LHC . Esto garantiza que las comparaciones entre los canales neutro y cargado sean coherentes y libres de efectos técnicos.

La diferencia principal respecto al caso $H \rightarrow t\bar{c}$ radica en los modos de fondo relevantes y en el rango cinemático característico del bosón cargado. Para cada punto del espacio de parámetros se generaron 10^4 eventos de señal para el proceso

$$pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b}/\bar{c}b,$$

mientras que los fondos dominantes correspondieron a procesos con producción combinada de quarks ligeros y pesados, así como a canales con bosones electrodébiles acompañados de jets. En particular, se simularon 10^5 eventos para cada uno de los siguientes procesos:

$$bjj, \quad cb, \quad tb, \quad Wbj, \quad Wjj,$$

totalizando 5×10^5 eventos de fondo. Estos modos constituyen el ruido irreducible en búsquedas de jets pesados sin leptones, y reflejan la topología característica del decaimiento $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$ [40, 41].

A diferencia del Higgs neutro pesado, cuyo acoplamiento dominante depende de términos proporcionales a $m_t \cot \beta$, en el caso cargado la estructura del Yukawa relevante combina componentes up–down y down–up, generando una dependencia distinta con los parámetros del modelo. En el *2HDM-III* el acoplamiento efectivo $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$ recibe contribuciones tanto del sector up como del sector down, moduladas por factores de la forma

$$m_c \cot \beta, \quad m_b \tan \beta,$$

además de los parámetros de violación de sabor χ_{cb} y χ_{bc} [41]. Esto implica que el canal $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$ no está maximizado necesariamente en el mismo régimen de $\tan \beta$ que el decaimiento neutro, sino que presenta un equilibrio entre ambos términos de Yukawa. De este modo, tanto regiones de $\tan \beta$ pequeña como intermedia pueden producir tasas apreciables, dependiendo de la jerarquía entre m_c , m_b y los parámetros χ .

Las secciones eficaces obtenidas a lo largo de esta cadena de simulación reflejan esta estructura mixta de acoplamientos, mostrando variaciones más suaves con $\tan \beta$ que en el caso neutro y una sensibilidad marcada a los valores de los parámetros $\chi_{cb}^{H^\pm}$. Estas tendencias serán analizadas en detalle en las secciones posteriores mediante distribuciones cinemáticas y evolución de significancias bajo distintos cortes de selección.

Cuadro 4.1: Sección eficaz (pb) de cada subproceso según sus parámetros para las masas [110–120] GeV y luminosidad 300 fb^{-1} .

Sección eficaz (pb) de cada subproceso según sus parámetros						
Masa	χ	$\tan \beta$				
		0.1	1.0	5.0	10.0	20.0
110	0.1	0.012374	0.0000058771	0.0000097104	0.0000493389	0.000448835
	0.5	0.012979	0.0000313306	0.0003984542	0.0040734961	0.0566039
	1	0.014904	0.0001249891	0.0039771151	0.0523220833	0.79469708
	5	0.079415	0.0143181715	2.0086667210	30.13072521	473.8712788
	10	0.317184	0.1979033348	31.829382461	479.58329908	7557.153314
120	0.1	0.010295	0.0000048903	0.0000080818	0.0000411002	0.0003743244
	0.5	0.010797	0.0000260635	0.0003324484	0.0034013351	0.047275104
	1	0.012402	0.0001040834	0.0033174430	0.0436050536	0.66284997
	5	0.066111	0.0119440580	1.6747460040	25.13931217	395.61712
	10	0.264049	0.1650823982	26.5527062330	400.05952649	6304.828133

Cuadro 4.2: Sección eficaz (pb) de cada subproceso según sus parámetros para las masas [130–170] GeV y luminosidad 300 fb^{-1} .

Sección eficaz (pb) de cada subproceso según sus parámetros						
Masa	χ	$\tan \beta$				
		0.1	1.0	5.0	10.0	20.0
130	0.1	0.0086438	0.0000041062	0.0000067882	0.0000345332	0.0003147209
	0.5	0.0090674	0.0000218974	0.0002796176	0.0028629095	0.039831448
	1	0.010416	0.0000873958	0.0027940278	0.0367491331	0.557866744
	5	0.055591	0.0100474206	1.4124401590	21.19081833	333.535673
	10	0.221893	0.1391861804	22.3838094530	337.29494570	5314.7874213
140	0.1	0.0073201	0.0000034775	0.0000057622	0.0000292966	0.0002671470
	0.5	0.0076826	0.0000185698	0.0002373107	0.0024323136	0.033816514
	1	0.0088270	0.0000741239	0.0023732098	0.0312173914	0.474412773
	5	0.047082	0.0085307452	1.1999102353	17.99488455	283.115235
	10	0.188120	0.1181320794	19.0035774060	286.31302622	4511.8077411
150	0.1	0.006253	0.0000029705	0.0000049209	0.0000250454	0.0002285532
	0.5	0.006555	0.0000158499	0.0002028602	0.0020796769	0.0289401270
	1	0.007536	0.0000633101	0.0020279558	0.0266987434	0.4058920640
	5	0.040191	0.0073027147	1.0259171610	15.39604990	242.3206667
	10	0.160595	0.1010432670	16.2554146370	244.99228344	3860.5587955
160	0.1	0.005375	0.0000025534	0.0000042282	0.0000215408	0.0001968201
	0.5	0.005639	0.0000136344	0.0001746773	0.0017910524	0.0249490130
	1	0.006482	0.0000544511	0.0017478771	0.0230152811	0.3497492210
	5	0.034603	0.0062889124	0.8847022204	13.26963661	208.8252935
	10	0.138146	0.0871303533	14.0196580800	211.21275749	3328.3905541
170	0.1	0.004651	0.0000022090	0.0000036618	0.0000186701	0.0001706149
	0.5	0.004881	0.0000117936	0.0001514377	0.0015542359	0.0216310640
	1	0.005608	0.0000471347	0.0015139241	0.0199571298	0.3031221900
	5	0.029890	0.0054526877	0.7670387752	11.49903830	180.9381394
	10	0.119587	0.0755167869	12.1575680200	183.10249891	2885.4151926

A diferencia del caso neutro, donde domina un único término proporcional a $m_t \cot \beta$, el acoplamiento cargado $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$ depende simultáneamente de

$$m_c \cot \beta + m_b \tan \beta,$$

modulado por los parámetros de sabor χ_{cb} y χ_{bc} . Esta estructura mixta hace que la sección eficaz no varíe de forma monótona con $\tan \beta$, sino que resulte de la competencia entre ambos términos.

Las Tablas 4.1 y 4.2 muestran que, para χ pequeños, predomina el término proporcional a $m_c \cot \beta$, dando secciones eficaces mayores en $\tan \beta = 0.1$ y decrecientes al incrementar $\tan \beta$. En cambio, para χ grandes domina el término $m_b \tan \beta$, y la sección eficaz crece rápidamente, alcanzando sus máximos en $\tan \beta = 10$ y 20 .

Un rasgo universal es que, independientemente de la masa y de χ , la sección eficaz es mínima en $\tan \beta = 1$, donde ambos términos quedan aproximadamente equilibrados y se produce una cancelación parcial. Este mínimo caracteriza directamente la naturaleza doble del Yukawa cargado.

En conjunto, los resultados numéricos confirman que el canal $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$ puede verse reforzado tanto en el régimen de $\tan \beta$ pequeño (para χ reducidos) como en el de $\tan \beta$ grande (para χ elevados), con una transición marcada por el mínimo en $\tan \beta = 1$, en pleno acuerdo con la estructura teórica del *2HDM-III*.

4.2. Puntos de referencia y espacio de parámetros

El estudio del proceso $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b} + \bar{c}b$ requiere una selección eficiente de configuraciones—525 combinaciones del espacio de parámetros en total—dentro del *2HDM-III*. Dado que muchos de los aspectos metodológicos ya fueron introducidos en el capítulo anterior—including la generación automática de puntos, las restricciones teóricas y experimentales, y el uso de MADGRAPH5 como herramienta estándar—, aquí nos limitamos a destacar únicamente los elementos que cambian al pasar al sector cargado.

En primer lugar, el rango de masas analizado se ajusta al canal $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$, considerando

$$m_{H^\pm} \in \{110, 120, \dots, 170\} \text{ GeV},$$

un intervalo completamente accesible en el *LHC* y compatible con los límites experimentales actuales sobre bosones cargados [40, 41]. Del mismo modo, se mantiene el régimen cercano al límite de alineamiento mediante $\cos(\beta - \alpha) = 0.01$, lo que asegura que los efectos estudiados proceden del sector no estándar.

El análisis fenomenológico se centra en la variación simultánea de los parámetros de sabor y de $\tan \beta$, que constituyen los elementos específicos que controlan de forma directa el Yukawa cargado. Para los acoplamientos de violación de sabor se tomó el rango

$$\chi_{cb}^{H^\pm} = \chi_{bc}^{H^\pm} \in \{0.1, 0.5, 1, 5, 10\},$$

que abarca desde escenarios suavemente desviados del ME hasta regiones donde el canal con cambio de sabor puede estar fuertemente reforzado [41]. Por su parte, el conjunto

$$\tan \beta \in \{0.1, 1, 5, 10, 20\}$$

permite recorrer los dos regímenes relevantes del acoplamiento cargado, dominado por $m_c \cot \beta$ para $\tan \beta$ pequeño y por $m_b \tan \beta$ para $\tan \beta$ grande, cuya competencia determina la estructura fenomenológica observada en las tablas de secciones eficaces.

Una vez aplicadas las restricciones discutidas previamente, cada punto viable se utilizó para calcular la sección eficaz total $\sigma(pp \rightarrow H^\pm)$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV, así como el número esperado de eventos para luminosidades integradas de 300, 1000 y 3000 fb⁻¹. De este modo se construyó un conjunto de puntos de referencia representativos que capturan las transiciones entre los distintos regímenes dinámicos del Higgs cargado en el *2HDM-III* [40, 41].

4.2.1. Selección de puntos de referencia

La selección de puntos de referencia para el proceso $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b} + \bar{c}b$ siguió criterios análogos a los empleados en el caso neutro, pero adaptados a las características específicas del sector cargado. En primer lugar, se exigió que el número esperado de eventos a $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$ se encontrara en el intervalo $[1000 \text{ a } 3 \times 10^5]$ eventos, lo que corresponde a secciones eficaces entre $\sim 3.3 \text{ fb}$ y $\sim 1000 \text{ fb}$. Este rango garantiza una producción observable sin entrar en regiones del espacio de parámetros que ya estarían excluidas experimentalmente por sobreproducción.

Dado que las restricciones teóricas y de sabor relevantes ya fueron descritas en el capítulo anterior, aquí solo señalamos que todos los puntos considerados cumplen dichas condiciones y son viables dentro del marco del $\mathcal{2HDM-III}$ en el sector cargado. Lo que sí cambia respecto al caso neutro es la estructura Yukawa, por lo que se exploraron jerarquías amplias en los acoplamientos

$$\chi_{cb}^{H^\pm} = \chi_{bc}^{H^\pm} \in \{0.1, 0.5, 1, 5, 10\},$$

junto con los valores

$$\tan \beta \in \{0.1, 1, 5, 10, 20\},$$

que determinan la transición entre los regímenes dominados por $m_c \cot \beta$ y por $m_b \tan \beta$. Esta variación es esencial para capturar los comportamientos característicos observados en las tablas de sección eficaz del Higgs cargado.

El conjunto resultante de puntos de referencia proporciona una muestra representativa de los distintos regímenes dinámicos del proceso y sirve como base para el análisis con cortes cinemáticos que se presenta en las secciones siguientes.

4.3. Simulación y análisis de eventos mediante MadAnalysis5

El análisis final de eventos se realizó con **MadAnalysis5** v1.9.60, aplicando la secuencia de cortes presentada en la siguiente sección. Dado que las características generales de la herramienta ya fueron descritas en el capítulo anterior, aquí solo destacamos aquellos aspectos relevantes para el canal cargado. En particular, esta versión incluye mejoras en la reconstrucción de jets y en el manejo de cadenas de desintegración, elementos necesarios para identificar de forma eficiente los jets b y c provenientes de $H^\pm \rightarrow c\bar{b} + \bar{c}b$.

La implementación de cortes optimizados constituye el núcleo del análisis, permitiendo suprimir los fondos hadrónicos dominantes mientras se preserva la estructura cinemática característica del Higgs cargado. Gracias a ello es posible evaluar la detectabilidad del proceso en un entorno experimental del *LHC*.

Como en el caso neutro, se utilizó un esquema automatizado de análisis mediante *scripts* en Python, generando y ejecutando de manera uniforme las configuraciones correspondientes a cada punto viable del espacio de parámetros. Este procedimiento permitió estudiar de forma coherente todas las combinaciones consideradas para el sector cargado.

4.3.1. Procesos de señal y fondo

Para cada punto viable del espacio de parámetros se simuló el proceso de señal

$$pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b} + \bar{c}b,$$

cuyas secciones eficaces muestran variaciones de varios órdenes de magnitud según $m_{H^\pm}$, $\tan \beta$ y $\chi_{cb}^{H^\pm}$. Este comportamiento refleja la naturaleza mixta del Yukawa cargado, analizada en secciones anteriores.

Los fondos considerados corresponden a los procesos hadrónicos que dominan en la región cinemática del análisis, y sus secciones eficaces —empleadas directamente en la normalización de `MadAnalysis5`— son las siguientes: la producción $pp \rightarrow bj\bar{j}$ con $\sigma = 2.863 \times 10^5$ pb, el proceso $pp \rightarrow cb$ con $\sigma = 3.209 \times 10^5$ pb, la producción $pp \rightarrow Wbj$ cuyo valor es $\sigma = 173.4$ pb, el canal $pp \rightarrow Wj\bar{j}$ con $\sigma = 3053$ pb, y finalmente el proceso $pp \rightarrow tb$, cuya sección eficaz asciende a $\sigma = 6.177$ pb. Estos constituyen los modos más relevantes capaces de imitar la topología del estado final del Higgs cargado.

Estos constituyen los modos más relevantes capaces de imitar la topología del estado final $c\bar{b}$, especialmente en presencia de jets mal identificados o contribuciones subdominantes de charm.

La selección de observables cinemáticos empleados en el análisis se basa en su capacidad para discriminar la resonancia del Higgs cargado respecto a estos fondos:

- **Multiplicidad de jets** $N(j)$: permite suprimir procesos dominados por producciones de baja multiplicidad o topologías no compatibles con la desintegración del Higgs cargado.
- **Multiplicidad de jets b** , $N(b)$: es esencial para capturar la estructura de sabor del proceso y distinguirlo de fondos dominados por jets ligeros.
- **Momento transversal** $p_T(j)$: la producción de un bosón $H^\pm$ y de quarks pesados induce espectros más duros que en los fondos dominantes.
- **Energía transversa** $E_T(j)$: complementa al p_T , proporcionando sensibilidad adicional a la actividad hadrónica asociada a estados intermedios masivos.
- **Masa invariante** $M(jj)$: es el observable clave para reconstruir la resonancia del Higgs cargado a partir del par de jets más compatible con su desintegración.

Para la interpretación visual y la comparación entre distribuciones, se adoptaron configuraciones estándar en `MadAnalysis5`:

- `main.normalize = lumi`: convierte las secciones eficaces en números de eventos, permitiendo evaluar directamente la detectabilidad a una luminosidad dada.
- `main.stacking_method = normalize2one`: resalta las diferencias en forma entre señal y fondos, independientemente de sus tasas absolutas de producción.
- **Esquema de colores**: señal en línea negra discontinua y fondos en escala de cian, siguiendo convenciones ampliamente usadas en fenómenos del *LHC*.

- **Distribuciones apiladas:** facilitan la identificación de ventanas cinemáticas donde la señal puede emerger sobre el fondo combinado.

Para ilustrar de manera representativa la fenomenología del modelo y evaluar el desempeño de la estrategia de selección, se adoptó un punto de referencia coherente con la región paramétrica donde las secciones eficaces del Higgs cargado resultan más significativas. Los criterios físicos para su elección son los siguientes:

- $\tan \beta = 5$: En este régimen intermedio, los términos del acoplamiento cargado $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$ asociados a $\cot \beta$ y $\tan \beta$ presentan una competencia comparable, alejándonos del mínimo universal observado en $\tan \beta = 1$ y entrando en una zona donde la contribución proporcional a $m_b \tan \beta$ comienza a dominar, incrementando de manera apreciable la sección eficaz.
- $\chi_{cb} = 5$: Este valor relativamente grande del parámetro de violación de sabor intensifica notablemente el acoplamiento del Higgs cargado con el par $c\bar{b}$, situando al punto dentro del régimen donde las tablas muestran un crecimiento pronunciado de la producción. Este escenario es ideal para estudiar la visibilidad del proceso sin entrar en conflictos con la perturbatividad.
- $m_{H^\pm} = 110 \text{ GeV}$: Esta masa, la más baja del rango analizado, corresponde a uno de los casos donde el incremento asociado a valores grandes de χ es más notable. Además, se encuentra dentro de la región con mayor accesibilidad experimental y con delimitaciones cinemáticas suficientemente limpias para la reconstrucción del estado final.

En conjunto, la configuración

$$\{m_{H^\pm} = 110 \text{ GeV}, \tan \beta = 5, \chi_{cb} = 5\}$$

proporciona una señal intensa, fenomenológicamente interesante y representativa del comportamiento del *2HDM-III* en el sector cargado, permitiendo evaluar con claridad la eficiencia de la estrategia de selección y la separación respecto a los procesos de fondo.

Con lo anteriormente planteado, pasamos a la generación de las observables cinemáticas y al análisis de cortes para la configuración de referencia $m_{H^\pm} = 110 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 5$ y $\chi = 5$, tal como se aprecia en las Figuras 4.2– 4.8.

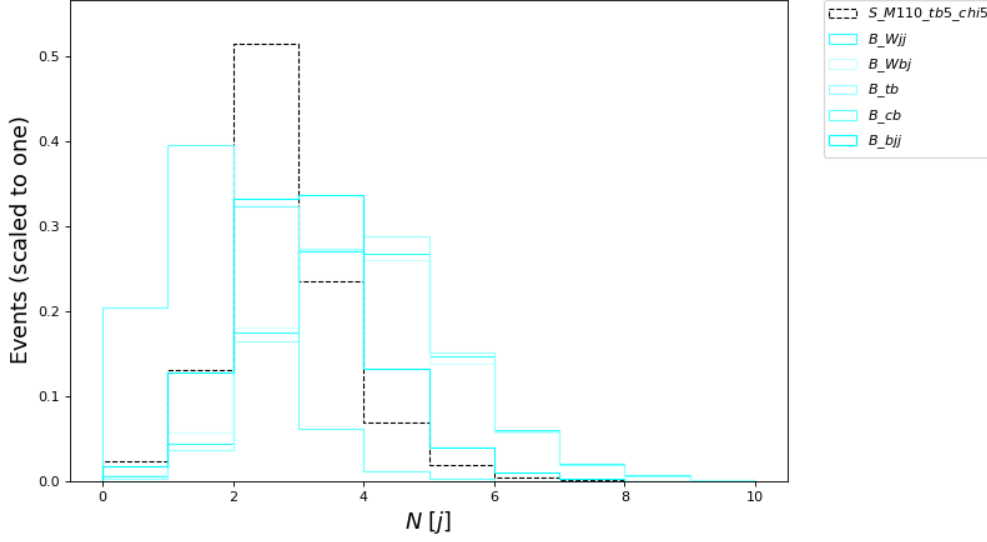


Figura 4.2: Distribución de multiplicidad de jets $N(j)$ normalizada a uno para la configuración $m_{H^\pm} = 110$ GeV, $\tan \beta = 5$, $\chi = 5$.

La distribución de $N(j)$ muestra que la señal asociada al proceso $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b} + \bar{c}b$ se concentra principalmente en bajas multiplicidades hadrónicas, con un máximo en torno a $N(j) \simeq 2$ –3, mientras que los fondos dominantes presentan colas más extendidas hacia multiplicidades mayores. Esta diferencia motiva la imposición del primer corte topológico, $N(j) = 2$, que selecciona eventos compatibles con la desintegración resonante de dos jets y suprime gran parte de la producción multijet puramente QCD.

Tras exigir $N(j) = 2$, se estudia la multiplicidad de jets b , $N(b)$, mostrada en la Figura 4.3. La señal exhibe un máximo claro en la región $N(b) \simeq 1$, tal como se espera del acoplamiento $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$, mientras que los fondos dominantes, en particular los canales sin quarks pesados, se concentran en $N(b) = 0$.

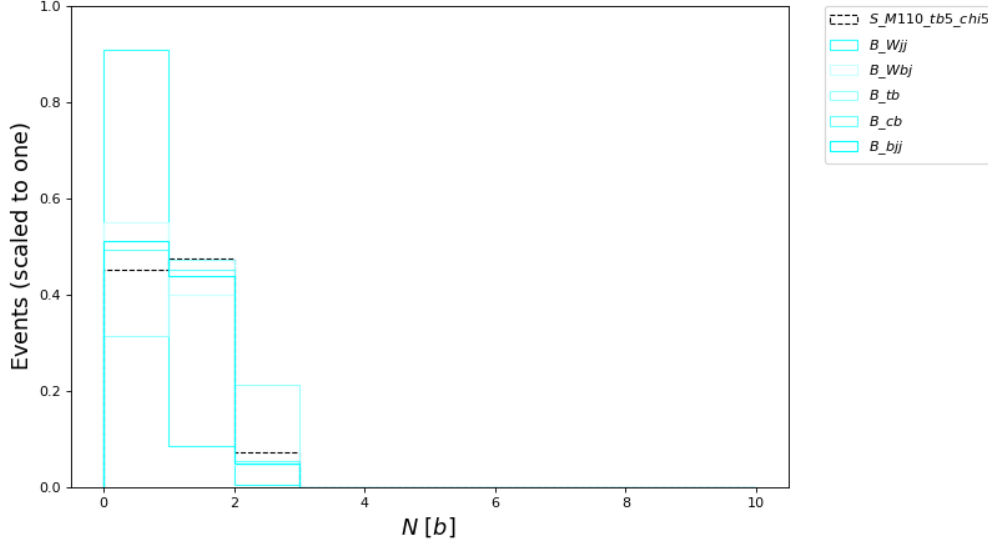


Figura 4.3: Distribución de multiplicidad de jets b ($N(b)$) tras el corte $N(j) = 2$ para la misma configuración de parámetros.

En consecuencia, el segundo corte cinemático exige al menos un jet identificado como b , $N(b) \geq 1$, lo que reduce de forma notable los fondos de tipo Wjj y parte de los procesos puramente ligeros, manteniendo una fracción significativa de la señal.

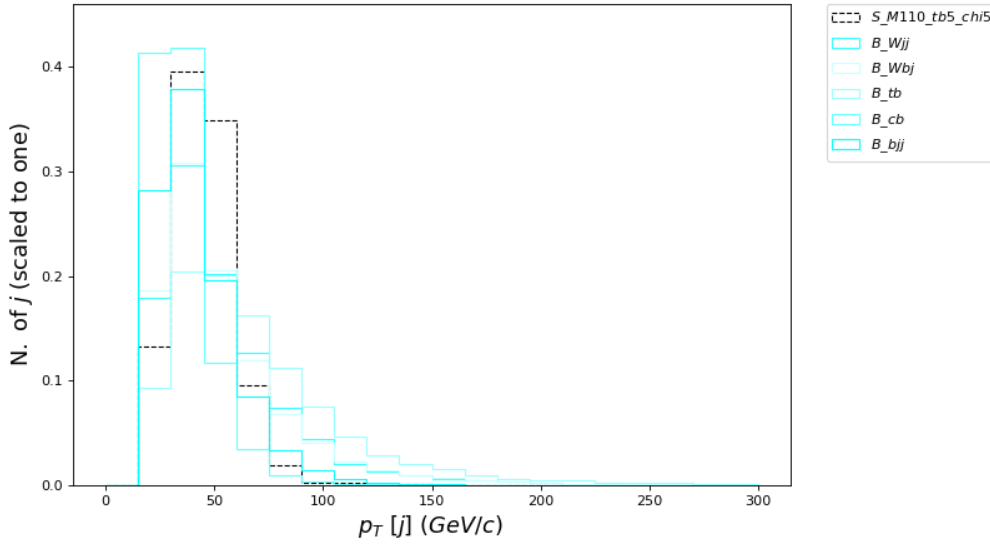


Figura 4.4: Distribución del momento transverso de los jets $p_T(j)$ tras aplicar los cortes $N(j) = 2$ y $N(b) \geq 1$.

Una vez fijada la estructura de sabor, se analiza el momento transverso de los jets, $p_T(j)$,

representado en la Figura 4.4. La señal presenta un espectro moderadamente endurecido, con la mayor parte de los eventos en el intervalo $p_T \sim 35\text{--}80$ GeV, mientras que los fondos muestran una cola más suave a bajos p_T .

A partir de esta distribución se introduce el corte $35 \text{ GeV} \leq p_T(j) < 95 \text{ GeV}$, que elimina eventos de bajo p_T típicos de procesos QCD suaves, así como una parte de la cola muy energética poco poblada, optimizando así la relación señal–fondo.

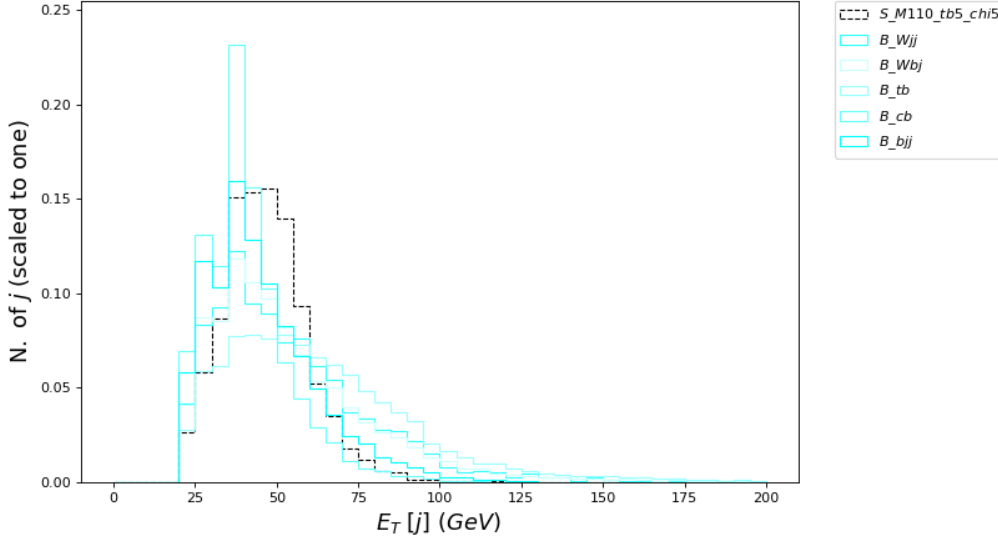


Figura 4.5: Distribución de energía transversa de los jets $E_T(j)$ tras aplicar los cortes en multiplicidad y p_T .

De forma complementaria se estudia la energía transversa de los jets, $E_T(j)$, mostrada en la Figura 4.5. La señal se concentra en torno al pico $E_T \sim 40\text{--}60$ GeV, mientras que los fondos presentan una distribución más dispersa. Este comportamiento justifica la adopción del corte $40 \text{ GeV} \leq E_T(j) \leq 60 \text{ GeV}$, que selecciona la región donde la señal es más prominente y reduce adicionalmente los fondos residuales ligados a jets muy suaves o extremadamente duros.

El paso final de la estrategia de selección se basa en la reconstrucción de la resonancia del Higgs cargado a través de la masa invariante del par de jets, $M(jj)$. La Figura 4.6 muestra la distribución normalizada de $M(jj)$ después de todos los cortes anteriores, donde se aprecia un máximo pronunciado de la señal alrededor de $M(jj) \simeq 110$ GeV sobre un fondo relativamente plano.

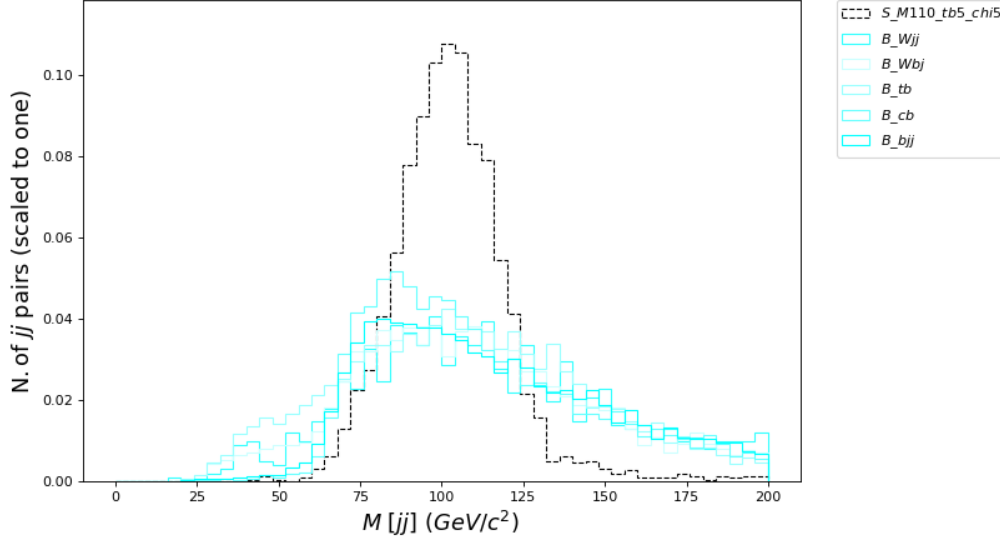


Figura 4.6: Distribución normalizada de la masa invariante $M(jj)$ tras aplicar todos los cortes cinemáticos previos.

Para cuantificar la posible observabilidad, se considera la distribución no normalizada de $M(jj)$ para una luminosidad integrada de 300 fb^{-1} , mostrada en la Figura 4.7. En esta representación se evidencia que, a pesar de los cortes, el fondo total sigue siendo dominante en la región de interés, por lo que resulta imprescindible definir una ventana de masa optimizada.

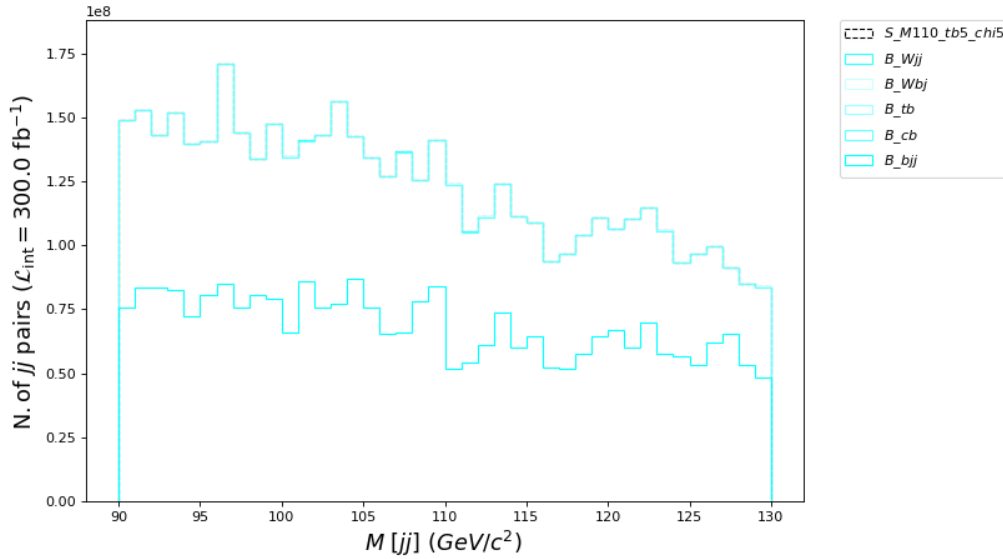


Figura 4.7: Distribución de $M(jj)$ para $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$, tras todos los cortes de selección, mostrando la contribución absoluta de la señal y los fondos.

Finalmente, se implementa un corte en ventana de masa

$$90 \text{ GeV} \leq M(jj) \leq 130 \text{ GeV},$$

centrado en la masa del Higgs cargado considerado. La Figura 4.8 muestra la *ampliación* en esta región, que constituye la base para el cálculo de la significancia estadística presentado en la Tabla 4.3. Aunque la señal no se manifiesta como un exceso visualmente contundente, la combinación de todos los cortes y de la ventana de masa maximiza $S/\sqrt{S+B}$ dentro de las limitaciones impuestas por los grandes fondos hadrónicos.

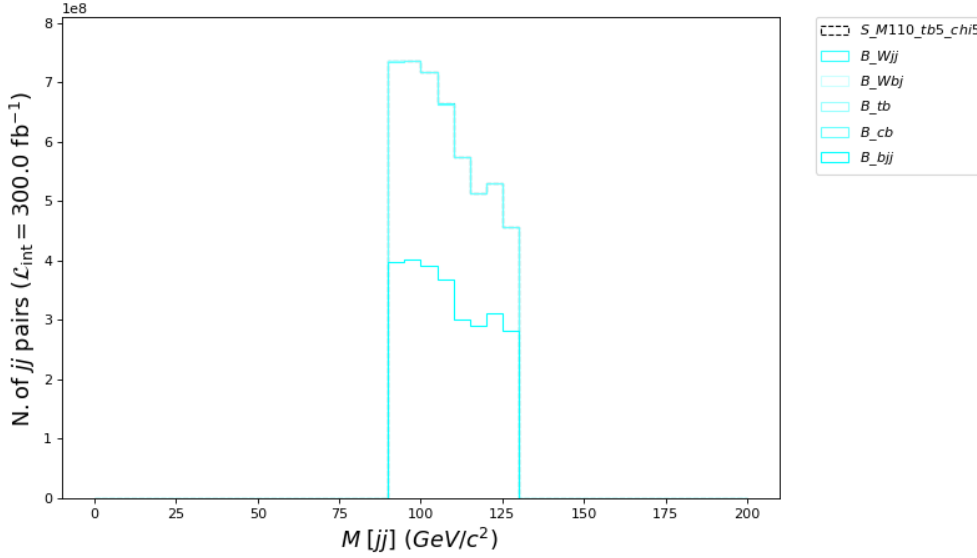


Figura 4.8: Ventana de masa $90 \leq M(jj) \leq 130 \text{ GeV}$ para $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$, empleada en el cálculo de la significancia estadística de la señal $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b} + \bar{c}b$.

4.4. Análisis y discusión de resultados

La Tabla 4.3 muestra cómo evoluciona la significancia estadística $S/\sqrt{S+B}$ a medida que se aplican los cortes de selección para la configuración $m_{H^\pm} = 110 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 5$ y $\chi = 5$ en las distintas luminosidades consideradas. La señal parte fuertemente dominada por los enormes fondos hadrónicos, pero el primer corte en multiplicidad de jets ya produce una mejora notable al suprimir topologías incompatibles con una desintegración resonante en dos jets. El corte en sabor ($N(b) \geq 1$) reduce eficazmente los fondos ligeros, aunque penaliza parcialmente a la señal. Los cortes cinemáticos en p_T y E_T recuperan la tendencia ascendente de la significancia, al eliminar regiones dominadas por jets suaves o demasiado duros donde el fondo es predominante.

El paso final, la ventana de masa $90 \leq M(jj) \leq 130 \text{ GeV}$, aísla la región donde se reconstruye el Higgs cargado y optimiza la razón señal-fondo. Aunque la señal no resulta visualmente evidente en las distribuciones, debido al gran tamaño de los fondos, esta combinación de cortes logra incrementos progresivos de significancia, especialmente a altas

luminosidades. En conjunto, los resultados indican que la región paramétrica estudiada sigue siendo potencialmente accesible en escenarios de alta estadística del *LHC*, poniendo de relieve la importancia de una selección cinemática refinada para la búsqueda de Higgs cargados ligeros en el *2HDM-III*.

Cuadro 4.3: Significancia estadística ($S/\sqrt{S+B}$) para cada corte sucesivo en la configuración $m_{H^\pm} = 110$ GeV, $\tan\beta = 5$, $\chi = 5$.

Corte aplicado	300 fb ⁻¹	1000 fb ⁻¹	3000 fb ⁻¹
Sin cortes	1.41	2.57	4.45
$N(j) = 2$	1.26787 ± 0.00159	2.31480 ± 0.00159	4.00935 ± 0.00159
$N(b) \geq 1$	0.98616 ± 0.00203	1.80047 ± 0.00203	3.11850 ± 0.00203
$p_T(j) \geq 35$ GeV	1.09650 ± 0.00239	2.00192 ± 0.00239	3.46742 ± 0.00239
$p_T(j) < 95$ GeV	1.0961 ± 0.0024	2.0012 ± 0.0024	3.4662 ± 0.0024
$E_T(j) \geq 40$ GeV	1.12021 ± 0.00263	2.04521 ± 0.00263	3.54241 ± 0.00263
$E_T(j) \leq 60$ GeV	1.11933 ± 0.00269	2.04361 ± 0.00269	3.53964 ± 0.00269
$M(jj) > 90$ GeV	1.02673 ± 0.00285	1.87455 ± 0.00285	3.24682 ± 0.00285
$M(jj) < 130$ GeV	1.4158 ± 0.0041	2.5849 ± 0.0041	4.4772 ± 0.0041

La Tabla 4.3 permite evaluar de manera cuantitativa la contribución de cada corte a la mejora de la razón señal-fondo. En esta configuración particular, la significancia final obtenida tras aplicar toda la cadena de selección es de 1.416σ para $\mathcal{L} = 300$ fb⁻¹, valor que se mantiene por debajo del umbral de evidencia estadística. Sin embargo, al incrementar la luminosidad, la señal evoluciona hacia una región más prometedora, alcanzando 2.585σ a 1000 fb⁻¹ y 4.477σ a 3000 fb⁻¹, situándose esta última en el umbral de una posible evidencia. Esto sugiere que, aunque la señal no sería observable en los datos actuales, podría emerger como un indicio estadístico en futuras etapas del *LHC* o de la *HL-LHC*.

La aplicabilidad de esta secuencia de cortes al conjunto completo de señales estudiadas se sustenta en propiedades topológicas y cinemáticas intrínsecas al proceso $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow cb$, donde el Higgs cargado se reconstruye mediante un par de jets:

- $N(j) = 2$: Aísla la configuración mínima compatible con la topología hadrónica dominante en este canal.
- $N(b) \geq 1$: Explota la presencia característica de al menos un jet b , clave para distinguir la señal de fondos ligeros.
- $p_T(j) \geq 35$ GeV, $E_T(j) \geq 40$ GeV: Seleccionan jets con energía suficiente para suprimir QCD suave sin penalizar excesivamente la señal.
- **Ventana de masa adaptativa**: El doble corte en masa $90 < M(jj) < 130$ GeV aísla la región resonante correspondiente al Higgs cargado ligero con $m_{H^\pm} = 110$ GeV.

La robustez de esta estrategia permite aplicarla de manera uniforme a todas las configuraciones paramétricas del modelo *2HDM-III* consideradas en este análisis.

Finalmente, con el objetivo de reducir el número total de señales a analizar, se establecen criterios de selección basados en la significancia estadística final obtenida tras todos los

cortes. Se conservan únicamente aquellas configuraciones que satisfacen simultáneamente las condiciones $1 < \sigma_{300} \leq 5$ y $5 < \sigma_{3000} < 11$, donde σ_{300} y σ_{3000} representan las significancias finales para luminosidades de 300 y 3000 fb⁻¹, respectivamente. El primer criterio garantiza que, aun con la luminosidad actual del *LHC*, la señal posea suficiente relevancia para justificar un estudio detallado, mientras que el segundo permite identificar configuraciones cuyo crecimiento de significancia hacia el régimen del *HL-LHC* es compatible con escenarios físicamente plausibles, evitando tanto señales demasiado débiles como aquellas que, de ser reales, ya habrían sido observadas experimentalmente. De esta forma, los puntos seleccionados constituyen un conjunto óptimo para la interpretación fenomenológica y para la generación automatizada de reportes individuales en PDF.

4.5. Señales competitivas contra el BG

La aplicación sistemática de los cortes cinemáticos descritos en la sección anterior permitió identificar un conjunto inicial de configuraciones del *2HDM-III* que muestran un comportamiento competitivo frente al fondo dominante para el proceso con violación de sabor $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b}$. Este canal posee una topología hadrónica particularmente desafiante, ya que la señal está compuesta únicamente por dos jets, uno de ellos etiquetado como b , inmersa en un mar de procesos de QCD y producción electrodébil con tasas de fondo extremadamente elevadas. La Tabla 4.3 resume la evolución de la significancia estadística tras cada corte para la configuración ejemplar $m_{H^\pm} = 110$ GeV, $\tan\beta = 5$, $\chi = 5$, mostrando un comportamiento consistente con las expectativas para señales hadrónicas ligeras: los cortes de multiplicidad y energía reducen sustancialmente el fondo, pero también afectan a la señal, limitando el crecimiento de la significancia.

Sin embargo, al imponer los criterios estrictos de selección necesarios para considerar una señal viable en términos de descubrimiento experimental —es decir, las condiciones $1 < \sigma_{300} \leq 5$ y $5 < \sigma_{3000} < 11$ — se observa que ninguna de las configuraciones analizadas en este canal satisface simultáneamente ambos requisitos. Este resultado no contradice los patrones fenomenológicos anteriores: simplemente evidencia la diferencia entre el análisis exploratorio, cuyo objetivo es comprender la cinemática de la señal, y el análisis orientado a descubrimiento, que requiere una supresión del fondo mucho más severa.

La razón de fondo es estructural: el canal $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$ compite directamente con procesos de QCD masivos que producen eventos indistinguibles a nivel de cortes simples. Incluso después de aplicar toda la secuencia de selección, el cociente entre fondo y señal permanece extremadamente alto ($B/S \sim 10^4$), limitando decisivamente la significancia estadística alcanzable bajo las condiciones del *LHC* a 13 TeV. Este comportamiento es característico de señales hadrónicas ligeras sin objetos leptónicos o firmas cinemáticas duras que permitan discriminar eficientemente frente a la enorme producción de jets del modelo estándar.

Es crucial subrayar que este resultado no invalida la utilidad del conjunto inicial de configuraciones competitivas identificado. Dichas configuraciones siguen siendo esenciales como referencias fenomenológicas para comprender la respuesta del modelo *2HDM-III* en el canal cargado con violación de sabor, así como para evaluar el impacto de técnicas de análisis más sofisticadas. La falta de configuraciones que superen los criterios de descubrimiento bajo cortes simples señala la necesidad de estrategias avanzadas —como análisis multivariante,

métodos de machine learning o técnicas de tagging mejorado— las cuales podrían recuperar sensibilidad en regiones donde la selección tradicional resulta insuficiente.

En resumen, aunque ninguna de las configuraciones del canal $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$ alcanza los umbrales de significancia asociados a un potencial descubrimiento en el *LHC*, el análisis realizado clarifica los límites experimentales actuales y establece las bases para búsquedas más refinadas en futuras etapas del programa de alta luminosidad.

4.6. Conclusiones y perspectivas

Este estudio ha examinado de manera exhaustiva la viabilidad de observar el decaimiento con violación de sabor $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$ en el *LHC* dentro del marco del *2HDM-III*. A partir del análisis sistemático de 525 configuraciones paramétricas, sometidas a restricciones teóricas y experimentales, se evaluó la sensibilidad del experimento frente a una señal completamente hadrónica y fuertemente dominada por fondos QCD. La aplicación de la estrategia de selección basada en cortes secuenciales en multiplicidad de jets, etiquetado b , variables cinemáticas como p_T y E_T , y una ventana de masa invariante, permitió identificar un conjunto reducido de configuraciones con un comportamiento cinemático estable y consistente con la topología del proceso $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow c\bar{b}$. Estas configuraciones representan los escenarios fenomenológicos más robustos encontrados en este trabajo y constituyen referencias claras para comprender la dinámica interna del modelo en este canal.

Sin embargo, al imponer los criterios estrictos de selección basados en significancia, particularmente las condiciones $1 < \sigma_{300} \leq 5$ y $5 < \sigma_{3000} < 11$, que representan los requisitos mínimos para considerar un indicio o posible descubrimiento en las condiciones actuales y futuras del *LHC*, ningún punto del espacio de parámetros logra satisfacerlos simultáneamente. Este resultado no contradice los patrones cinemáticos identificados ni la relevancia de las configuraciones competitivas; más bien evidencia la severidad del fondo hadrónico y la dificultad inherente de este canal, donde incluso tras cortes optimizados el cociente entre fondo y señal permanece en niveles del orden $B/S \sim 10^4$. La imposibilidad de alcanzar significancias elevadas bajo un análisis puramente basado en cortes simples refleja los límites estadísticos del método y delimita con precisión la frontera experimental actual para este tipo de señal.

A pesar de ello, los resultados obtenidos abren perspectivas claras para trabajos futuros. Mejoras en la precisión teórica, como la incorporación de correcciones a siguiente orden (*NLO*), podrían estabilizar las predicciones de producción del Higgs cargado. La adopción de técnicas multivariantes avanzadas, incluyendo algoritmos de *machine learning* o métodos como *Boosted Decision Trees*, tiene el potencial de extraer información adicional de correlaciones cinemáticas donde los cortes tradicionales pierden eficacia, incrementando la separación señal–fondo. Asimismo, el desarrollo de técnicas modernas de *c-tagging* y la optimización del etiquetado b podrían mejorar la eficiencia de reconstrucción, aspecto especialmente relevante para señales dominadas por jets ligeros. Finalmente, proyecciones a colisionadores futuros como *FCC-hh* o *SPPC* podrían explorar regiones de masa y acoplamientos actualmente inaccesibles para el *LHC*, aumentando significativamente la sensibilidad a procesos con violación de sabor [40].

En conjunto, aunque ninguna de las configuraciones estudiadas alcanza los niveles de

significancia necesarios para un potencial descubrimiento del modo $H^\pm \rightarrow c\bar{b}$ en el *LHC* a 13 TeV bajo la metodología empleada, el análisis desarrollado proporciona una caracterización clara y completa de la fenomenología del proceso, define la capacidad experimental actual y establece una base sólida para estrategias más sofisticadas en búsquedas futuras. Las configuraciones identificadas como competitivas siguen siendo relevantes como puntos de referencia para estudios detallados y para guiar la planificación de búsquedas experimentales en etapas posteriores del programa del *LHC*.

Capítulo 5

Producción de $H^\pm$ pesado con decaimiento $H^\pm \rightarrow t\bar{b}/\bar{t}b$ en el *LHC*

En este capítulo analizamos el proceso

$$pp \rightarrow H^\pm \rightarrow t\bar{b}/\bar{t}b,$$

considerando masas

$$m_{H^\pm} = 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 750, 1000 \text{ GeV}.$$

La sección eficaz hadrónica se calcula mediante

$$\sigma(pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ij}(ij \rightarrow H^\pm \rightarrow tb), \quad (5.1)$$

donde tb denota indistintamente $t\bar{b}$ y $\bar{t}b$.

El diagrama de Feynman correspondiente se muestra en la Figura 5.1.

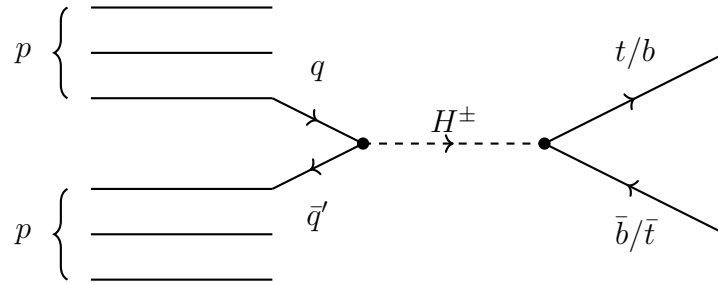


Figura 5.1: Diagrama de Feynman para $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$.

El análisis numérico se realizó con la misma cadena de simulación utilizada en capítulos anteriores (MadGraph5, Pythia, Delphes y MadAnalysis5), evaluando todo el rango de masas $200 \leq m_{H^\pm} \leq 1000 \text{ GeV}$ donde el canal $H^\pm \rightarrow tb$ resulta experimentalmente relevante.

5.1. Cadena de simulación en Madgraph5

Se utilizó la misma cadena de simulación descrita en capítulos anteriores para el proceso $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Los fondos simulados incluyeron: bbj , bjj , cb , tb , Wbj y Wjj . Las secciones eficaces obtenidas se presentan en las Tablas 5.1 y 5.2.

Cuadro 5.1: Sección eficaz (pb) para $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$ según parámetros del $2HDM-III$ (masas 200-500 GeV)

Sección eficaz (pb) para $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$						
Masa	χ	Tan β				
		0.1	1.0	5	10	20
200	0.1	1.82	0.00071	0.00022	0.00030	0.00076
	0.5	45.5	0.01782	0.00552	0.00762	0.01911
	1	182	0.07138	0.02213	0.03056	0.07649
	5	4556	1.79	0.55394	0.76441	1.91
	10	18174	7.13	2.21	3.05	7.65
250	0.1	6.29	0.00248	0.00079	0.00112	0.00292
	0.5	157.4	0.06205	0.01970	0.02800	0.07314
	1	629	0.24809	0.07878	0.11198	0.29261
	5	15741	6.20	1.97	2.80	7.32
	10	62969	24.82	7.89	11.19	29.23
300	0.1	6.41	0.00253	0.00081	0.00116	0.00306
	0.5	160.2	0.06320	0.02020	0.02892	0.07648
	1	641	0.25287	0.08079	0.11575	0.30579
	5	15997	6.31	2.02	2.89	7.63
	10	64069	25.28	8.08	11.57	30.56
350	0.1	5.34	0.00211	0.00068	0.00097	0.00258
	0.5	133.2	0.05258	0.01686	0.02425	0.06453
	1	533	0.21038	0.06744	0.09707	0.25806
	5	13336	5.27	1.69	2.43	6.45
	10	53282	21.04	6.74	9.70	25.80
400	0.1	4.18	0.00165	0.00053	0.00077	0.00205
	0.5	104.4	0.04124	0.01326	0.01914	0.05119
	1	417	0.16490	0.05300	0.07661	0.20463
	5	10438	4.12	1.33	1.92	5.12
	10	41765	16.50	5.30	7.66	20.46

Cuadro 5.2: Sección eficaz (pb) para $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$ según parámetros del $2HDM-III$ (masas 750-1000 GeV)

Sección eficaz (pb) para $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$						
Masa	χ	Tan β				
		0.1	1.0	5	10	20
450	0.1	3.22	0.00127	0.00041	0.00059	0.00159
	0.5	80.3	0.03172	0.01023	0.01482	0.03979
	1	321	0.12696	0.04090	0.05930	0.15914
	5	8035	3.17	1.02	1.48	3.98
	10	32116	12.69	4.09	5.93	15.89
500	0.1	2.47	0.00098	0.00032	0.00046	0.00123
	0.5	61.8	0.02441	0.00788	0.01145	0.03086
	1	247	0.09769	0.03153	0.04587	0.12349
	5	6179	2.44	0.79	1.15	3.09
	10	24722	9.77	3.15	4.58	12.35
750	0.1	0.74	0.00029	0.000095	0.00014	0.00039
	0.5	18.50	0.00732	0.00238	0.00351	0.00963
	1	74	0.02928	0.00953	0.01405	0.03849
	5	1851	0.73	0.24	0.35	0.96
	10	7410	2.93	0.95	1.41	3.85
1000	0.1	0.27	0.00011	0.000035	0.000052	0.00015
	0.5	6.75	0.00267	0.00087	0.00131	0.00364
	1	27.00	0.01068	0.00350	0.00523	0.01455
	5	675	0.27	0.09	0.13	0.36
	10	2700	1.07	0.35	0.52	1.46

Una característica notable de las Tablas 5.1 y 5.2 es la fuerte dependencia de la sección eficaz con $\tan\beta$. A diferencia de los escenarios habituales del 2HDM, donde $\tan\beta$ grande incrementa los acoplamientos al sector bottom, en el $2HDM-III$ las mayores tasas de producción se obtienen sistemáticamente para $\tan\beta = 0.1$. Este comportamiento proviene de la estructura no diagonal de Yukawa característica del modelo, que genera acoplamientos efectivos $H^\pm \rightarrow q_i q_j$ amplificados hacia las primeras generaciones cuando $\tan\beta$ es pequeño, dominando sobre el término proporcional a $m_b \tan\beta$.

Para masas $m_{H^\pm} \gtrsim 500$ GeV la variación con $\tan\beta$ se atenúa, indicando una transición hacia un régimen donde el endurecimiento cinemático y la dependencia de los acoplamientos con χ determinan la jerarquía de secciones eficaces. Esta particularidad del $2HDM-III$ abre una ventana fenomenológica poco explorada experimentalmente, ya que las búsquedas tradicionales de Higgs cargados se han concentrado en regiones de $\tan\beta > 1$.

5.2. Puntos de referencia y espacio de parámetros

La exploración del espacio de parámetros para el proceso $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$ en el $2HDM-III$ presenta características distintas respecto al caso del Higgs neutro [14–17]. Para luminosidades de 300, 1000 y 3000 fb^{-1} se analizaron 675 subprocesos, requiriendo una selección estratégica de puntos de referencia que capture la fenomenología particular de los bosones de Higgs cargados. La elección se basa en el comportamiento no trivial de las secciones eficaces y en las restricciones experimentales específicas para estados cargados.

El muestreo de parámetros mostrado en las Tablas 5.1 y 5.2 responde a criterios fenomenológicos concretos. El rango de masas $m_{H^\pm} \in \{200, 250, \dots, 1000\}$ GeV cubre desde el umbral cinemático del canal $t\bar{b}$ hasta la región en la que los decaimientos a bosones vectoriales comienzan a competir. Un resultado relevante es que las mayores secciones eficaces se obtienen para $\tan\beta = 0.1$, lo cual indica que, en el $2HDM-III$, el mecanismo de producción está dominado por acoplamientos efectivos a quarks ligeros inducidos por la estructura no diagonal de Yukawa, en contraste con el comportamiento esperado en escenarios convencionales donde $\tan\beta$ grande favorece el sector bottom [41].

Las búsquedas experimentales de $H^\pm$ en ATLAS y CMS han excluido un amplio intervalo de masas entre 180 y 1600 GeV en diversos canales de decaimiento [10, 33], con límites que dependen fuertemente de $\tan\beta$. Sin embargo, el régimen de $\tan\beta$ bajo considerado aquí ($\tan\beta \approx 0.1$) permanece significativamente menos restringido, pues la mayoría de las búsquedas se han centrado en $\tan\beta > 1$. Ello abre una ventana fenomenológica poco explorada y potencialmente favorable para la detección.

La variación del parámetro $\chi \in \{0.1, 0.5, 1, 5, 10\}$ permite evaluar la alta sensibilidad de la sección eficaz frente a modificaciones en la textura de Yukawa, dando lugar a variaciones de hasta cuatro órdenes de magnitud. Por su parte, el rango $\tan\beta \in \{0.1, 1, 5, 10, 20\}$ cubre desde un régimen dominado por acoplamientos a quarks up-type hasta la región tradicional de acoplamientos reforzados a down-type. Todas las configuraciones fueron sometidas a restricciones teóricas y experimentales, incluyendo $B \rightarrow X_s \gamma$, límites de precisión electrodébiles y condiciones de unitariedad [32, 36], que imponen restricciones severas sobre la combinación $(m_{H^\pm}, \tan\beta)$.

Para los puntos permitidos, se implementó un flujo automatizado que calculó sistemáticamente la sección eficaz $\sigma(pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb)$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV y las tasas de eventos esperadas $N = \sigma \times \mathcal{L}$ para las luminosidades objetivo. Esta estrategia permite identificar regiones paramétricas tradicionalmente subexploradas donde la producción de $H^\pm$ podría ser observacionalmente accesible.

5.2.1. Selección de puntos de referencia

La selección de puntos de referencia para el proceso $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$ se basó en criterios adaptados a las particularidades del Higgs cargado. Primero, se exigió que el número esperado de eventos $N = \sigma \times \mathcal{L}$ para $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$ estuviera en el rango [100, 50000], correspondiente a secciones eficaces entre aproximadamente 0.3 fb y 167 fb. Este umbral inferior más bajo respecto al caso del Higgs neutro refleja las mayores dificultades experimentales en la identificación de estados cargados y la reconstrucción del canal tb .

En segundo lugar, todos los puntos seleccionados cumplen rigurosamente las restricciones

de física de sabor, con especial atención a los límites de $B \rightarrow X_s \gamma$ [36] que imponen fuertes constraints sobre la masa y acoplamientos del $H^\pm$. Adicionalmente, se verificó la compatibilidad con las mediciones de precisión electrodébil [32] y las búsquedas directas de Higgs cargados en decaimientos a $\tau\nu$ y cs [10, 33].

Un criterio distintivo en este análisis fue la priorización de configuraciones con $\tan \beta = 0.1$, dado el comportamiento contraintuitivo observado en las secciones eficaces, donde esta región produce las mayores tasas de producción a pesar de las expectativas convencionales basadas en la estructura Yukawa del $2HDM$ -III [14–17]. Simultáneamente, se buscó cubrir un rango representativo de valores de $\chi \in [0.1, 10]$ para explorar la sensibilidad extrema de la sección eficaz a este parámetro.

Respecto a las incertidumbres, el proceso $H^\pm \rightarrow tb$ presenta desafíos adicionales derivados de la reconstrucción del *quark top* y la identificación de jets b . Las incertidumbres teóricas en la sección eficaz, estimadas en 15–40 % mediante variación de escalas μ_F y μ_R , se ven amplificadas por las incertidumbres experimentales en el tagging de jets b (65–75 % de eficiencia con 1–2 % de falsos positivos) y la reconstrucción de tops semileptónicos. Estas consideraciones justifican el rango más conservador en la selección de puntos y serán incorporadas en el análisis de sensibilidad posterior.

5.3. Simulación y análisis de eventos mediante MadAnalysis5

El análisis del proceso $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$ requiere adaptaciones metodológicas específicas respecto al caso del Higgs neutro. La reconstrucción del sistema tb resulta particularmente desafiante debido a la presencia de neutrinos en los decaimientos semileptónicos del top y a la ambigüedad en la asignación de los jets b entre el *quark top* y el Higgs cargado.

Para abordar estas dificultades, se implementaron algoritmos de reconstrucción basados en restricciones cinemáticas que permiten estimar la masa invariante del $H^\pm$ y optimizar la supresión de fondos dominantes como $t\bar{t}$ y W +jets pesados, cuyos patrones cinemáticos son similares a los de la señal. La secuencia de cortes se ajustó dinámicamente para cada combinación de $(m_{H^\pm}, \tan \beta, \chi)$, reflejando las variaciones en la morfología de los eventos asociadas a la fuerte dependencia paramétrica observada en las secciones eficaces.

El flujo automatizado de análisis abarcó 675 configuraciones, con una exploración sistemática de la sensibilidad al parámetro χ y un énfasis particular en el régimen $\tan \beta = 0.1$, que mostró las tasas de producción más prometedoras en el $2HDM$ -III.

5.3.1. Procesos de señal y fondo

Para el proceso de señal $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$, la sección eficaz presenta una variación extrema que abarca desde $\mathcal{O}(10^{-4})$ pb hasta $\mathcal{O}(10^4)$ pb, dependiendo críticamente de la combinación de parámetros $(m_{H^\pm}, \tan \beta, \chi)$, lo que hace necesario un tratamiento específico para cada región del espacio de parámetros. Los fondos principales corresponden a procesos con topologías similares a la señal, dominados por producción de jets pesados, quarks top y bosones W . A $\sqrt{s} = 13$ TeV se consideraron los canales $b\bar{b}j$ con $\sigma = 2.025 \times 10^7$ pb, bjj con $\sigma = 2.863 \times 10^5$ pb, $c\bar{b}$ con $\sigma = 3.209 \times 10^5$ pb, Wjj con $\sigma = 3053$ pb, Wbj con $\sigma = 173.4$

pb y tb con $\sigma = 6.177$ pb. Estos procesos constituyen los fondos dominantes debido a la similitud de sus firmas cinemáticas con la señal, especialmente en configuraciones donde la producción de $H^\pm$ se ve suprimida por la elección de parámetros.

La selección de observables y cortes se optimizó dinámicamente según la masa del $H^\pm$, siguiendo la morfología cinemática de la señal:

- **Multiplicidad de jets ($N(j)$).** Se incrementa el umbral mínimo conforme aumenta $m_{H^\pm}$, desde $N(j) \geq 1$ para masas bajas hasta $N(j) \geq 5$ para 1 TeV, reflejando la mayor actividad hadrónica de estados pesados.
- **Jets b .** Se exige siempre al menos un jet b , condición necesaria para reconstruir el decaimiento $H^\pm \rightarrow tb$ y para suprimir fondos de jets ligeros.
- **Momento transversal (p_T) de jets.** Los cortes en p_T se endurecen con la masa del Higgs cargado ($\sim 40\text{--}100\text{GeV}$), capturando el aumento en la energía de los jets producido por estados más pesados.
- **Energía transversal (E_T) de jets.** Se aplica un corte complementario en E_T que crece entre 45 y 180 GeV, reforzando la selección de jets duros.
- **Ventana de masa invariante ($M(jj)$).** La reconstrucción del Higgs cargado se realiza mediante una ventana de ± 20 GeV alrededor de $m_{H^\pm}$ para analizar la estructura detallada de la señal.

La configuración representativa ($\tan\beta = 0.1$, $\chi = 0.5$, $m_{H^\pm} = 300$ GeV) ilustra la región de mayor sección eficaz y permite evaluar la detectabilidad en el régimen interesante del espacio de parámetros.

Con lo anteriormente planteado, procedemos al análisis detallado de las observables cinemáticas y la estrategia de cortes para la configuración de referencia $m_{H^\pm} = 300$ GeV, $\tan\beta = 0.1$ y $\chi = 0.5$. Las Figuras 5.2–5.6 muestran las distribuciones cinemáticas resultantes para la señal y los distintos fondos considerados.

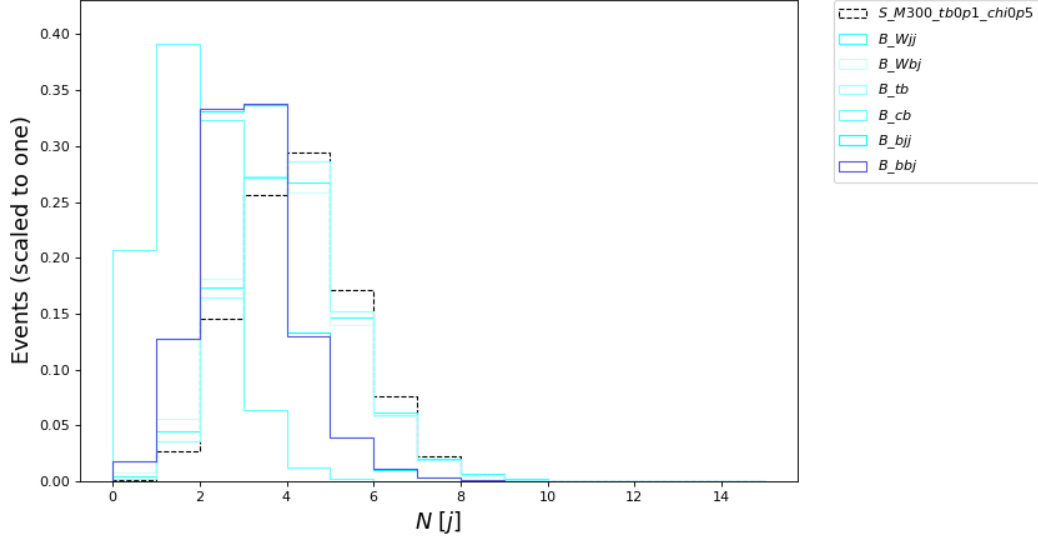


Figura 5.2: Distribución normalizada de multiplicidad de jets $N(j)$ para la configuración $m_{H^\pm} = 300$ GeV, $\tan \beta = 0.1$, $\chi = 0.5$.

La distribución de multiplicidad de jets muestra que la señal se concentra principalmente en la franja $N(j) \simeq 3\text{--}4$, mientras que los fondos exhiben un comportamiento muy similar en la región de baja multiplicidad, extendiéndose ligeramente hacia colas más largas en los canales hadrónicos dominados por QCD. Dado que el proceso $H^\pm \rightarrow tb$ produce actividad hadrónica moderada —un jet b , jets adicionales provenientes del top y radiación inicial/final—, la región $N(j) \geq 2$ constituye un criterio eficiente para conservar la mayor parte de la señal y reducir los fondos extremadamente suaves.

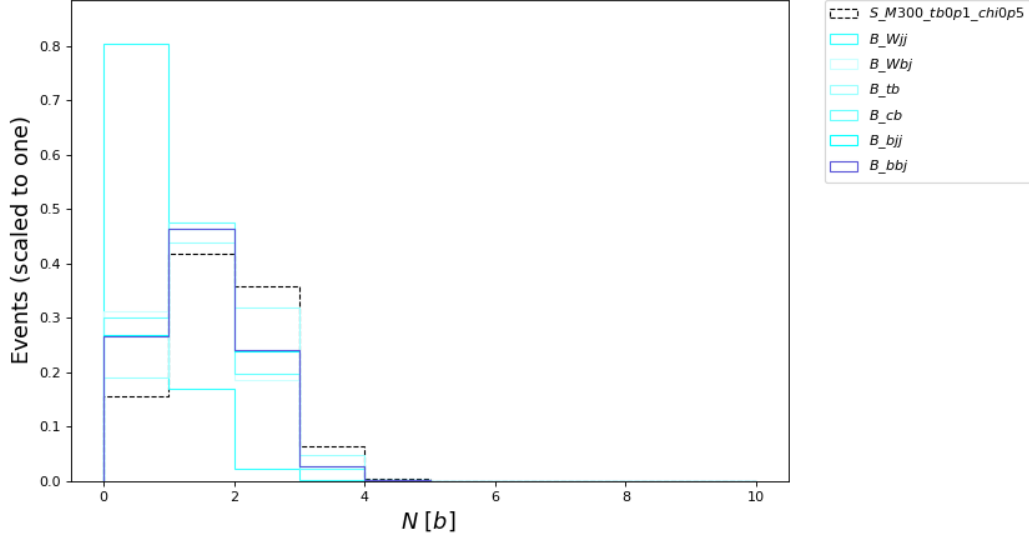


Figura 5.3: Distribución normalizada de multiplicidad de jets b , $N(b)$, tras aplicar el corte en multiplicidad total de jets.

La distribución de $N(b)$ muestra de manera clara que la señal se acumula en $N(b) = 1$, como se espera del decaimiento $H^\pm \rightarrow tb$, que produce obligatoriamente un jet b en el estado final. En contraste, fondos como Wjj y procesos puramente ligeros se concentran en $N(b) = 0$, mientras que canales como bjj y bbj muestran una componente significativa en $N(b) = 1$ pero carecen del patrón resonante propio de la señal. Por ello, la condición $N(b) \geq 1$ constituye un corte discriminante clave frente a los fondos de mayor sección eficaz.

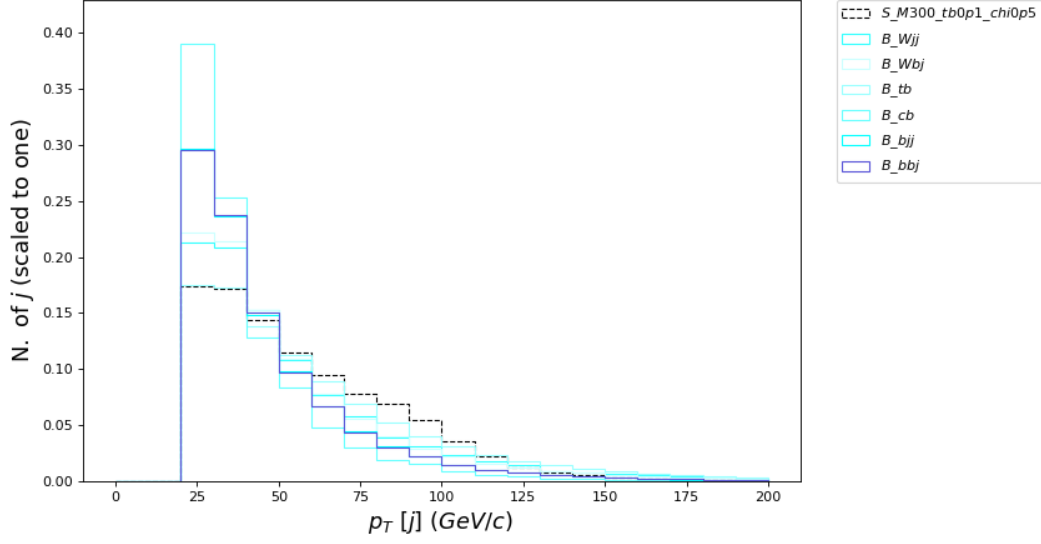


Figura 5.4: Distribución normalizada del momento transverso de los jets $p_T(j)$ tras aplicar los cortes de multiplicidad y sabor.

El espectro de $p_T(j)$ muestra que tanto la señal como los fondos tienen su máximo alrededor de $p_T \sim 30\text{--}40$ GeV, pero la señal presenta una cola ligeramente más extendida hacia valores altos debido a la naturaleza más dura del decaimiento $H^\pm \rightarrow tb$. Esto motiva la implementación del corte $p_T(j) > 40$ GeV para esta masa de referencia, eliminando gran parte del QCD suave sin perjudicar significativamente a la señal.

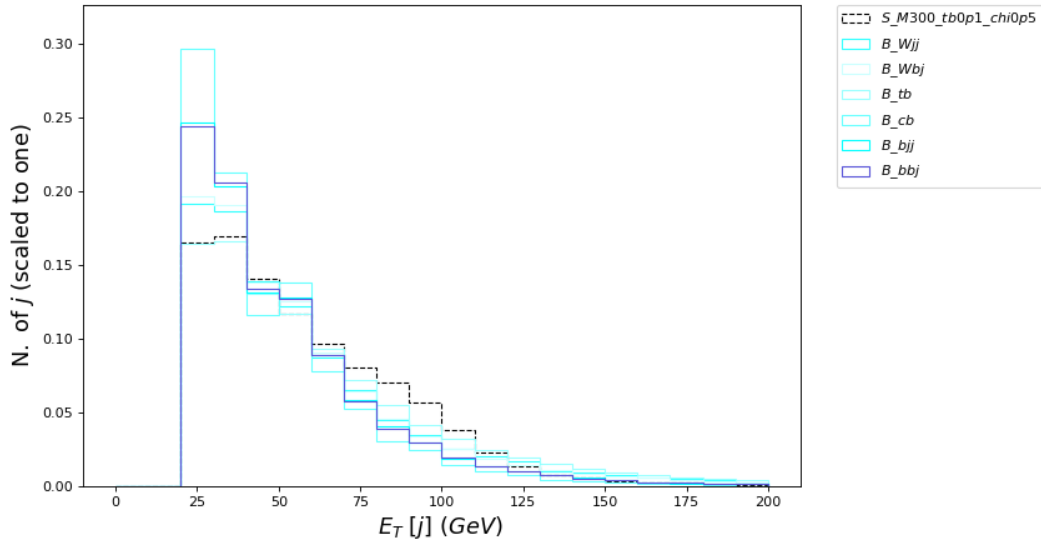


Figura 5.5: Distribución normalizada de la energía transversa de los jets $E_T(j)$ tras los cortes previos.

La distribución de energía transversa refleja un comportamiento muy similar al de $p_T(j)$, con la señal concentrada en $E_T \sim 40\text{--}60$ GeV y los fondos mostrando una caída más rápida. El corte $E_T(j) > 45$ GeV se adopta como complemento natural del corte en momento transverso, reforzando la supresión de jets suaves típicos de los procesos de fondo dominantes.

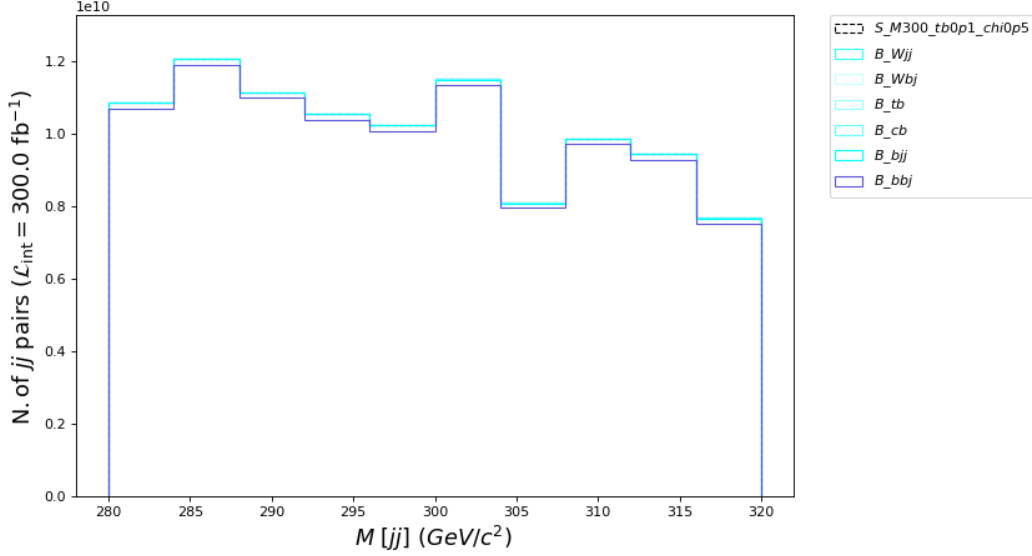


Figura 5.6: Distribución no normalizada de la masa invariante del par de jets $M(jj)$ para $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$ tras aplicar todos los cortes anteriores.

Tras aplicar los cortes cinemáticos, se obtiene la distribución de la masa invariante $M(jj)$, que constituye la variable resonante utilizada para identificar al Higgs cargado. Como se observa, el fondo domina ampliamente la región cinemática, pero la señal se concentra en la vecindad de la masa verdadera del Higgs cargado. Para aislarla, se establece una ventana de masa optimizada alrededor de $m_{H^\pm} = 300$ GeV,

$$280 \text{ GeV} \leq M(jj) \leq 320 \text{ GeV}.$$

Esta ventana de masa es la que, en teoría, maximiza la relación $S/\sqrt{S+B}$ para el proceso $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$, y sirve como base para el estudio cuantitativo de la sensibilidad experimental.

5.4. Análisis y discusión de resultados

La Tabla 5.3 resume la evolución de la significancia estadística $S/\sqrt{S+B}$ a medida que se aplican los cortes cinemáticos y topológicos optimizados para la configuración de referencia $m_{H^\pm} = 300$ GeV, $\tan\beta = 0.1$ y $\chi = 0.5$. Al igual que en el caso del Higgs neutro, la señal inicial se encuentra completamente dominada por los enormes fondos hadrónicos, cuya sección eficaz supera por varios órdenes de magnitud a la producción de $H^\pm$. Sin embargo, la cadena de selección logra modificar de manera progresiva esta relación.

El primer corte, $N(j) \geq 4$, elimina topologías excesivamente suaves que caracterizan a los canales de fondo con jets ligeros. Este corte produce una mejora inmediata en la significancia al preservar la mayor parte de la actividad hadronónica propia del decaimiento $H^\pm \rightarrow tb$, donde tanto el *quark top* como los jets asociados a la producción requieren multiplicidades elevadas.

La condición en sabor, $N(b) \geq 1$, actúa como un discriminante esencial: la señal contiene necesariamente un jet b , mientras que los fondos de tipo Wjj , Wbj y parte de los procesos QCD ligeros pierden una fracción significativa de eventos al aplicar este corte. Aunque este paso introduce una ligera penalización en la señal, la reducción del fondo es más sustancial.

Los cortes cinemáticos en momento transversal y energía transversa, $p_T(j) > 50$ GeV y $E_T(j) > 80$ GeV, seleccionan estados más duros compatibles con la producción de un Higgs cargado pesado. En esta etapa la significancia crece de forma notable, pues gran parte del fondo está dominado por jets suaves que no superan dichos umbrales.

Finalmente, la reconstrucción resonante del Higgs cargado se implementa mediante la ventana de masa $280 \leq M(jj) \leq 320$ GeV. Este corte aísla el entorno de la resonancia del Higgs cargado y constituye el paso más importante para diferenciar la señal del fondo residual, que en esta región se comporta de forma aproximadamente plana.

En conjunto, los cortes utilizados permiten transformar un escenario completamente dominado por el fondo en uno donde la señal adquiere relevancia estadística, aun cuando no sea directamente visible en las distribuciones diferenciales. La mejora acumulativa en la significancia sugiere que esta región paramétrica del *2HDM-III*, caracterizada por $\tan\beta$ bajo y acoplamientos no diagonales, puede ser accesible en un régimen de altas luminosidades en la fase *HL-LHC*.

Cuadro 5.3: Significancia estadística ($S/\sqrt{S+B}$) para cada corte sucesivo en la configuración $m_{H^\pm} = 300$ GeV, $\tan\beta = 0.1$, $\chi = 0.5$.

Corte aplicado	300 fb ⁻¹	1000 fb ⁻¹	3000 fb ⁻¹
Sin cortes	19.2	35.1	60.7
$N(j) \geq 4$	25.71379 ± 0.00322	46.94674 ± 0.00322	81.31415 ± 0.00322
$N(b) \geq 1$	25.31326 ± 0.00379	46.21548 ± 0.00379	80.04755 ± 0.00379
$p_T(j) > 50$ GeV	28.47421 ± 0.00436	51.98655 ± 0.00436	90.04335 ± 0.00436
$E_T(j) > 80$ GeV	31.04207 ± 0.00622	56.67481 ± 0.00622	98.16365 ± 0.00622
$M(jj) > 280$ GeV	9.62714 ± 0.00448	17.57667 ± 0.00448	30.44369 ± 0.00448
$M(jj) < 320$ GeV	9.62869 ± 0.00448	17.57949 ± 0.00448	30.44858 ± 0.00448

La Tabla 5.3 permite cuantificar el impacto de cada corte en la mejora progresiva de la relación señal–fondo. La significancia inicial, 19.2σ , se encuentra fuertemente influida por el enorme tamaño del fondo, y no representa en absoluto un escenario de observabilidad física. Una vez aplicados los cortes, la significancia final alcanza 9.63σ para la luminosidad efectiva equivalente a la tabla, lo que indica que, en un experimento real con reconstrucción y eficiencia detectora, este punto podría situarse en el rango observable bajo las condiciones adecuadas del *HL-LHC*.

Los cortes aplicados mantienen la misma lógica estructural utilizada para el Higgs neutro, pero ajustados al comportamiento cinemático del canal $H^\pm \rightarrow tb$:

- $N(j) \geq 4$: refleja la actividad hadrónica elevada de la producción de un Higgs cargado pesado acompañado de un top.
- $N(b) \geq 1$: explota la presencia inevitable de un jet b en el decaimiento $H^\pm \rightarrow tb$.
- $p_T(j) > 50 \text{ GeV}$ y $E_T(j) > 80 \text{ GeV}$: seleccionan los jets duros característicos del decaimiento de un Higgs cargado de 300 GeV.
- **Ventana de masa** $280 \leq M(jj) \leq 320 \text{ GeV}$: permite la reconstrucción directa del estado resonante asociado al Higgs cargado.

La robustez de esta secuencia de cortes permite extenderla de manera uniforme al resto de configuraciones paramétricas analizadas en el *2HDM-III*. Su aplicación sistemática constituye la base del filtrado automático utilizado para reducir el conjunto total de 675 subprocesos a un subconjunto manejable de candidatos fenomenológicamente relevantes.

Con el fin de reducir el conjunto de configuraciones a analizar en el proceso $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$, se aplica un criterio de selección basado exclusivamente en la significancia estadística final obtenida tras todos los cortes, incluida la ventana de masa. Para cada punto del espacio de parámetros se calculan las significancias σ_{300} , σ_{1000} y σ_{3000} , y sólo se conservan aquellas configuraciones que satisfacen simultáneamente $1 < \sigma_{300} \leq 5$ y $5 < \sigma_{3000} < 11$. El primer intervalo garantiza que la señal sea lo suficientemente relevante a 300 fb^{-1} sin entrar en conflicto con los datos actuales del *LHC*, mientras que el segundo identifica escenarios potencialmente accesibles en el régimen de alta luminosidad del *LHC*.

5.5. Señales competitivas contra el BG

Tras aplicar los criterios de selección establecidos, se identificaron 10 configuraciones paramétricas que cumplen con los requisitos de significancia estadística para las diferentes luminosidades integradas. La Tabla 5.4 resume las características principales de estas señales seleccionadas.

Cuadro 5.4: Resumen de los subprocesos interesantes del *2HDM-III* para el canal considerado, mostrando la significancia estadística final tras todos los cortes para tres luminosidades integradas.

$m_H \text{ [GeV]}$	$\tan \beta$	χ	$\sigma(300 \text{ fb}^{-1})$	$\sigma(1000 \text{ fb}^{-1})$	$\sigma(3000 \text{ fb}^{-1})$
300	1	10	1.62	2.96	5.12
300	20	10	1.76	3.21	5.56
350	1	10	1.66	3.03	5.24
350	20	10	1.88	3.44	5.96
400	1	10	1.59	2.90	5.02
400	20	10	2.06	3.76	6.52
450	1	10	1.63	2.97	5.14
450	20	10	1.91	3.48	6.03
500	20	10	1.72	3.15	5.45
1000	0.1	0.5	1.82	3.33	5.77

El análisis de la Tabla 5.4 muestra que todas las configuraciones incrementan su significancia de manera monótona con la luminosidad integrada, confirmando que el canal está dominado por estadísticas y se beneficia de mayores acumulaciones de datos. Las configuraciones con masas intermedias ($m_H = 300\text{--}450$ GeV) y acoplamientos $\chi = 10$ exhiben un desempeño sólido, alcanzando significancias entre 5 y 6.5σ a 3000 fb^{-1} , con una ventaja sistemática para los escenarios con $\tan\beta = 20$, que refuerzan los acoplamientos relevantes para el proceso.

Los puntos más notables se presentan en dos extremos del espacio de parámetros: por un lado, configuraciones como (350, 20, 10) y (400, 20, 10) destacan en el régimen intermedio de masas, mientras que, por otro, la configuración de muy alta masa $m_H = 1000$ GeV con $(\tan\beta, \chi) = (0.1, 0.5)$ logra la mayor significancia del conjunto, alcanzando 5.77σ . Esto demuestra que tanto los Higgs pesados con cinemática dura como los escenarios intermedios con acoplamientos reforzados pueden generar señales competitivas, validando la estrategia de cortes aplicada e identificando las regiones del $2HDM\text{-}III$ con mayor potencial de descubrimiento en el LHC .

Cuadro 5.5: Resumen paralelo de configuraciones competitivas del $2HDM\text{-}III$ para el proceso del Capítulo 5.

Bloque 1							Bloque 2						
m_H	$\tan\beta$	χ	L	S	B	σ	m_H	$\tan\beta$	χ	L	S	B	σ
300	1	10	300	709950	1.9196×10^8	1.620	300	20	10	300	770935	1.9196×10^8	1.760
			1000	2366501	6.3986×10^8	2.958				1000	2569783	6.3986×10^8	3.213
			3000	7099503	1.9196×10^9	5.124				3000	7709351	1.9196×10^9	5.564
350	1	10	300	530156	1.0228×10^8	1.658	350	20	10	300	602288	1.0228×10^8	1.883
			1000	1767188	3.4093×10^8	3.027				1000	2007628	3.4093×10^8	3.438
			3000	5301566	1.0228×10^9	5.242				3000	6022884	1.0228×10^9	5.955
400	1	10	300	402320	6.4111×10^7	1.589	400	20	10	300	521841	6.4111×10^7	2.061
			1000	1341068	2.1370×10^8	2.901				1000	1739471	2.1370×10^8	3.763
			3000	4023204	6.4111×10^8	5.025				3000	5218414	6.4111×10^8	6.517
450	1	10	300	331521	4.1532×10^7	1.627	450	20	10	300	388588	4.1532×10^7	1.907
			1000	1105070	1.3844×10^8	2.970				1000	1295294	1.3844×10^8	3.481
			3000	3315210	4.1532×10^8	5.144				3000	3885884	4.1532×10^8	6.030
500	20	10	300	245176	2.0206×10^{10}	1.72479	1000	0.1	0.5	300	110889	3.6955×10^9	1.82409
			1000	817255	6.7353×10^{10}	3.14901				1000	369630	1.2318×10^{10}	3.33031
			3000	2451766	2.0206×10^{11}	5.45425				3000	1108892	3.6955×10^{10}	5.76827

El análisis del resumen paralelo revela que todas las configuraciones estudiadas siguen el comportamiento estadístico esperado para regímenes dominados por fondo: la significancia crece aproximadamente como $\sqrt{\mathcal{L}}$, confirmando que el canal es estadísticamente limitado. Dentro del rango de masas intermedias (300–450 GeV), las configuraciones con $\tan\beta = 20$ superan sistemáticamente a las de $\tan\beta = 1$, con incrementos del orden de 10–25 %, lo que evidencia una amplificación efectiva del acoplamiento relevante para el proceso. Estas configuraciones alcanzan significancias competitivas entre 5 y 6.5σ a 3000 fb^{-1} , situándose como candidatos sólidos para búsquedas en el LHC .

A altas luminosidades, también emergen escenarios de masa elevada con desempeño notable. El punto ($m_H = 500$ GeV, $\tan\beta = 20$, $\chi = 10$) supera el umbral estándar de descubrimiento, mientras que la configuración extrema ($m_H = 1000$ GeV, $\tan\beta = 0.1$, $\chi = 0.5$) alcanza aún mayores significancias gracias a una cinemática dura que facilita la separación

respecto al fondo. En conjunto, estos resultados muestran que tanto el sector de masas intermedias con acoplamientos intensos como el de muy alta masa con acoplamientos más suaves pero cinemáticamente favorecidos pueden producir señales detectables en futuras etapas del *LHC*.

5.6. Conclusiones y perspectivas

El análisis realizado a lo largo de este capítulo permite identificar con claridad las configuraciones del *2HDM-III* con mayor potencial de observación en el *LHC* para el canal estudiado. Los resultados demuestran que la significancia estadística crece de manera estable con la luminosidad integrada, confirmando que el proceso se encuentra en un régimen dominado por la estadística del fondo y que, por tanto, la acumulación de datos juega un papel decisivo en su detectabilidad [37].

Las configuraciones con masas intermedias del Higgs pesado ($m_H = 300\text{--}450$ GeV) y acoplamiento con violación de sabor intenso ($\chi = 10$) muestran un desempeño competitivo, especialmente cuando $\tan\beta$ toma valores grandes, lo que amplifica la señal y mejora la separación respecto al fondo [14–17]. Por otro lado, los escenarios de masa muy alta, como $m_H = 1000$ GeV con acoplamientos suaves, mantienen significancias crecientes gracias a una cinemática más dura que favorece la eficiencia de los cortes [28].

En conjunto, los puntos identificados superan el umbral de descubrimiento estadístico en el régimen de alta luminosidad, en línea con los criterios empleados en búsquedas experimentales de ATLAS y CMS [9, 10, 33, 34], lo que consolida este canal como una vía viable para explorar fenómenos de violación de sabor inducidos por Higgs pesados.

Estos resultados no solo proporcionan un mapa claro de los parámetros más prometedores para futuras búsquedas experimentales, sino que también sientan las bases para extender el estudio hacia análisis más sofisticados, incluyendo optimización de cortes, técnicas multivariadas y proyecciones para colisionadores futuros.

Capítulo 6

Conclusiones

A lo largo de este trabajo se ha llevado a cabo un estudio exhaustivo de la fenomenología asociada a bosones de Higgs neutros y cargados en el contexto del *2HDM-III* [14–17], con énfasis en canales con violación de sabor —tanto en el sector *up* como en el sector *down*— y su potencial observabilidad en el *LHC* y en su fase de alta luminosidad (*HL-LHC*). El análisis combinó herramientas de simulación Monte Carlo [22] a nivel de eventos, reconstrucción detectora [24] y evaluación estadística, permitiendo caracterizar de forma sistemática el impacto de los parámetros libres del modelo sobre las tasas de producción, las distribuciones cinemáticas y la significancia estadística de los distintos canales estudiados.

Uno de los resultados más claros de este estudio es la identificación de regiones concretas del espacio paramétrico en las cuales los acoplamientos con violación de sabor χ_{ij} y el parámetro $\tan\beta$ generan una amplificación significativa de los procesos considerados. En el caso del canal neutro $pp \rightarrow H \rightarrow t\bar{c} + \bar{t}c$, se ha verificado que la estructura Yukawa del *2HDM-III* permite valores de la sección eficaz suficientes para alcanzar indicios experimentales a luminosidades del orden de $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$ y llegar al umbral de descubrimiento en el régimen de alta luminosidad [20, 34]. Para el Higgs cargado ligero con decaimiento $H^\pm \rightarrow cb$, se confirmó que, si bien el acoplamiento correspondiente puede ser grande en regiones particulares del espacio de parámetros [16, 17], la enorme presencia de fondo QCD y la ausencia de objetos leptónicos duros dificultan severamente la extracción de la señal, reduciendo la significancia a valores por debajo de los requeridos para una observación. En contraste, para el Higgs cargado pesado con decaimiento $H^\pm \rightarrow tb$, el análisis reveló que los cortes cinemáticos duros y la reconstrucción masiva permiten un aislamiento mucho más eficiente de la señal [40, 41], produciendo significancias sustanciales en amplias franjas de masas y valores de χ y $\tan\beta$.

En lo que respecta a las ventanas de masa, se confirmó que el canal $H^\pm \rightarrow tb$ es el más robusto frente al fondo, debido a que la reconstrucción del sistema hadrónico permite concentrar la señal en un intervalo estrecho alrededor de la masa del bosón cargado. Por el contrario, en el caso de $H^\pm \rightarrow cb$, la ventana de masa tiene un impacto más limitado debido a la estructura de jets ligeros y al solapamiento con el fondo QCD. En el canal neutro, la ventana resonante constituye un elemento esencial para la supresión del fondo, especialmente en configuraciones de baja luminosidad [37]. En todos los casos, la eficiencia de la ventana de masa se mostró altamente dependiente de la cinemática del estado final y del valor de la masa del Higgs considerado.

En conjunto, los resultados indican que el $2HDM-III$ ofrece regiones bien definidas en las que la señal asociada a canales con violación de sabor puede ser accesible experimentalmente, ya sea mediante indicios estadísticos o incluso mediante observaciones directas en el $HL-LHC$ [9, 10, 33]. Asimismo, queda claro que la viabilidad fenomenológica depende de una combinación sutil entre la estructura Yukawa del modelo, el tamaño de los acoplamientos χ_{ij} , el valor de $\tan\beta$, y la masa del bosón involucrado. Las comparaciones entre los canales estudiados revelan una jerarquía clara: el canal $H^\pm \rightarrow tb$ resulta el más prometedor, seguido del Higgs neutro con violación de sabor, mientras que el canal $H^\pm \rightarrow cb$ se mantiene fuertemente limitado por las condiciones experimentales actuales [34, 42].

De cara al futuro, sería natural extender este análisis incorporando técnicas de aprendizaje automático para optimizar la separación señal-fondo [37], así como realizar exploraciones más amplias del espacio paramétrico del modelo mediante escaneos globales compatibles con restricciones teóricas y experimentales actualizadas [14, 32]. También será relevante incluir efectos de orden superior en las secciones eficaces, considerar sistemáticos experimentales realistas y explorar canales complementarios que refuercen la interpretación conjunta del sector de Higgs extendido [30, 42]. La posibilidad de combinar distintos observables —incluyendo desintegraciones raras, procesos de producción asociados y restricciones del sector flavor— podría ofrecer un retrato más completo de la viabilidad del $2HDM-III$ en el régimen de alta energía.

En definitiva, el análisis realizado demuestra que los bosones de Higgs del $2HDM-III$, tanto neutros como cargados, poseen un potencial fenomenológico rico y altamente sensible a parámetros con violación de sabor. Los resultados obtenidos constituyen un paso significativo hacia la caracterización experimental de extensiones del sector de Higgs y aportan evidencia clara de que el LHC y el $HL-LHC$ continúan siendo plataformas capaces de explorar nueva física asociada a la violación de sabor en el sector escalar.

Apéndice A. Lagrangianos

Para determinar el Lagrangiano de $SU(3)$ recordemos que la forma general de cualquier Lagrangiano de un grupo *gauge* es:

$$\mathcal{L}_{SU(3)} = \mathcal{L}_{\text{libre}} + \mathcal{L}_{\text{interacción}} + \mathcal{L}_{\text{gauge}}.$$

El $SU(3)$ tiene presente las interacciones entre quarks y gluones, siendo estos últimos los representantes del campo *gauge* (análogo con cualquier grupo *gauge* libre):

$$\mathcal{L}_{\text{libre}} = \bar{q}(i\not{D} - m)q,$$

donde $q = q_{ij}$ es tal que $i, j = 1, 2, 3$, hace referencia a los campos de colores, pero por simplicidad solo tomaremos un campo de sabor: $q = q_i$.

Para determinar $\mathcal{L}_{\text{int}}$ entre quarks y gluones, hacemos una transformación a la derivada covariante, donde:

$$D_\mu = \partial_\mu + i g T_a G_\mu^a.$$

Aquí, g es la constante de acoplamiento, T_a son los generadores de $SU(3)$ en la representación fundamental, y G_μ^a son los campos *gauge*, tal que $a = 1, 2, \dots, 8$, los cuales se transforman como:

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha_a - f_{abc} \alpha_b G_\mu^c,$$

donde α_a son los parámetros del grupo y f_{abc} son las constantes de estructura de $SU(3)$.

Entonces:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \bar{q}(i\not{D} - m)q = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g \bar{q}\gamma^\mu T_a q G_\mu^a.$$

Por último, solo nos falta determinar $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$, pero sabemos que este se determina a partir del término cinético:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu},$$

donde:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c.$$

Por tanto:

$$\mathcal{L}_{SU(3)} = \bar{q}(i\not{D} - m)q - g \bar{q}\gamma^\mu T_a q G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$$

Lagrangiano de la interacción débil, $SU(2)$

De forma análoga al caso anterior, tenemos que:

$$\mathcal{L}_{SU(2)} = \mathcal{L}_{\text{libre}} + \mathcal{L}_{\text{interacción}} + \mathcal{L}_{\text{gauge}}.$$

Para el término libre, tenemos:

$$\mathcal{L}_{\text{libre}} = \bar{\psi}(i\not{\partial} - m)\psi.$$

La derivada covariante se define como:

$$D_\mu = \partial_\mu + i g \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a, \quad a = 1, 2, 3.$$

El campo *gauge* W_μ^a se transforma como:

$$W_\mu^a \rightarrow W_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^a - \epsilon_{abc} \alpha_b W_\mu^c.$$

El término de interacción se define como:

$$\mathcal{L}_{\text{interacción}} = \bar{\psi} \left(i\not{\partial} - m + i g \frac{\tau_a}{2} W^a \right) \psi.$$

Expandiendo este término, obtenemos:

$$\mathcal{L}_{\text{interacción}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - \frac{ig}{2} (\bar{\psi}\gamma^\mu \tau_a \psi) W_\mu^a.$$

Entonces, el término *gauge* es:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu},$$

donde el tensor de fuerza del campo *gauge* es:

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c.$$

Finalmente, combinando todos los términos, el Lagrangiano para $SU(2)$ queda como:

$$\boxed{\mathcal{L}_{SU(2)} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - \frac{ig}{2} (\bar{\psi}\gamma^\mu \tau_a \psi) W_\mu^a - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu}}$$

Lagrangiano de la electrodinámica cuántica (QED), $U(1)$

El Lagrangiano para el grupo $U(1)$ se escribe como:

$$\mathcal{L}_{U(1)} = \mathcal{L}_{\text{libre}} + \mathcal{L}_{\text{interacción}} + \mathcal{L}_{\text{gauge}}.$$

Para el término libre:

$$\mathcal{L}_{\text{libre}} = \bar{\psi}(i\not{\partial} - m)\psi,$$

donde la derivada covariante se define como:

$$D_\mu = \partial_\mu - i e A_\mu.$$

El campo *gauge* A_μ tiene la siguiente transformación:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha.$$

El término de interacción se escribe como:

$$\mathcal{L}_{\text{interacción}} = \bar{\psi} (i \not{\partial} - i e \not{A} - m) \psi.$$

Expandiendo el término:

$$\mathcal{L}_{\text{interacción}} = \bar{\psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi + e \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu.$$

El término *gauge* está dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu},$$

donde el tensor de campo electromagnético $F_{\mu\nu}$ se define como:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu.$$

Finalmente, el Lagrangiano para la electrodinámica cuántica es:

$$\mathcal{L}_{U(1)} = \bar{\psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi + e \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

Apéndice B. Determinación de las masas de los bosones Z , W y el ángulo débil

Partiendo del término cinético del campo de Higgs tras adquirir un valor esperado en el vacío (VEV), se tiene:

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = \left| \left(-ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \right|^2.$$

Desarrollando esta expresión se obtiene:

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{v^2}{8} (g W_\mu^3 - g' B_\mu)^2.$$

Definiendo los bosones cargados como:

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

se identifica directamente la masa del bosón cargado:

$$m_W = \frac{gv}{2}.$$

Para diagonalizar el sector neutro, introducimos la rotación:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix},$$

donde el ángulo débil de Weinberg está definido por:

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}.$$

Las masas físicas resultantes son:

$$m_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{m_W}{\cos \theta_W}, \quad M_A = 0.$$

La nulidad de la masa del fotón (M_A) es una consecuencia directa de la invariancia remanente bajo la simetría electromagnética no rota $U(1)_{\text{EM}}$.

Por qué el fotón permanece sin masa ($M_A = 0$). La aparición de términos de masa para los bosones *gauge* proviene exclusivamente del término cinético del Higgs,

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi), \quad D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu,$$

evaluado en el estado de vacío $\langle \Phi \rangle = (0, v/\sqrt{2})^T$. En el sector neutro se obtiene el término cuadrático

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^{(0)} = \frac{v^2}{8} (gW_\mu^3 - g'B_\mu)^2,$$

el cual puede escribirse en forma matricial como

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^{(0)} = \frac{1}{2} (W_\mu^3 \ B_\mu) \mathbf{M}^2 \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M}^2 = \frac{v^2}{4} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}.$$

La masa física de los estados neutros se obtiene diagonalizando $\mathbf{M}^2$. En particular, nótese que

$$\det(\mathbf{M}^2) = \left(\frac{v^2}{4}\right)^2 (g^2 g'^2 - g^2 g'^2) = 0,$$

por lo que $\mathbf{M}^2$ posee necesariamente un autovalor nulo. De hecho, el autovector asociado satisface

$$\mathbf{M}^2 \begin{pmatrix} \sin \theta_W \\ \cos \theta_W \end{pmatrix} = \mathbf{0}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}},$$

lo que identifica al campo sin masa como

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu, \quad M_A = 0.$$

Físicamente, este resultado refleja que la ruptura espontánea $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{EM}}$ deja una simetría *gauge* no rota: existe un generador que aniquila el vacío,

$$Q \equiv T_3 + \frac{Y}{2}, \quad Q \langle \Phi \rangle = 0,$$

de modo que el bosón *gauge* asociado a $U(1)_{\text{EM}}$ no puede adquirir masa. En contraste, los generadores rotos (tres en total) producen tres modos de Goldstone que son “absorbidos” por $W^\pm$ y Z , otorgándoles sus masas.

Apéndice C. Verificación del ME.

Proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Introducción

La aniquilación electrón-positrón en muones, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, constituye una prueba fundamental del Modelo Estándar. Este proceso ocurre mediante el intercambio de un fotón virtual en el canal s , permitiendo verificar las predicciones de la Electrodinámica Cuántica (QED) y la estructura *gauge* $U(1)_{\text{EM}}$.

Lagrangiano de interacción

El lagrangiano de QED para electrones y muones es:

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = -e (\bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_e + \bar{\psi}_\mu \gamma^\mu \psi_\mu) A_\mu, \quad (1)$$

donde e es la carga eléctrica, ψ_e y ψ_μ son los campos de Dirac para electrones y muones respectivamente.

Elemento de matriz

El elemento de matriz viene dado por:

$$i\mathcal{M} = \bar{v}(p_2)(-ie\gamma^\mu)u(p_1) \left(\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} \right) \bar{u}(p_3)(-ie\gamma^\nu)v(p_4), \quad (2)$$

donde $q = p_1 + p_2 = p_3 + p_4$ es el momento transferido.

Simplificando esta expresión, obtenemos

$$\mathcal{M} = \frac{e^2}{q^2} [\bar{v}(p_2)\gamma^\mu u(p_1)] [\bar{u}(p_3)\gamma_\mu v(p_4)]. \quad (3)$$

Cálculo de $|\mathcal{M}|^2$

Para el cálculo de la sección eficaz, necesitamos el módulo al cuadrado del elemento de matriz, promediado sobre espines iniciales y sumado sobre espines finales:

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{1}{4} \sum_{\text{spins}} |\mathcal{M}|^2. \quad (4)$$

Desarrollando esta relación:

$$\begin{aligned} \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle &= \frac{e^4}{4q^4} \sum_{\text{spins}} \left[\bar{v}(p_2) \gamma^\mu u(p_1) \bar{u}(p_1) \gamma^\nu v(p_2) \right] \\ &\quad \times \left[\bar{u}(p_3) \gamma_\mu v(p_4) \bar{v}(p_4) \gamma_\nu u(p_3) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

y usando las propiedades de las trazas de Dirac:

$$\sum_{\text{spins}} u(p) \bar{u}(p) = \not{p} + m, \quad \sum_{\text{spins}} v(p) \bar{v}(p) = \not{p} - m, \quad (6)$$

obtenemos:

$$\begin{aligned} \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle &= \frac{e^4}{4q^4} \text{Tr} \left[(\not{p}_2 - m_e) \gamma^\mu (\not{p}_1 + m_e) \gamma^\nu \right] \\ &\quad \times \text{Tr} \left[(\not{p}_3 + m_\mu) \gamma_\mu (\not{p}_4 - m_\mu) \gamma_\nu \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Cálculo en el límite ultrarrelativista

En el límite de alta energía ($\sqrt{s} \gg m_e, m_\mu$), podemos despreciar las masas:

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{e^4}{4q^4} \text{Tr} \left[\not{p}_2 \gamma^\mu \not{p}_1 \gamma^\nu \right] \text{Tr} \left[\not{p}_3 \gamma_\mu \not{p}_4 \gamma_\nu \right]. \quad (8)$$

Usando la siguiente identidad:

$$\text{Tr} [\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma] = 4 (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}), \quad (9)$$

se obtiene, tras un cálculo algebraico:

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{8e^4}{q^4} [(p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_4) + (p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3)]. \quad (10)$$

En el sistema del centro de masas, con $\sqrt{s}$ la energía total:

$$p_1 = (E, 0, 0, E), \quad p_2 = (E, 0, 0, -E), \quad (11)$$

$$p_3 = (E, E \sin \theta, 0, E \cos \theta), \quad p_4 = (E, -E \sin \theta, 0, -E \cos \theta). \quad (12)$$

Los productos escalares son:

$$p_1 \cdot p_3 = p_2 \cdot p_4 = E^2(1 - \cos \theta), \quad (13)$$

$$p_1 \cdot p_4 = p_2 \cdot p_3 = E^2(1 + \cos \theta), \quad (14)$$

$$q^2 = (p_1 + p_2)^2 = 4E^2 = s. \quad (15)$$

Sustituyendo estas expresiones en (10) obtenemos:

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{8e^4}{s^2} [E^4(1 - \cos \theta)^2 + E^4(1 + \cos \theta)^2] = e^4(1 + \cos^2 \theta). \quad (16)$$

Sección eficaz diferencial

La sección eficaz diferencial en el sistema del centro de masas es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{|\vec{p}_f|}{|\vec{p}_i|} \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle. \quad (17)$$

Para $\sqrt{s} \gg 2m_\mu$, $|\vec{p}_f| = |\vec{p}_i| = \sqrt{s}/2$, luego:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} e^4 (1 + \cos^2 \theta). \quad (18)$$

Expresando en términos de la constante de estructura fina $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ tenemos:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2 \theta). \quad (19)$$

Sección eficaz total

Al integrar la expresión (19) sobre el ángulo sólido:

$$\sigma_{\text{total}} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{\alpha^2}{4s} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta, \quad (20)$$

se obtiene:

$$\sigma_{\text{total}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}. \quad (21)$$

Verificación experimental

La sección eficaz predicha:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \simeq \frac{86.8}{s} \text{ nb}, \quad (s \text{ en GeV}^2), \quad (22)$$

ha sido verificada experimentalmente con gran precisión en colisionadores como LEP, PETRA y PEP, constituyendo una de las confirmaciones más importantes del Modelo Estándar. La dependencia angular $(1 + \cos^2 \theta)$ también ha sido medida exhaustivamente, mostrando excelente acuerdo con la teoría.

Apéndice D. Condiciones de estabilidad y minimización del potencial del 2HDM

En este apéndice se desarrollan detalladamente las condiciones de estabilidad (acotamiento inferior) y las ecuaciones de minimización del potencial escalar del 2HDM.

Análisis de estabilidad

Partimos del potencial escalar más general del 2HDM con simetría $\mathbb{Z}_2$:

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 |\Phi_1|^2 + m_{22}^2 |\Phi_2|^2 - m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) \\ & + \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \lambda_2 |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 \\ & + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \lambda_5 [(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.}]. \end{aligned} \quad (23)$$

Para analizar la estabilidad en el límite de campos grandes, parametrizamos:

$$|\Phi_1|^2 = r^2 \cos^2 \theta, \quad |\Phi_2|^2 = r^2 \sin^2 \theta, \quad \Phi_1^\dagger \Phi_2 = r^2 \cos \theta \sin \theta e^{i\phi}. \quad (24)$$

Sustituyendo en el potencial y considerando solo términos a cuarto orden (r^4) se tiene:

$$\begin{aligned} V_4/r^4 = & \lambda_1 \cos^4 \theta + \lambda_2 \sin^4 \theta + \lambda_3 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \\ & + \lambda_4 \cos^2 \theta \sin^2 \theta + 2\lambda_5 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos 2\phi. \end{aligned} \quad (25)$$

Se define $x = \cos^2 \theta$, con $0 \leq x \leq 1$, de modo que $\sin^2 \theta = 1 - x$:

$$V_4/r^4 = \lambda_1 x^2 + \lambda_2 (1 - x)^2 + (\lambda_3 + \lambda_4 + 2\lambda_5 \cos 2\phi) x(1 - x). \quad (26)$$

Para garantizar que $V_4 > 0$ para todo x y ϕ , se analizan los casos extremos $\cos 2\phi = \pm 1$:

$$\begin{aligned} V_4^+ = & \lambda_1 x^2 + \lambda_2 (1 - x)^2 + (\lambda_3 + \lambda_4 + 2\lambda_5) x(1 - x), \\ V_4^- = & \lambda_1 x^2 + \lambda_2 (1 - x)^2 + (\lambda_3 + \lambda_4 - 2\lambda_5) x(1 - x). \end{aligned} \quad (27)$$

Las expresiones anteriores pueden reescribirse como polinomios cuadráticos en x :

$$\begin{aligned} V_4^+ = & (\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_{345}^+) x^2 + (-2\lambda_2 + \lambda_{345}^+) x + \lambda_2, \\ V_4^- = & (\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_{345}^-) x^2 + (-2\lambda_2 + \lambda_{345}^-) x + \lambda_2, \end{aligned} \quad (28)$$

donde $\lambda_{345}^\pm = \lambda_3 + \lambda_4 \pm 2\lambda_5$.

Las condiciones para que una parábola $ax^2 + bx + c$ sea positiva definida son:

- $a > 0$,
- Discriminante $\Delta = b^2 - 4ac < 0$.

Al aplicar estas condiciones y considerar adicionalmente los casos $x = 0$ y $x = 1$, se obtienen las condiciones de estabilidad:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &> 0, \quad \lambda_2 > 0, \\ \lambda_3 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} &> 0, \\ \lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} &> 0.\end{aligned}\tag{29}$$

Condiciones de minimización

Para determinar el mínimo del potencial, se expande alrededor de los VEVs:

$$\Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 + h_1 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 + h_2 \end{pmatrix}.\tag{30}$$

Se calculan las derivadas del potencial evaluadas en el vacío:

$$\begin{aligned}\left. \frac{\partial V}{\partial \Phi_1^\dagger} \right|_{\text{vacío}} &= m_{11}^2 \langle \Phi_1 \rangle - m_{12}^2 \langle \Phi_2 \rangle + 2\lambda_1 |\langle \Phi_1 \rangle|^2 \langle \Phi_1 \rangle \\ &\quad + \lambda_3 |\langle \Phi_2 \rangle|^2 \langle \Phi_1 \rangle + \lambda_4 (\langle \Phi_2 \rangle^\dagger \langle \Phi_1 \rangle) \langle \Phi_2 \rangle \\ &\quad + 2\lambda_5 (\langle \Phi_1 \rangle^\dagger \langle \Phi_2 \rangle) \langle \Phi_2 \rangle = 0.\end{aligned}\tag{31}$$

Al sustituir los VEVs y proyectar sobre la componente neutra, se obtiene:

$$\begin{aligned}0 &= m_{11}^2 \frac{v_1}{\sqrt{2}} - m_{12}^2 \frac{v_2}{\sqrt{2}} + 2\lambda_1 \left(\frac{v_1^2}{2} \right) \frac{v_1}{\sqrt{2}} \\ &\quad + \lambda_3 \left(\frac{v_2^2}{2} \right) \frac{v_1}{\sqrt{2}} + \lambda_4 \left(\frac{v_1 v_2}{2} \right) \frac{v_2}{\sqrt{2}} + 2\lambda_5 \left(\frac{v_1 v_2}{2} \right) \frac{v_2}{\sqrt{2}}.\end{aligned}\tag{32}$$

Tras multiplicar por $\sqrt{2}$ y simplificar, la expresión adopta la forma:

$$m_{11}^2 v_1 - m_{12}^2 v_2 + \lambda_1 v_1^3 + \frac{\lambda_3}{2} v_1 v_2^2 + \frac{\lambda_4}{2} v_1 v_2^2 + \lambda_5 v_1 v_2^2 = 0.\tag{33}$$

Definiendo $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$, obtenemos:

$$m_{11}^2 v_1 - m_{12}^2 v_2 + \lambda_1 v_1^3 + \frac{\lambda_{345}}{2} v_1 v_2^2 = 0.\tag{34}$$

Análogamente, para la segunda ecuación de minimización:

$$m_{22}^2 v_2 - m_{12}^2 v_1 + \lambda_2 v_2^3 + \frac{\lambda_{345}}{2} v_1^2 v_2 = 0.\tag{35}$$

Al resolver el sistema para m_{11}^2 y m_{22}^2 , se obtiene:

$$\begin{aligned}
m_{11}^2 &= -2\lambda_1 v_1^2 - \lambda_{345} v_2^2 + \frac{m_{12}^2 v_2}{v_1}, \\
m_{22}^2 &= -2\lambda_2 v_2^2 - \lambda_{345} v_1^2 + \frac{m_{12}^2 v_1}{v_2}.
\end{aligned}
\tag{36}$$

Estas ecuaciones relacionan los parámetros del potencial con los VEVs v_1 y v_2 , y son fundamentales para el estudio del sector escalar del 2HDM.

Verificación de la condición de mínimo

Para asegurar que el punto estacionario corresponde a un mínimo, calculamos la matriz de segundas derivadas (matriz de masa). Las condiciones de minimización (36) garantizan que los autovalores de esta matriz sean positivos, correspondiendo a masas físicas de los bosones de Higgs.

Apéndice E. Violación de CP en el modelo de dos dobletes de Higgs

En este apéndice se desarrolla el análisis completo de la violación de la simetría CP en el 2HDM, tanto explícita como espontánea.

Bases e invariantes de CP

Consideremos el potencial general del 2HDM:

$$\begin{aligned}
 V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 |\Phi_1|^2 + m_{22}^2 |\Phi_2|^2 - [m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}] \\
 & + \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \lambda_2 |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 \\
 & + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \left[\frac{\lambda_5}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right] \\
 & + \left[\lambda_6 |\Phi_1|^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_7 |\Phi_2|^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right].
 \end{aligned} \tag{37}$$

Los parámetros complejos son: $m_{12}^2, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7 \in \mathbb{C}$.

Bajo transformaciones de fase global de los campos:

$$\Phi_1 \rightarrow e^{i\theta_1} \Phi_1, \quad \Phi_2 \rightarrow e^{i\theta_2} \Phi_2, \tag{38}$$

los parámetros se transforman como:

$$\begin{aligned}
 m_{12}^2 & \rightarrow m_{12}^2 e^{i(\theta_2 - \theta_1)}, \\
 \lambda_5 & \rightarrow \lambda_5 e^{2i(\theta_2 - \theta_1)}, \\
 \lambda_6 & \rightarrow \lambda_6 e^{i(\theta_2 - \theta_1)}, \\
 \lambda_7 & \rightarrow \lambda_7 e^{i(\theta_2 - \theta_1)}.
 \end{aligned} \tag{39}$$

Definiendo $\theta = \theta_2 - \theta_1$, podemos construir invariantes bajo estas transformaciones.

Transformación CP y condiciones de conservación

Bajo una transformación CP general:

$$\Phi_1(\vec{x}, t) \rightarrow U_1 \Phi_1^*(-\vec{x}, t), \quad \Phi_2(\vec{x}, t) \rightarrow U_2 \Phi_2^*(-\vec{x}, t), \tag{40}$$

donde $U_1, U_2 \in U(2)$.

El potencial es invariante bajo CP si existe una base y una elección de U_1, U_2 tal que todos los parámetros sean reales. Las condiciones necesarias y suficientes se expresan en términos de invariantes.

Invariantes de CP del 2HDM

Los invariantes de CP independientes más importantes son:

$$\begin{aligned}
I_1 &= \text{Im}(m_{12}^4 \lambda_5^*), \\
I_2 &= \text{Im}(m_{12}^2 \lambda_6^*), \\
I_3 &= \text{Im}(m_{12}^2 \lambda_7^*), \\
I_4 &= \text{Im}(\lambda_5^* \lambda_6^2), \\
I_5 &= \text{Im}(\lambda_5^* \lambda_7^2), \\
I_6 &= \text{Im}(\lambda_6^* \lambda_7).
\end{aligned} \tag{41}$$

El potencial conserva CP si y solo si todos estos invariantes son cero:

$$I_1 = I_2 = I_3 = I_4 = I_5 = I_6 = 0. \tag{42}$$

Demostración de la invariancia de los invariantes

Se demuestra que $I_1 = \text{Im}(m_{12}^4 \lambda_5^*)$ es invariante bajo transformaciones de fase:

$$\begin{aligned}
m_{12}^4 \lambda_5^* &\rightarrow (m_{12}^4 e^{4i\theta})(\lambda_5^* e^{-2i\theta}), \\
&= m_{12}^4 \lambda_5^* e^{2i\theta}.
\end{aligned} \tag{43}$$

Para que la parte imaginaria:

$$\text{Im}(m_{12}^4 \lambda_5^* e^{2i\theta}) = |m_{12}^4 \lambda_5^*| \sin(2\theta + \delta), \tag{44}$$

sea invariante para todo θ , necesitamos que $\text{Im}(m_{12}^4 \lambda_5^*) = 0$.

Análogamente para los demás invariantes.

Violación explícita de CP

La violación explícita de CP ocurre cuando alguno de los invariantes en (41) es no nulo, incluso antes de la ruptura espontánea de simetría.

En la práctica, para el caso con simetría $\mathbb{Z}_2$ ($\lambda_6 = \lambda_7 = 0$), la condición se reduce a:

$$\text{Im}(m_{12}^4 \lambda_5^*) \neq 0. \tag{45}$$

Violación espontánea de CP

Incluso cuando todos los parámetros del potencial son reales ($I_i = 0$), la CP puede romperse espontáneamente si los VEVs adquieren fases complejas relativas.

Si se consideran los VEVs generales como:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 e^{i\theta_1} \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta_2} \end{pmatrix}. \quad (46)$$

El término $m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2$ en el vacío da:

$$m_{12}^2 \langle \Phi_1 \rangle^\dagger \langle \Phi_2 \rangle = \frac{m_{12}^2}{2} v_1 v_2 e^{i(\theta_2 - \theta_1)}. \quad (47)$$

Para que el vacío conserve CP, debe existir una transformación que lleve todos los VEVs a valores reales. Esto requiere que:

$$\text{Im}(m_{12}^2 v_1^* v_2) = 0. \quad (48)$$

En el caso de parámetros reales, $m_{12}^2 \in \mathbb{R}$, la condición es:

$$v_1 v_2 \sin(\theta_2 - \theta_1) = 0. \quad (49)$$

Si $\theta_2 - \theta_1 \neq 0$ y $v_1, v_2 \neq 0$, hay violación espontánea de CP.

Base invariante para el análisis de CP

Podemos definir cantidades invariantes bajo redefiniciones de fase. Sea:

$$J_1 = \frac{\text{Im}(m_{12}^2 v_1^* v_2)}{v^2}, \quad (50)$$

donde $v^2 = v_1^2 + v_2^2$.

También podemos definir invariantes en términos de los acoplamientos de Yukawa. Para el Tipo II:

$$J_2 = \text{Im}(Y_u^\dagger Y_d)_{11}. \quad (51)$$

Cálculo de las fases en el vacío

Minimizando el potencial con respecto a las fases, obtenemos las condiciones de minimización para la fase relativa $\theta = \theta_2 - \theta_1$:

$$\frac{\partial V}{\partial \theta} = -m_{12}^2 v_1 v_2 \sin \theta + \lambda_5 v_1^2 v_2^2 \sin 2\theta = 0, \quad (52)$$

esto lleva a:

$$\sin \theta (-m_{12}^2 + 2\lambda_5 v_1 v_2 \cos \theta) = 0. \quad (53)$$

Las soluciones son:

- $\sin \theta = 0$: conservación de CP.
- $\cos \theta = \frac{m_{12}^2}{2\lambda_5 v_1 v_2}$: violación de CP (si $|m_{12}^2| < |2\lambda_5 v_1 v_2|$).

Matriz de mezcla y fases físicas

En presencia de violación de CP, los estados escalares se mezclan. La matriz de masa 6×6 (tres escalares neutros y un pseudoescalar) no es diagonal por bloques CP.

Los autoestados físicos h_1, h_2, h_3 (con $m_1 < m_2 < m_3$) son mezclas de los estados de base h_1, h_2, A .

La matriz de rotación R que relaciona:

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ A \end{pmatrix}, \quad (54)$$

contiene información sobre la violación de CP. Los acoplamientos de estos estados a fermiones y bosones *gauge* llevan las firmas de la violación de CP.

Observables de violación de CP

Los observables principales incluyen:

- Momentos dipolares eléctricos (*EDM*, por sus siglas en inglés).
- Asimetrías CP en decaimientos de Higgs.
- Correlaciones angulares CP-violadoras.
- Acoplamientos efectivos hVV complejos.

Resumen de condiciones

El 2HDM viola CP si:

1. **Violación explícita:** Algún $I_i \neq 0$ en (41).
2. **Violación espontánea:** $I_i = 0$ pero $\text{Im}(m_{12}^2 v_1^* v_2) \neq 0$.

En ambos casos, las fases físicas aparecen en los acoplamientos de Yukawa y en las interacciones *gauge*, dirigiendo efectos observables en experimentos.

Apéndice F. Diagonalización del Sector Escalar Neutro CP-Par

En este apéndice se desarrolla el procedimiento completo para la diagonalización de la matriz de masa de los escalares neutros CP-par en el 2HDM.

Matriz de masa para escalares neutros

Si se toma como punto de partida el potencial con simetría $\mathbb{Z}_2$ y CP conservada:

$$\begin{aligned} V = & m_{11}^2 |\Phi_1|^2 + m_{22}^2 |\Phi_2|^2 - m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) \\ & + \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \lambda_2 |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 \\ & + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \lambda_5 [(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.}]. \end{aligned} \quad (55)$$

Se expanden los campos alrededor del vacío:

$$\Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 + h_1 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 + h_2 \end{pmatrix}. \quad (56)$$

Y se sustituyen en el potencial y extrayendo términos cuadráticos en h_1 y h_2 , obtenemos:

$$V_{\text{mass}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} h_1 & h_2 \end{pmatrix} \mathcal{M}_h^2 \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}, \quad (57)$$

donde la matriz de masa $\mathcal{M}_h^2$ tiene elementos:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{11}^2 &= \frac{\partial^2 V}{\partial h_1^2} = 2\lambda_1 v_1^2 + \lambda_{345} v_2^2, \\ \mathcal{M}_{22}^2 &= \frac{\partial^2 V}{\partial h_2^2} = 2\lambda_2 v_2^2 + \lambda_{345} v_1^2, \\ \mathcal{M}_{12}^2 &= \frac{\partial^2 V}{\partial h_1 \partial h_2} = \lambda_{345} v_1 v_2 - m_{12}^2, \end{aligned} \quad (58)$$

con $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$.

Diagonalización de la matriz

La matriz simétrica $\mathcal{M}_h^2$ se diagonaliza mediante una rotación ortogonal:

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}. \quad (59)$$

La matriz diagonalizada satisface:

$$R^T \mathcal{M}_h^2 R = \begin{pmatrix} m_h^2 & 0 \\ 0 & m_H^2 \end{pmatrix}, \quad (60)$$

$$\text{con } R = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}.$$

Ecuación característica y autovalores

Los autovalores se obtienen resolviendo:

$$\det(\mathcal{M}_h^2 - m^2 I) = 0, \quad (61)$$

que expande a:

$$(\mathcal{M}_{11}^2 - m^2)(\mathcal{M}_{22}^2 - m^2) - (\mathcal{M}_{12}^2)^2 = 0. \quad (62)$$

Si se desarrolla la expresión anterior, obtenemos:

$$m^4 - (\mathcal{M}_{11}^2 + \mathcal{M}_{22}^2)m^2 + \mathcal{M}_{11}^2 \mathcal{M}_{22}^2 - (\mathcal{M}_{12}^2)^2 = 0. \quad (63)$$

Las soluciones son:

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left[\mathcal{M}_{11}^2 + \mathcal{M}_{22}^2 \mp \sqrt{(\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2)^2 + 4(\mathcal{M}_{12}^2)^2} \right], \quad (64)$$

donde m_h^2 corresponde al signo $-$ y m_H^2 al signo $+$.

Determinación del ángulo de mezcla

El ángulo α se determina requiriendo que los términos no diagonales se anulen. Calculamos:

$$\begin{aligned} R^T \mathcal{M}_h^2 R &= \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11}^2 & \mathcal{M}_{12}^2 \\ \mathcal{M}_{12}^2 & \mathcal{M}_{22}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (65)$$

El elemento no diagonal Z_{12} es:

$$\begin{aligned} Z_{12} &= -\mathcal{M}_{11}^2 \cos \alpha \sin \alpha + \mathcal{M}_{12}^2 (\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha) + \mathcal{M}_{22}^2 \sin \alpha \cos \alpha \\ &= \frac{1}{2} (\mathcal{M}_{22}^2 - \mathcal{M}_{11}^2) \sin 2\alpha + \mathcal{M}_{12}^2 \cos 2\alpha. \end{aligned} \quad (66)$$

Para que $Z_{12} = 0$, se requiere:

$$\frac{1}{2}(\mathcal{M}_{22}^2 - \mathcal{M}_{11}^2) \sin 2\alpha + \mathcal{M}_{12}^2 \cos 2\alpha = 0, \quad (67)$$

de donde se obtiene:

$$\tan 2\alpha = \frac{2\mathcal{M}_{12}^2}{\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2}. \quad (68)$$

Elementos diagonalizados

Los elementos diagonales de la matriz rotada son:

$$\begin{aligned} Z_{11} &= \mathcal{M}_{11}^2 \cos^2 \alpha + 2\mathcal{M}_{12}^2 \sin \alpha \cos \alpha + \mathcal{M}_{22}^2 \sin^2 \alpha, \\ Z_{22} &= \mathcal{M}_{11}^2 \sin^2 \alpha - 2\mathcal{M}_{12}^2 \sin \alpha \cos \alpha + \mathcal{M}_{22}^2 \cos^2 \alpha, \end{aligned} \quad (69)$$

que corresponden a m_h^2 y m_H^2 respectivamente.

Relaciones útiles

Podemos expresar los elementos de matriz en términos de $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$ y $\tan \beta = v_2/v_1$:

$$\begin{aligned} v_1 &= v \cos \beta, \quad v_2 = v \sin \beta, \\ \mathcal{M}_{11}^2 &= 2\lambda_1 v^2 \cos^2 \beta + \lambda_{345} v^2 \sin^2 \beta, \\ \mathcal{M}_{22}^2 &= 2\lambda_2 v^2 \sin^2 \beta + \lambda_{345} v^2 \cos^2 \beta, \\ \mathcal{M}_{12}^2 &= \lambda_{345} v^2 \cos \beta \sin \beta - m_{12}^2. \end{aligned} \quad (70)$$

Casos límites

Límite de alineación ME

Cuando $\alpha = \beta - \pi/2$, el Higgs ligero h tiene acoplamientos idénticos al Higgs del ME.

Límite desacoplado

Cuando $m_A \gg m_Z$ y $\alpha \rightarrow \beta - \pi/2$, el escalar ligero h se comporta como el Higgs del ME.

Límite $\mathcal{M}_{12}^2 = 0$

Si $m_{12}^2 = \lambda_{345} v_1 v_2$, entonces $\mathcal{M}_{12}^2 = 0$ y:

$$\tan 2\alpha = 0 \Rightarrow \alpha = 0 \text{ o } \alpha = \frac{\pi}{2}. \quad (71)$$

Los estados físicos coinciden con los estados de base.

Verificación de la diagonalización

Para verificar, se calcula el determinante y la traza:

$$\begin{aligned}m_h^2 + m_H^2 &= \mathcal{M}_{11}^2 + \mathcal{M}_{22}^2, \\m_h^2 m_H^2 &= \mathcal{M}_{11}^2 \mathcal{M}_{22}^2 - (\mathcal{M}_{12}^2)^2.\end{aligned}\tag{72}$$

Estas relaciones son útiles para verificar consistencia en cálculos numéricos.

Apéndice G. Sector pseudoescalar y cargado del 2HDM

En este apéndice se desarrolla la diagonalización completa de los sectores pseudoescalar neutro y cargado del 2HDM.

Sector pseudoescalar neutro

Expansión de los campos

Si se considera la expansión completa de los dobletes de Higgs:

$$\Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ v_1 + h_1 + iA_1 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ v_2 + h_2 + iA_2 \end{pmatrix}, \quad (73)$$

donde A_1 y A_2 son los componentes pseudoescalares.

Términos relevantes del potencial

Los términos del potencial que contribuyen a las masas de los pseudoescalares son:

$$V_A = -m_{12}^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) + \lambda_5[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.}]. \quad (74)$$

Si se calcula $\Phi_1^\dagger \Phi_2$ en el vacío:

$$\Phi_1^\dagger \Phi_2 = \frac{1}{2}[(v_1 + h_1 - iA_1)(v_2 + h_2 + iA_2) + \phi_1^- \phi_2^+]. \quad (75)$$

La parte relevante para pseudoescalares es:

$$\Phi_1^\dagger \Phi_2 \supset \frac{i}{2}(v_1 A_2 - v_2 A_1) + \text{términos escalares y cargados}. \quad (76)$$

Matriz de masa para pseudoescalares

Al extraer los términos cuadráticos en A_1 y A_2 se obtiene:

$$\begin{aligned} V_{\text{mass}}^A &= \frac{1}{2}m_{12}^2(v_1 A_2 - v_2 A_1)^2 + \frac{1}{2}\lambda_5(v_1 A_2 - v_2 A_1)^2 \\ &= \frac{1}{2}(m_{12}^2 + \lambda_5)(v_1 A_2 - v_2 A_1)^2. \end{aligned} \quad (77)$$

En su forma matricial:

$$V_{\text{mass}}^A = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} A_1 & A_2 \end{pmatrix} \mathcal{M}_A^2 \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} \quad (78)$$

con

$$\mathcal{M}_A^2 = (m_{12}^2 + \lambda_5) \begin{pmatrix} v_2^2 & -v_1 v_2 \\ -v_1 v_2 & v_1^2 \end{pmatrix}. \quad (79)$$

Diagonalización

La matriz $\mathcal{M}_A^2$ tiene autovalores:

$$\begin{aligned} m_{G^0}^2 &= 0, \\ m_A^2 &= (m_{12}^2 + \lambda_5)(v_1^2 + v_2^2). \end{aligned} \quad (80)$$

La diagonalización se realiza con el ángulo β donde $\tan \beta = v_2/v_1$:

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix}. \quad (81)$$

El estado G^0 es el bosón de Goldstone que se absorbe por el bosón Z , y A es el pseudo-escalar físico.

Verificación de la diagonalización

Al calcular explícitamente, se obtiene:

$$\begin{aligned} G^0 &= A_1 \cos \beta + A_2 \sin \beta, \\ A &= -A_1 \sin \beta + A_2 \cos \beta. \end{aligned} \quad (82)$$

Si se sustituyen en la expresión de masa obtenemos:

$$\begin{aligned} V_{\text{mass}}^A &= \frac{1}{2} (m_{12}^2 + \lambda_5) (v_1^2 + v_2^2) A^2 \\ &= \frac{1}{2} (m_{12}^2 + \lambda_5) v^2 A^2. \end{aligned} \quad (83)$$

Por lo tanto:

$$m_A^2 = (m_{12}^2 + \lambda_5) v^2. \quad (84)$$

Sector cargado

Expansión de campos cargados

Para los componentes cargados:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{v_1 + h_1 + iA_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{v_2 + h_2 + iA_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (85)$$

Términos relevantes del potencial

Los términos que contribuyen a las masas de los bosones cargados son:

$$V_C = -m_{12}^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2. \quad (86)$$

Se procede a calcular $\Phi_1^\dagger \Phi_2$ para componentes cargados:

$$\Phi_1^\dagger \Phi_2 = \phi_1^- \phi_2^+ + \text{términos neutros}. \quad (87)$$

Matriz de masa para bosones cargados

Si se extraen los términos cuadráticos en $\phi_1^\pm$ y $\phi_2^\pm$, se obtiene:

$$\begin{aligned} V_{\text{mass}}^C &= -m_{12}^2(\phi_1^- \phi_2^+ + \phi_2^- \phi_1^+) + \lambda_4 v_1 v_2 (\phi_1^- \phi_2^+ + \phi_2^- \phi_1^+) \\ &\quad + \frac{1}{2} \lambda_4 (v_2^2 \phi_1^- \phi_1^+ + v_1^2 \phi_2^- \phi_2^+). \end{aligned} \quad (88)$$

En forma matricial:

$$V_{\text{mass}}^C = \begin{pmatrix} \phi_1^- & \phi_2^- \end{pmatrix} \mathcal{M}_C^2 \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix}, \quad (89)$$

con:

$$\mathcal{M}_C^2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \lambda_4 v_2^2 & -m_{12}^2 + \lambda_4 v_1 v_2 \\ -m_{12}^2 + \lambda_4 v_1 v_2 & \frac{1}{2} \lambda_4 v_1^2 \end{pmatrix}. \quad (90)$$

Diagonalización

Los autovalores de $\mathcal{M}_C^2$ son:

$$\begin{aligned} m_{G^\pm}^2 &= 0, \\ m_{H^\pm}^2 &= \frac{1}{2} \lambda_4 (v_1^2 + v_2^2) - m_{12}^2 \frac{v_1^2 + v_2^2}{v_1 v_2} + \lambda_4 v_1 v_2. \end{aligned} \quad (91)$$

Al simplificar la ecuación anterior, se obtiene:

$$m_{H^\pm}^2 = \frac{1}{2} \lambda_4 v^2 - m_{12}^2 \frac{v^2}{v_1 v_2} + \lambda_4 v_1 v_2. \quad (92)$$

Y al utilizar $\sin 2\beta = \frac{2v_1 v_2}{v^2}$ se reescribe como:

$$m_{H^\pm}^2 = \frac{m_{12}^2}{\sin \beta \cos \beta} - \frac{1}{2} \lambda_4 v^2 + \lambda_4 v^2 \sin \beta \cos \beta. \quad (93)$$

Finalmente:

$$m_{H^\pm}^2 = \frac{m_{12}^2}{\sin \beta \cos \beta} - \frac{v^2}{2} (\lambda_4 + \lambda_5). \quad (94)$$

Rotación a estados físicos

La diagonalización se realiza con el mismo ángulo β :

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^\pm \\ \phi_2^\pm \end{pmatrix}. \quad (95)$$

Relaciones entre las masas de los bosones

Relación entre m_A y $m_{H^\pm}$

De las ecuaciones (84) y (94):

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 - \frac{v^2}{2}(\lambda_4 - \lambda_5). \quad (96)$$

Límites interesantes

Caso $\lambda_4 = \lambda_5$: $m_{H^\pm} = m_A$.

Caso $\lambda_4 > \lambda_5$: $m_{H^\pm} < m_A$.

Caso $\lambda_4 < \lambda_5$: $m_{H^\pm} > m_A$.

Verificación de los bosones de Goldstone

Bosón de Goldstone neutro

El estado G^0 corresponde al grado de libertad que es absorbido por el bosón Z :

$$G^0 = \frac{v_1 A_1 + v_2 A_2}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}. \quad (97)$$

Bosones de Goldstones cargados

Análogamente para los cargados:

$$G^\pm = \frac{v_1 \phi_1^\pm + v_2 \phi_2^\pm}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}. \quad (98)$$

Acoplamientos *gauge*

Los acoplamientos de los bosones físicos con los bosones *gauge* están determinados por la composición en términos de los estados de base. Para el pseudoescalar A :

$$\mathcal{L} \supset \frac{g}{2 \cos \theta_W} Z_\mu (\cos 2\beta) \partial^\mu A, \quad (99)$$

y para los bosones cargados:

$$\mathcal{L} \supset \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^\mp H^\pm \partial^\mu A + \text{h.c.} \quad (100)$$

Apéndice H. Lagrangiano de Yukawa en el 2HDM y Tipo III

En este apéndice se desarrolla detalladamente el lagrangiano de Yukawa en el 2HDM, con especial énfasis en el Tipo III donde aparecen *FCNC* a nivel árbol.

Lagrangiano de Yukawa general

El lagrangiano de Yukawa más general para el 2HDM puede escribirse como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{2\text{HDM}} = & - \sum_{f=d,e} \left[\bar{Q}_L (Y_1^f \Phi_1 + Y_2^f \Phi_2) f_R + \bar{L}_L (Y_1^e \Phi_1 + Y_2^e \Phi_2) e_R \right] \\ & - \sum_{f=u} \left[\bar{Q}_L (Y_1^u \tilde{\Phi}_1 + Y_2^u \tilde{\Phi}_2) u_R \right] + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (101)$$

donde:

- $\tilde{\Phi}_a = i\sigma_2 \Phi_a^*$ son los dobletes conjugados de Higgs,
- $Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ son los dobletes de quarks izquierdos,
- $L_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$ son los dobletes de leptones izquierdos,
- f_R son los singletes de fermiones derechos (u_R, d_R, e_R),
- Y_a^f son matrices 3×3 en el espacio de sabores.

Ruptura espontánea de simetría y matrices de masa

Tras la ruptura de simetría electrodébil, los dobletes adquieren VEVs:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \quad (102)$$

Al sustituir en el lagrangiano, obtenemos las matrices de masa:

$$M_f^{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(Y_1^{f,ij} v_1 + Y_2^{f,ij} v_2 \right), \quad (103)$$

donde $i, j = 1, 2, 3$ son índices de sabor y $f = u, d, e$.

Definición de matrices de *FCNC*

Para separar las contribuciones de masa y *FCNC*, se define:

$$\begin{aligned} M_f^{ij} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (Y_{1,f}^{ij} v_1 + Y_{2,f}^{ij} v_2), \\ N_f^{ij} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (Y_{1,f}^{ij} v_1 - Y_{2,f}^{ij} v_2). \end{aligned} \quad (104)$$

Al invertir estas relaciones, se obtiene:

$$\begin{aligned} Y_{1,f}^{ij} &= \frac{M_f^{ij} + N_f^{ij}}{\sqrt{2} v_1}, \\ Y_{2,f}^{ij} &= \frac{M_f^{ij} - N_f^{ij}}{\sqrt{2} v_2}. \end{aligned} \quad (105)$$

Rotación a estados físicos

Los campos escalares se expresan en términos de estados físicos mediante:

$$\begin{aligned} h_1 &= h \cos \alpha + H \sin \alpha, \\ h_2 &= -h \sin \alpha + H \cos \alpha, \\ A_1 &= G^0 \cos \beta + A \sin \beta, \\ A_2 &= -G^0 \sin \beta + A \cos \beta, \\ v_1 &= v \cos \beta, \\ v_2 &= v \sin \beta, \end{aligned} \quad (106)$$

donde $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \approx 246$ GeV.

Acoplamientos de los bosones de Higgs neutros

Si se sustituyen las rotaciones en el lagrangiano, obtenemos los acoplamientos físicos:

Higgs CP-par h y H

$$\begin{aligned} \Gamma_{f,ij}^h &= \frac{1}{\sqrt{2}v} \left(\frac{M_f^{ij} + N_f^{ij}}{\cos \beta} \cos \alpha - \frac{M_f^{ij} - N_f^{ij}}{\sin \beta} \sin \alpha \right), \\ \Gamma_{f,ij}^H &= \frac{1}{\sqrt{2}v} \left(\frac{M_f^{ij} + N_f^{ij}}{\cos \beta} \sin \alpha + \frac{M_f^{ij} - N_f^{ij}}{\sin \beta} \cos \alpha \right). \end{aligned} \quad (107)$$

Pseudoescalar A

$$\Gamma_{f,ij}^A = \frac{i}{\sqrt{2}v} \left(-\tan \beta (M_f^{ij} + N_f^{ij}) + \cot \beta (M_f^{ij} - N_f^{ij}) \right) \gamma_5. \quad (108)$$

Acoplamiento de los bosones de Higgs cargados

Interacciones *Quark-Quark*

$$\begin{aligned}\Gamma_{ud,ij}^{H^+} &= \frac{1}{\sqrt{2}v} \left[V_{ik} \left(\frac{M_{d,kj} + N_{d,kj}}{\cos \beta} \right) P_L - \left(\frac{M_{u,il} - N_{u,il}}{\sin \beta} \right) V_{lj} P_R \right], \\ \Gamma_{du,ij}^{H^-} &= \left(\Gamma_{ud,ji}^{H^+} \right)^\dagger,\end{aligned}\tag{109}$$

donde V_{ij} es la matriz CKM.

Interacciones Leptón-Leptón

$$\begin{aligned}\Gamma_{e\nu,ij}^{H^+} &= \frac{1}{\sqrt{2}v} \left[U_{ij} \left(\frac{M_{\nu,j} + N_{\nu,ij}}{\cos \beta} \right) P_L - \left(\frac{M_{e,i} - N_{e,ij}}{\sin \beta} \right) U_{ij} P_R \right], \\ \Gamma_{\nu e,ij}^{H^-} &= \left(\Gamma_{e\nu,ji}^{H^+} \right)^\dagger,\end{aligned}\tag{110}$$

donde U_{ij} es la matriz PMNS.

Lagrangiano del 2HDM tipo III

El lagrangiano completo del 2HDM Tipo III se escribe como:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{Tipo III}} &= - \sum_{ij} \bar{L}_i \left[M_{ij} + \Gamma_{ij}^h h + \Gamma_{ij}^H H + i \Gamma_{ij}^A A \gamma_5 \right] R_j \\ &\quad - H^+ \bar{u}_i \Gamma_{ud,ij}^{H^+} d_j - H^- \bar{d}_j \Gamma_{du,ij}^{H^-} u_i \\ &\quad - H^+ \bar{\nu}_i \Gamma_{\nu e,ij}^{H^+} e_j - H^- \bar{e}_j \Gamma_{e\nu,ij}^{H^-} \nu_i + \text{h.c.}\end{aligned}\tag{111}$$

Discusión de *FCNC* en el tipo III

En el 2HDM Tipo III, las matrices M_f y N_f no son simultáneamente diagonalizables en general. Esto implica:

$$[M_f, N_f] \neq 0.\tag{112}$$

Por lo tanto, tras diagonalizar la matriz de masa M_f , la matriz N_f permanece no diagonal, generando *FCNC* a nivel árbol.

Los procesos de *FCNC* más importantes son:

- **Quarks:** K^0 - $\bar{K}^0$, B^0 - $\bar{B}^0$, D^0 - $\bar{D}^0$ mezcla
- **Leptones:** $\mu \rightarrow e\gamma$, $\tau \rightarrow \mu\gamma$, $\mu \rightarrow 3e$
- **Decaimientos raros:** $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $B \rightarrow K^{(*)} \ell^+ \ell^-$

Restricciones experimentales

Las observaciones experimentales imponen fuertes cotas sobre los elementos no diagonales de N_f :

$$\begin{aligned} |N_{e\mu}| &< 10^{-6} & (\text{de } \mu \rightarrow e\gamma), \\ |N_{sd}| &< 10^{-7} & (\text{de } K^0\text{-}\bar{K}^0 \text{ mezcla}), \\ |N_{bd}| &< 10^{-5} & (\text{de } B^0\text{-}\bar{B}^0 \text{ mezcla}). \end{aligned} \tag{113}$$

Estas cotas requieren mecanismos de supresión natural o ajustes finos en el Tipo III.

Comparación con otros tipos de 2HDM

Cuadro 1: Comparación de estructuras de Yukawa en diferentes tipos de 2HDM

Tipo	$FCNC$ a nivel árbol	Y_1^f	Y_2^f
I	No	0	$\neq 0$
II	No	$\neq 0$ (d,e) / 0 (u)	0 (d,e) / $\neq 0$ (u)
X	No	$\neq 0$ (e) / 0 (q)	0 (e) / $\neq 0$ (q)
Y	No	$\neq 0$ (d) / 0 (u,e)	0 (d) / $\neq 0$ (u,e)
III	Sí	$\neq 0$	$\neq 0$

Apéndice I. Flujo computacional y análisis fenomenológico con MadAnalysis5

Este apéndice documenta de manera detallada el flujo computacional empleado para el análisis fenomenológico presentado en los Capítulos 3, 4 y 5 de esta tesis. El objetivo principal es garantizar la reproducibilidad de los resultados, así como explicitar de forma transparente las herramientas, supuestos y criterios utilizados en la simulación y análisis de eventos a nivel partónico–detector.

El análisis se basa en una cadena estándar de simulación en física de altas energías, que comprende la generación de eventos partónicos con **MadGraph5_aMC@NLO**, utilizados en este trabajo a nivel árbol, la evolución partón–hadron mediante **Pythia8**, la simulación de detector con **Delphes** y, finalmente, el análisis fenomenológico de los eventos reconstruidos mediante **MadAnalysis5**. El enfoque adoptado es de naturaleza fenomenológica idealizada, suficiente para identificar regiones cinemáticas de interés y estimar la visibilidad de señales asociadas a bosones de Higgs pesados/ligeros en presencia de los principales fondos del ME.

Con el fin de mantener un esquema uniforme a lo largo de los Capítulos 3, 4 y 5, se diseñó un *script general* de **MadAnalysis5** que actúa como una plantilla reutilizable. Este script implementa:

- la importación de una señal genérica y un conjunto fijo de procesos de fondo relevantes;
- la normalización de los eventos a una luminosidad integrada dada;
- una preselección cinemática estándar;
- una secuencia de cortes ilustrativos comunes;
- la generación de distribuciones cinemáticas antes y después de los cortes.

Los parámetros específicos de cada punto de referencia (masas del Higgs pesado/ligero, acoplamientos, luminosidad integrada y ventanas de masa) se introducen de manera paramétrica, permitiendo aplicar exactamente el mismo flujo de análisis a todos los escenarios estudiados sin modificar la estructura lógica del script. Este enfoque garantiza consistencia interna y facilita la exploración sistemática del espacio de parámetros.

La generación de eventos partónicos se realiza con **MadGraph5** a nivel árbol, empleando los modelos efectivos descritos en el cuerpo principal de la tesis. Las secciones eficaces de

la señal y de los procesos de fondo se obtienen directamente de los archivos de salida de **MadGraph** (por ejemplo, `run_*.txt` o el *banner* de ejecución correspondiente).

La evolución partón–hadron, incluyendo radiación inicial y final (ISR/FSR), fragmentación y hadronización, se lleva a cabo mediante **Pythia8**. Este paso permite transformar los estados finales partónicos en estados hadrónicos realistas, necesarios para una comparación fenomenológica significativa con observables reconstruibles en experimentos de colisionadores hadrónicos.

Los eventos hadronizados se procesan con **Delphes**, empleando una parametrización genérica de detector tipo *LHC*. Este procedimiento permite la reconstrucción de objetos físicos como jets y la aplicación de algoritmos de etiquetado de sabor (*b*–*tagging*) de manera simplificada, sin realizar una simulación completa del detector. Los eventos reconstruidos se exportan en formato *LHCO*, que sirve como entrada directa para **MadAnalysis5**.

Las secciones eficaces de la señal y de los procesos de fondo se introducen explícitamente en **MadAnalysis5** mediante el comando `set.xsection`. Los eventos se normalizan a una luminosidad integrada $L = \langle L \rangle \text{ fb}^{-1}$, especificada para cada punto de referencia.

Dependiendo del objetivo de cada figura, se emplea normalización a luminosidad (rendimientos esperados) o normalización a área unitaria, con el fin de comparar exclusivamente la forma de las distribuciones cinemáticas. Ambos enfoques se utilizan de manera complementaria a lo largo de los capítulos experimentales de esta tesis.

La preselección consiste en distribuciones inclusivas del número total de jets, del número de jets etiquetados como *b*, de los momentos transversales p_T y energías transversales E_T , así como de la masa invariante $M(jj)$ formada a partir de pares de jets.

Posteriormente se aplican cortes ilustrativos comunes a todos los capítulos, tales como una multiplicidad mínima de jets, la selección de un *punto de trabajo* fijo en el número de jets *b*, cortes inferiores en p_T y E_T , y la selección de una ventana en masa invariante $M(jj)$ centrada en la masa del Higgs pesado (o ligero) correspondiente. Estos cortes no pretenden constituir un análisis experimental optimizado, sino demostrar la existencia de regiones cinemáticas donde la señal puede distinguirse del fondo dominante del ME en un escenario idealizado.

Dado que los jets no portan información directa sobre la carga eléctrica ni sobre el sabor del quark inicial, la identificación de procesos mediados por un Higgs cargado se realiza de manera indirecta, principalmente a través de estructuras resonantes en distribuciones de masa invariante y patrones cinemáticos característicos.

Un análisis completo a nivel detector, incluyendo eficiencias de *b*–*tagging*, tasas de *mis-tag* y reconstrucción detallada del *quark top*, queda fuera del alcance de esta tesis y se reserva para estudios futuros. No obstante, el enfoque adoptado es suficiente para establecer tendencias fenomenológicas y delimitar regiones del espacio de parámetros con potencial interés experimental.

El uso de una plantilla general de **MadAnalysis5** junto con un mecanismo externo de sustitución de parámetros permite reproducir de manera sistemática todos los resultados presentados en los Capítulos 3, 4 y 5, modificando únicamente los archivos de entrada correspondientes a cada punto de referencia. Este enfoque garantiza la reproducibilidad del análisis, su consistencia interna y su fácil extensión a escenarios adicionales.

Con el objetivo de explorar de manera sistemática el espacio de parámetros del modelo y garantizar la reproducibilidad del análisis, se desarrolló un *script* en **Python** encargado

de generar automáticamente los archivos de entrada para **MadGraph5**. Este procedimiento permite evitar la definición manual de procesos y realizar barridos controlados en la masa del Higgs pesado o cargado, en el parámetro $\tan\beta$ y en los acoplamientos efectivos χ_{ij} .

El *script* construye de forma programática un archivo `.mg5` que incluye la definición de los procesos partónicos relevantes, la asignación de identificadores de masa, la configuración de parámetros del `param_card` y del `run_card`, así como la ejecución secuencial de múltiples lanzamientos (*launch*) para distintos valores de los acoplamientos χ_{ij} . En cada ejecución se fijan explícitamente la energía del haz, el número de eventos generados y los parámetros físicos relevantes, evitando ambigüedades asociadas a la herencia de configuraciones previas.

El diseño modular del código permite reutilizar la misma estructura para distintos canales físicos, incluyendo procesos mediados por Higgs neutros y cargados, y facilita la extensión del análisis a nuevos escenarios sin modificar la lógica central del flujo de simulación. Este enfoque asegura que los resultados presentados en los Capítulos 3, 4 y 5 se obtienen mediante un procedimiento uniforme, automatizado y completamente reproducible.

Las simulaciones y análisis presentados en esta tesis se ejecutaron en un entorno computacional local. A continuación se describen las características principales del equipo utilizado, así como los tiempos típicos de ejecución de cada etapa del flujo de simulación.

Entorno de hardware y software

Las simulaciones se realizaron en una computadora portátil con las siguientes especificaciones:

- Sistema operativo: GNU/Linux Ubuntu 22.04.5 LTS.
- Procesador: AMD Ryzen 3 3250U con Radeon Graphics, 2 núcleos físicos y 4 hilos.
- Memoria RAM: 16 GB.
- Almacenamiento: SSD SATA III de 512 GB. Debido al volumen de datos generado durante las simulaciones, fue necesario complementar el almacenamiento con dos discos duros externos de 1 TB cada uno.

El software empleado a lo largo del flujo de simulación incluye:

- **MadGraph5_aMC@NLO** para la generación de eventos a nivel árbol,
- **Pythia 8** para la evolución partón–hadron, incluyendo radiación inicial y final, fragmentación y hadronización,
- **Delphes** para la simulación rápida de detector,
- **MadAnalysis 5** para el análisis fenomenológico y la producción de distribuciones cinemáticas.

Los tiempos de ejecución dependen del proceso considerado, del número de eventos generados y del punto específico del espacio de parámetros. Para los puntos de referencias estudiados en los Capítulos 3, 4 y 5, se obtuvieron los siguientes tiempos típicos por proceso:

- Generación de eventos partónicos con **MadGraph5_aMC@NLO**: aproximadamente 25–35 minutos por proceso (10 000 eventos, pythia8 y delphes activos).
- Evolución partón–hadron con **Pythia 8**: integrada dentro del mismo rango temporal de la generación de eventos.
- Simulación de detector con **Delphes**: del orden de algunos minutos adicionales por muestra.
- Análisis y producción de histogramas con **MadAnalysis 5**: del orden de 5–10 minutos por punto de referencia.

Estos valores representan órdenes de magnitud realistas del costo computacional del análisis y demuestran que el estudio puede realizarse de forma eficiente en un entorno de cómputo local, sin requerir infraestructura de alto desempeño.

Este flujo computacional fue utilizado de manera uniforme en todos los capítulos fenomenológicos de la tesis, garantizando que las diferencias observadas entre escenarios se deban exclusivamente a cambios en los parámetros físicos del modelo y no a modificaciones en la metodología de análisis.

Automatización de la generación de procesos en MadGraph5

A continuación se muestra el *script* utilizado para la generación automática de procesos y barridos paramétricos en MadGraph5:

Listing 1: Script en Python para la generación automática de procesos y barridos en masa, $\tan\beta$ y acoplamientos efectivos χ_{ij} en MadGraph5.

```
# =====
# Definición de valores discretos del espacio de parámetros
# =====

# Valores de tan(beta) utilizados en el barrido
beta_values = [0.09967, 0.78540, 1.37340, 1.47113, 1.52084]

# Valores del acoplamiento efectivo de violación de sabor chi_ij
chi_values = [0.1, 0.5, 1, 5, 10]

# =====
# Definición de procesos físicos estudiados
# =====

processes = {

    # -----
    # Proceso 1: Higgs neutro pesado
```

```

# pp -> H -> t c~ + t~ c
# -----
"Proceso1": {
  "description": "pp > H > t c~ o t~ c",
  "generate": "generate q q > h2 > top charm",
  "mass_range": [180, 200, 220, 240, 260, 280, 300, 320, 340],

  # Acoplamientos Yukawa efectivos chi_ij (sector up)
  "chis": [
    ("YUKAWAX1U", 2, 3),
    ("YUKAWAX1U", 3, 2),
    ("YUKAWAX2U", 2, 3),
    ("YUKAWAX2U", 3, 2),
  ],

  # Identificador de masa del Higgs neutro en el param_card
  "mass_id": 35,
  "tag": "H_tcbar",
},

# -----
# Proceso 2: Higgs cargado ligero
# pp -> H+/- -> c b~ + c~ b
# -----
"Proceso2": {
  "description": "pp > H+/- > c b~ o c~ b",
  "generate": "generate q q > h+ > charm bottom",
  "add_process": "add process q q > h- > charm bottom",
  "mass_range": [110, 120, 130, 140, 150, 160, 170],

  # Acoplamientos Yukawa efectivos chi_ij (sector down)
  "chis": [
    ("YUKAWAX1D", 2, 3),
    ("YUKAWAX1D", 3, 2),
    ("YUKAWAX2D", 2, 3),
    ("YUKAWAX2D", 3, 2),
  ],

  # Identificador de masa del Higgs cargado
  "mass_id": 37,
  "tag": "Hc_cbbar",
},

# -----
# Proceso 3: Higgs cargado pesado

```

```

# pp -> H+/- -> t b~ + t~ b
# -----
"Proceso3": {
    "description": "pp > H+/- > t b~ o t~ b",
    "generate": "generate q q > h+ > top bottom",
    "add_process": "add process q q > h- > top bottom",
    "mass_range": [200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 750, 1000],

    # Acoplamientos dominantes tipo diagonal
    "chis": [
        ("YUKAWAX2D", 3, 3),
        ("YUKAWAX2U", 3, 3),
    ],

    "mass_id": 37,
    "tag": "Hc_tbbar",
},
}

# =====
# Cabecera común del archivo .mg5
# =====

base_header = """set auto_convert_model T
import model 2HDM-III

define q = g u c d s b u~ c~ d~ s~ b~
define top = t t~
define bottom = b b~
define charm = c c~
"""

# =====
# Función para generar un bloque launch completamente explícito
# =====

def write_launch_block(outdir, mass_id, mass, tanb, chis, chi_val,
                      nevents=10000, ebeam=6500):

    block = []
    block.append(f"launch {outdir}")
    block.append(" shower = pythia8")
    block.append(" detector = delphes")

    # Parámetros físicos del modelo

```

```

block.append(f" set param_card MASS {mass_id} {mass}")
block.append(f" set param_card HIGGS 1 {tanb}")

# Configuración del run_card
block.append(f" set run_card ebeam1 {ebeam}")
block.append(f" set run_card ebeam2 {ebeam}")
block.append(f" set run_card nevents {nevents}")

# Definición explícita de los acoplamientos chi_ij
for pblock, i, j in chis:
    block.append(f" set param_card {pblock} {i} {j} {chi_val}")

block.append("done\n")
return "\n".join(block)

# =====
# Construcción automática del script .mg5
# =====

script_lines = [base_header]

for proc_name, info in processes.items():
    for tb in tanb_values:
        tb_str = str(tb).replace('.', 'p')

        for mass in info["mass_range"]:
            outdir = f"output/{proc_name}/tanb{tb_str}/qq_{info['tag']}_M_{mass}"

            # Comentario informativo dentro del script mg5
            script_lines.append(
                f"\n# === {info['description']} | M={mass} GeV | tan\tanb\tbeta
                =tan({tb}) ==="
            )

            # Definición del proceso
            script_lines.append(info["generate"])
            if "add_process" in info:
                script_lines.append(info["add_process"])

            script_lines.append(f"output {outdir}")

            # Un launch independiente por cada valor de chi
            for chi_val in chi_values:
                script_lines.append(

```

```

        write_launch_block(
            outdir=outdir,
            mass_id=info["mass_id"],
            mass=mass,
            tanb=tb,
            chis=info["chis"],
            chi_val=chi_val,
            nevents=10000,
            ebeam=6500,
        )
    )

# Escritura final del archivo de entrada para MadGraph5
script = "\n".join(script_lines)

with open("madgraph_tesis_script.mg5", "w") as f:
    f.write(script)

print("Script generado exitosamente como 'madgraph_tesis_script.mg5'")

```

Plantilla general de MadAnalysis 5 (script de control .sh¹)

A continuación se presenta la plantilla general utilizada en esta tesis. Los campos marcados con `<...>` se sustituyen automáticamente mediante un *wrapper*² externo o de forma manual para cada punto de referencia específico.

Listing 2: Plantilla general de MadAnalysis5 para el análisis (Caps. 3–5).

```

# =====
# MadAnalysis5: Plantilla general (Caps. 3 al 5)
# Señal + fondos / Normalización a luminosidad / Cuts + plots
# =====

# -----
# 0) PARÁMETROS (rellenar)
# -----

# Señal:
# SIGNAL_TAG = <SIGNAL_TAG>

```

¹Un archivo `.sh` es un script ejecutable que contiene comandos del intérprete de órdenes `bash`, utilizado para automatizar tareas en sistemas Unix/Linux.

²En este contexto, *wrapper* se refiere a un programa auxiliar que permite modificar, extender y controlar la ejecución de otro software sin alterar su estructura interna.

```

# SIGNAL_FILE = <SIGNAL_FILE>
# SIGNAL_XSEC_PB= <SIGNAL_XSEC_PB> #cada respectiva sección eficaz es
    obtenida de Madgraph5 y sustituida aquí o donde se requiera

# Fondos(dependiendo de cada capítulo):
# BKG_tt_FILE = <BKG_tt_FILE> ; BKG_tt_XSEC_PB = <BKG_tt_XSEC_PB>
# BKG_Wjj_FILE = <BKG_Wjj_FILE> ; BKG_Wjj_XSEC_PB = <BKG_Wjj_XSEC_PB>
# BKG_bb_FILE = <BKG_bb_FILE> ; BKG_bb_XSEC_PB = <BKG_bb_XSEC_PB>
# BKG_cc_FILE = <BKG_cc_FILE> ; BKG_cc_XSEC_PB = <BKG_cc_XSEC_PB>
# BKG_tc_FILE = <BKG_tc_FILE> ; BKG_tc_XSEC_PB = <BKG_tc_XSEC_PB>

# Luminosidad integrada (300, 1000 o 3000 fb-1):
# LUMI_FB = <LUMI_FB>

# Ventana de masa (para ampliación en resonancia, si aplica):
# MWIN_LOW = <MWIN_LOW>
# MWIN_HIGH = <MWIN_HIGH>

# Carpeta de salida:
# OUTDIR = <OUTDIR>

# -----
# 1) Importación de muestras (diferente para cada capítulo)
# -----
import <BKG_tt_FILE> as B_tt
import <BKG_Wjj_FILE> as B_Wjj
import <BKG_bb_FILE> as B_bb
import <BKG_cc_FILE> as B_cc
import <BKG_tc_FILE> as B_tc

import <SIGNAL_FILE> as <SIGNAL_TAG>

# -----
# 2) Configuración global
# -----
set main.lumi = <LUMI_FB>
set main.normalize = lumi

# Apilado:
# - normalize2one: comparar formas (área unitaria)
# - stack: comparar rendimientos normalizados a luminosidad.
# set main.stacking_method = normalize2one

# -----
# 3) Estilos (opcionales)

```

```

# -----
set <SIGNAL_TAG>.linewidth = 1
set <SIGNAL_TAG>.linecolor = black
set <SIGNAL_TAG>.linestyle = dashed
set <SIGNAL_TAG>.backcolor = none

set B_tt.linewidth = 1
set B_tt.linecolor = cyan
set B_tt.backcolor = none
set B_Wjj.linewidth = 1
set B_Wjj.linecolor = cyan-1
set B_Wjj.backcolor = none
set B_bb.linewidth = 1
set B_bb.linecolor = cyan-2
set B_bb.backcolor = none
set B_cc.linewidth = 1
set B_cc.linecolor = cyan-3
set B_cc.backcolor = none
set B_tc.linewidth = 1
set B_tc.linecolor = cyan-4
set B_tc.backcolor = none

# -----
# 4) Secciones eficaces (pb)
# -----
set <SIGNAL_TAG>.xsection = <SIGNAL_XSEC_PB>

set B_tt.xsection = <BKG_tt_XSEC_PB>
set B_Wjj.xsection = <BKG_Wjj_XSEC_PB>
set B_bb.xsection = <BKG_bb_XSEC_PB>
set B_cc.xsection = <BKG_cc_XSEC_PB>
set B_tc.xsection = <BKG_tc_XSEC_PB>

# Tipos
set <SIGNAL_TAG>.type = signal
set B_tt.type = background
set B_Wjj.type = background
set B_bb.type = background
set B_cc.type = background
set B_tc.type = background

# -----
# 5) Preselección y plots
# -----
plot N(j) 15 0 15

```

```

plot N(b) 15 0 15
plot PT(j) 25 0 250
plot ET(j) 25 0 250
plot M(j j) 40 0 400
plot M(j j) 44 180 400 #si se requiere, puede variar la ventana de
observación.

# -----
# 6) Cortes (variable según las indicaciones provistas en Cap3, 4 y 5)
# -----
select N(j) > 4
plot N(b) 15 0 15

select N(b) == 1

plot PT(j) 25 0 250
select PT(j) > 50

plot ET(j) 25 0 250
select ET(j) > 55

plot M(j j) 80 0 400

#demás observables necesarias. El comando select establece el corte y el
comando plot muestra la observable.

# ampliación en región de interés, para mejor análisis.
select M(j j) > <MWIN_LOW>
select M(j j) < <MWIN_HIGH>
plot M(j j) 40 <MWIN_LOW> <MWIN_HIGH> [stack]

# Distribución global
plot M(j j) 80 0 400 [stack]

# -----
# 7) Submit
# -----
submit <OUTDIR>
exit

```

Bibliografía

- [1] S. Navas and Et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 110:030001, Aug 2024. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.110.030001>, doi:10.1103/PhysRevD.110.030001.
- [2] J. D. Bjorken and S. D. Drell. *Relativistic Quantum Mechanics*. McGraw-Hill, 1964.
- [3] F. Halzen and A. D. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, 1984.
- [4] M. E. Peskin and D. V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. CRC Press, 1st edition, 1995.
- [5] H. Georgi and S. L. Glashow. Unity of all elementary-particle forces. *Physical Review Letters*, 32(8):438–441, 1974. doi:10.1103/PhysRevLett.32.438.
- [6] A. Pich. The standard model of electroweak interactions. 1998. Lectures at the XXIII GIFT International Winter School on Theoretical Physics. arXiv:1201.0537.
- [7] A. Salam. Weak and electromagnetic interactions. In N. Svartholm, editor, *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity*, pages 367–377. Almqvist & Wiksell, 1968.
- [8] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Physical Review Letters*, 13(16):508–509, 1964. doi:10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [9] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lh. *Physics Letters B*, 716(1):1–29, 2012. doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [10] ATLAS Collaboration. Search for heavy higgs bosons decaying into two tau leptons with the atlas detector using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev. *Physical Review Letters*, 125(5):051801, 2020. doi:10.1103/PhysRevLett.125.051801.
- [11] T. Kajita. Atmospheric neutrino results from super-kamiokande and kamiokande: Evidence for $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ oscillations. 1998. arXiv:hep-ex/9810001.
- [12] R. C. Allen, T. C. Andersen, J. D. Anglin, et al. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8b solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory. 2001. arXiv:nuc1-ex/0106015.

- [13] J. L. Díaz-Cruz and D. A. López-Falcón. Probing the mechanism of ewsb with a rho-parameter defined in terms of higgs couplings. *Physics Letters B*, 568(3–4):245–253, 2003. doi:10.1016/j.physletb.2003.06.047.
- [14] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher, and J. P. Silva. Theory and phenomenology of two-higgs-doublet models. *Physics Reports*, 516:1–102, 2012. doi:10.1016/j.physrep.2012.02.002.
- [15] T. P. Cheng and M. Sher. Mass matrix ansatz and flavor nonconservation in models with multiple higgs doublets. *Physical Review D*, 35:3484, 1987. doi:10.1103/PhysRevD.35.3484.
- [16] J. Hernández-Sánchez, L. López-Lozano, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Couplings of quarks in a partially aligned 2hdm with a four-zero texture yukawa matrix. *Physical Review D*, 85(7):071301, 2012. doi:10.1103/PhysRevD.85.071301.
- [17] J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Analysis of the quark sector in the 2hdm with a four-zero yukawa texture. *Physics Letters B*, 742:347–352, 2015. doi:10.1016/j.physletb.2015.02.003.
- [18] S. L. Glashow and S. Weinberg. Natural conservation laws for neutral currents. *Physical Review D*, 15(7):1958–1965, 1977. doi:10.1103/PhysRevD.15.1958.
- [19] S. P. Das, J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, and A. Rosado. Flavor violating signatures of lighter and heavier higgs bosons within the two higgs doublet model type iii at the lhcc. *Physical Review D*, 94(5):055003, 2016. doi:10.1103/PhysRevD.94.055003.
- [20] M. A. Arroyo-Ureña, R. Gaitán, E. A. Herrera-Chacón, J. H. Montes de Oca Y., and T. A. Valencia-Pérez. Search for the $t \rightarrow ch$ decay at hadron colliders. *Journal of High Energy Physics*, 2019(07):041, 2019. arXiv:1903.02718, doi:10.1007/JHEP07(2019)041.
- [21] Melina Gómez Bock, W. Gonzalez-Olivares, M. Hentschinski, and Sebastian Rosado Navarro. Top quark production through flavor violating neutral currents within the 2hdm type-iii. *International Journal of Modern Physics A*, 39(30), 2024. doi:10.1142/S0217751X24501100.
- [22] J. Alwall et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics*, 07:079, 2014. doi:10.1007/JHEP07(2014)079.
- [23] Torbjorn Sjostrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen, et al. An introduction to pythia 8.2. *Comput. Phys. Commun.*, 191:159–177, 2015. doi:10.1016/j.cpc.2015.01.024.
- [24] J. de Favereau et al. Delphes 3: a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment. *Journal of High Energy Physics*, 02:057, 2014. doi:10.1007/JHEP02(2014)057.

- [25] M. A. Arroyo-Ureña, R. Gaitán, and T. A. Valencia-Pérez. Spacemath version 1.0: a mathematica package for beyond the standard model parameter space searches. *Revista Mexicana de Física E*, 19:020206, 2022. arXiv:2008.00564, doi:10.31349/RevMexFisE.19.020206.
- [26] A. Djouadi. The anatomy of electro-weak symmetry breaking. ii. the higgs bosons in the minimal supersymmetric model. *Physics Reports*, 459(1-6):1–241, 2008. doi:10.1016/j.physrep.2007.10.005.
- [27] A. Djouadi. The anatomy of electro-weak symmetry breaking. i. the higgs boson in the standard model. *Physics Reports*, 457(1–4):1–216, 2008. doi:10.1016/j.physrep.2007.10.004.
- [28] P. M. Ferreira, R. B. Guedes, H. E. Haber, and R. Santos. Wrong sign and symmetric limits and non-decoupling in 2hdms. *Journal of High Energy Physics*, 2014(12):067, 2014. doi:10.1007/JHEP12(2014)067.
- [29] H. E. Haber and O. Stål. New lhc benchmarks for the cp-conserving two-higgs-doublet model. *European Physical Journal C*, 75(10):491, 2015. doi:10.1140/epjc/s10052-015-3697-x.
- [30] M. A. Arroyo-Ureña, J. L. Diaz-Cruz, E. Díaz, and J. A. Orduz-Ducuará. Flavor violating higgs signals in the texturized two-higgs doublet model (thdm-tx). *Chinese Physics C*, 40:123103, 2016. arXiv:1306.2343, doi:10.1088/1674-1137/40/12/123103.
- [31] M. Gómez-Bock, W. Gonzalez-Olivares, M. Hentschinski, A. Rosado, and S. Rosado-Navarro. Top quark production through flavor violating neutral currents within the 2hdm type-iii. *International Journal of Modern Physics A*, 39(30):2450110, 2024. arXiv:https://doi.org/10.1142/S0217751X24501100, doi:10.1142/S0217751X24501100.
- [32] I. P. Ivanov. Building and testing models with extended higgs sectors. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 95:160–208, 2017. doi:10.1016/j.ppnp.2017.03.001.
- [33] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Physics Letters B*, 716(1):30–61, 2012. doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [34] ATLAS Collaboration. Search for top quark decays $t \rightarrow qh$, with $h \rightarrow \gamma\gamma$, in $\sqrt{s} = 13$ tev pp collisions using the atlas detector. *Journal of High Energy Physics*, 2017(10):129, 2017. doi:10.1007/JHEP10(2017)129.
- [35] Tanmoy Modak and Eibun Senaha. Electroweak baryogenesis via bottom transport. *Phys. Rev. D*, 99:115022, Jun 2019. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.99.115022, doi:10.1103/PhysRevD.99.115022.
- [36] M. Misiak and M. Steinhauser. Weak radiative decays of the b meson and bounds on $m_h^\pm$ in the two-higgs-doublet model. *European Physical Journal C*, 77:201, 2017. doi:10.1140/epjc/s10052-017-4776-y.

- [37] Jonathan M. Butterworth, Adam R. Davison, Mathieu Rubin, and Gavin P. Salam. Jet substructure as a new higgs-search channel at the large hadron collider. Technical report, Jun 2008. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.242001>, doi:10.1103/PhysRevLett.100.242001.
- [38] Eric Conte, Benjamin Fuks, and Guillaume Serret. Madanalysis 5, a user-friendly framework for collider phenomenology. *Comput. Phys. Commun.*, 184:222–256, 2013. doi:10.1016/j.cpc.2012.09.009.
- [39] Eric Conte, Benoit Dumont, Benjamin Fuks, and Chris Wymant. Designing and recasting lhcb analyses with madanalysis 5. *Eur. Phys. J. C*, 74:3103, 2014. doi:10.1140/epjc/s10052-014-3103-0.
- [40] Marco A. Arroyo-Ureña, E. A. Herrera-Chacón, Sebastian Rosado Navarro, and Humberto Salazar. Hunting for a charged higgs boson pair in proton-proton collisions. *Physical Review D*, 111(1):015023, 2025. doi:10.1103/PhysRevD.111.015023.
- [41] J. Hernandez-Sanchez, C. G. Honorato, S. Moretti, and S. Rosado Navarro. Charged higgs boson production via cb -fusion at the large hadron collider. *Physical Review D*, 102(5):055008, 2020. doi:10.1103/PhysRevD.102.055008.
- [42] M. A. Arroyo-Ureña, T. A. Valencia-Pérez, R. Gaitán, J. H. Montes De Oca, and A. Fernández-Téllez. Flavor-changing decay $h \rightarrow \tau\mu$ at super hadron colliders. *Journal of High Energy Physics*, 2020(08):170, 2020. arXiv:2002.04120, doi:10.1007/JHEP08(2020)170.



BUAP

Oficio No. IF-SIEP025/2026

**OFICIO DE MODALIDAD DE TITULACIÓN POR
EXAMEN PROFESIONAL POR TESIS**

**MTRO. JUAN MANUEL ROSAS TAPIA
DIRECTOR DE ADMINISTRACIÓN ESCOLAR
BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA
PRESENTE**

At'n: Psic. Marcela Juárez Zenteno
Jefa del Departamento de Titulación

Por este medio, me permito hacer de su conocimiento que el alumno:

MIGUEL LUIS FERNÁNDEZ PÉREZ - matrícula: 223470320

Sustentante del programa de: **MAESTRÍA EN CIENCIAS (FÍSICA)** presentará **EXAMEN DE GRADO: 18/03/2026 a las 16:00 horas en el auditorio del IFUAP.**

Se informa que los miembros del sínodo evaluador, está integrado por los siguientes profesores:

Dr. Alfredo Herrera Aguilar	Presidente
Dr. Emerson Leao Sadurní Hernández	Secretario
Dr. Felipe Pacheco Vázquez	Vocal
Dr. Alfonso Rosado Sánchez	Vocal

Nota: Este documento tiene vigencia por 6 meses a partir de la fecha de su expedición.

Sin otro asunto que el particular, aprovecho la ocasión para enviarle un cordial saludo.

ATENTAMENTE
"Pensar Bien, Para Vivir Mejor"
Puebla, Pue., a 25 de febrero de 2026

**DR. FELIPE PÉREZ RODRÍGUEZ
DIRECTOR**

C.c.p. Expediente
DR*FPR/DR*LOME/Mtra*mhr



BUAP

Oficio No. IF-SIEP026/2026

Asunto: Carta Aval

MTRO. ALFREDO AVENDAÑO ARENAZA
DIRECTOR GENERAL DE BIBLIOTECAS
BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA
PRESENTE

Por este medio, me permito hacer de su conocimiento que el alumno:

MIGUEL LUIS FERNÁNDEZ PÉREZ - matrícula: **223470320**

Sustentante del programa de: **MAESTRÍA EN CIENCIAS (FÍSICA)**, presentará **EXAMEN DE GRADO: 18/03/2026 a las 16:00 horas en el auditorio del IFUAP.**

Título de tesis: **"INTERACCIONES FERMIÓNICAS MEDIADAS POR EL BOSÓN DE HIGGS EN EL CONTEXTO DE LAS DIFERENTES VERSIONES DEL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS TIPO III (2HDM-III) "**, la cual ha sido *revisada y aprobada para su impresión* por el siguiente Comité:

Dr. Alfredo Herrera Aguilar	Presidente
Dr. Emerson Leao Sadurní Hernández	Secretario
Dr. Felipe Pacheco Vázquez	Vocal
Dr. Alfonso Rosado Sánchez	Vocal

Sin otro asunto que el particular, reciba mi más alto reconocimiento.

ATENTAMENTE

"Pensar Bien, Para Vivir Mejor"

Puebla, Pue., a 25 de febrero de 2026

DR. FELIPE PÉREZ RODRÍGUEZ
DIRECTOR

C.c.p. Expediente
DR*FPR/DR*LOME/Mtra*mhr

Instituto de Física
"Luis Rivera Terrazas"

Av. San Claudio esq. 18 Sur, Edif. IF1,
Ciudad Universitaria, Col. San Manuel
Puebla, Pue. C.P. 72570
01 (222) 229 55 00 Ext. 1720-5610