



Benemerita Universidad Autónoma de Puebla

Estudio de decaimientos del bosón de Higgs con violación de sabor leptónico en el contexto del 2HDM

Tesis presentada al

Instituto de Física Ing. Luis Rivera Terrazas

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRÍA EN CIENCIAS (FÍSICA)

Tesis presentada por

Lic. Alejandro Nava Martínez

Asesorado por:

Dr. Alfonso Rosado Sánchez
Dr. Humberto Antonio Salazar Ibargüen

Puebla de Zaragoza, Puebla.
Abril de 2018

A. Daniela

Agradecimientos

Gracias a todos, por apoyarme totalmente en esos momentos tan difíciles, considero que sin su auxilio no seguiría con vida.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT), por la beca otorgada para realizar mis estudios de Maestría.

Se agradece al Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México perteneciente a la red de laboratorios nacionales CONACYT, por los recursos computacionales, el apoyo y la asistencia técnica proporcionada.

“La felicidad es relativa, efímera,
exótica, peligrosa, etc. Tanto que
puede llegar a desintegrar
tu propio ser”

Alejandro Nava Martínez

“Profite de la vie mon ami”

Alejandro Nava Martínez

Resumen

En esta tesis se analizó el decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado a un par de bosones de Higgs de 125 GeV; uno de los bosones de Higgs decae, en los siguientes modos: $\tau \bar{\tau}$, $\mu \bar{\mu}$, $b \bar{b}$, y el otro bosón de Higgs decae a dos leptones de diferente sabor: $\mu \bar{\tau}$. A la masa del bosón de Higgs pesado se le asignaron valores, en el rango de 250 GeV a 1000 GeV y se estableció una energía de 13 TeV en el centro de masa (c.m.) de la colisión. Para conocer el comportamiento de las razones de decaimiento, se usó el software HDECAY y para el de la sección eficaz total ocupamos MadGraph 5. De igual manera, se trabajó con el Modelo de Dos Dobletes de Higgs (2HDM) y fue usado en las simulaciones de HDECAY y MadGraph 5; se comparó la información obtenida con los resultados que existían de los experimento CMS [1] y ATLAS [2], LHC del CERN, con el fin de conocer la viabilidad de detección de estos procesos, que presentan violación de sabor del número leptónico.

Índice general

Resumen	IX
Introducción	XV
1. Modelo Estándar	1
1.1. Antecedentes	1
1.2. Lagrangiano del ME	4
1.3. Rompimiento Espontáneo de la Simetría	7
1.4. Modos de Producción	9
2. Modelo de Dos Dobletes de Higgs	11
2.1. Restricciones del Sector de Higgs	11
2.2. Violación de sabor	13
2.3. Sector Escalar	14
2.4. Rompiendo la Simetría	16
3. Software	19
3.1. HDECAY	19
3.2. MadGraph	26
4. Resultados	35
4.1. Comportamiento de las Razones de Decaimiento	35
4.2. Valores de la sección eficaz	40
4.2.1. Procesos simulados	46
4.2.2. Valores de las Razones de Decaimiento con $M_{A^0} = M_{H^0}$	47
5. Conclusiones	57
A. Teorema de Noether	59
B. Reglas de Feynman	63
C. Archivo run_card.dat	65
D. Valores de los ceros en las Razones de Decaimiento	67
Bibliografía	77

Glosario

- ⊙ ATLAS \triangle ¹ A Toroidal LHC ApparatuS.
- ⊙ CERN \triangle Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.
- ⊙ CMS \triangle Compact Muon Solenoid.
- ⊙ Fermilab • Laboratorio Nacional Fermi.
- ⊙ FCNC • Flavor-Changing Neutral Currents.
- ⊙ HPC • High performance computing.
- ⊙ LHC \triangle Large Hadron Collider.
- ⊙ LO \triangle Leading order.
- ⊙ ME •² Modelo Estándar.
- ⊙ MC • Monte Carlo.
- ⊙ MSSM • Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo.
- ⊙ NLO \triangle Next-to-leading order.
- ⊙ QCD \triangle Quantum Chromodynamics.
- ⊙ QED \triangle Quantum Electrodynamics.
- ⊙ QFT \triangle Quantum Field Theory.
- ⊙ Sección eficaz \square ³ Proporciona esencialmente una medida de la probabilidad de que ocurra una reacción.
- ⊙ SLAC \triangle Stanford Linear Accelerator Center.
- ⊙ SPS \triangle Super Proton Synchrotron.
- ⊙ 2HDM \triangle Modelo de Dos Dobleles de Higgs.

¹Acrónimo.

²Abreviatura.

³Definición.

Introducción

Los experimentos que se llevaron a cabo con partículas α (son núcleos ionizados de ${}^4\text{Helio}$; cuenta con dos protones, dos neutrones y sus electrones han sido removidos [3][4]) en el laboratorio *Stanford Linear Accelerator Center* (**SLAC**), en los años 60, nos permitió conocer la estructura atómica de los nucleones: Protones y los neutrones. Posteriormente, en laboratorio **Fermilab** y en el CERN⁴ *Super Proton Synchrotron* (**SPS**), en los años 70, los experimentos permitieron saber que los protones y los neutrones, no eran partículas elementales [5]. Gracias a todos los experimentos, hechos a lo largo del siglo XX, XXI, y con la comprobación paulatina de las predicciones teóricas hechas con el Modelo Estándar (**ME**). Esta teoría nos permite describir tres de las cuatro interacciones fundamentales de la naturaleza: **La Fuerza Electromagnética, la Fuerza Fuerte y la Fuerza Débil**. Las fuerzas son mediadas por el intercambio de partículas, entre los fermiones y se conocen como **Bosones de Norma**. Los fotones (γ) son los mediadores de la fuerza electromagnética; los gluones (g) son los portadores de la fuerza fuerte y los portadores de la fuerza débil son: Z , W^+ y W^- . Los fermiones y los bosones de Norma, son considerados los constituyentes básicos de la materia y adquieren masa interactuando con el campo de Higgs [6].

El descubrimiento del bosón de Higgs, generó una gran satisfacción en la comunidad científica, que trabajan con el Modelo Estándar. Siguen investigando para ratificar, que dicho bosón de Higgs, es el predicho por este modelo y en el *Large Hadron Collider* (**LHC**) se están explorando sus propiedades [7]. El hallazgo sucedió en el mes de Julio 2012, con el análisis de los datos en los subdetectores *A Toroidal LHC Apparatus* (**ATLAS**) y *Compact Moun Solenoid* (**CMS**) del acelerador LHC, que pertenece al **CERN**. En el año de 2013 se otorgó el premio nobel de física a Peter Higgs y a François Englert [8]. Con su descubrimiento, se tiene una nueva etapa, para entender la naturaleza, del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. También se quiere probar de manera experimental si el sector de Higgs, es diferente al sector predicho por el ME mínimo. Por ejemplo, podría contener un sólo doblete complejo de Higgs o dos dobletes complejos de Higgs, como es el caso del Modelo de Dos Dobletes de Higgs (**2HDM**).

En el ME las interacciones del bosón Higgs no violan el número leptónico de sabor; esto quiere decir, que los decaimientos leptónicos del bosón de Higgs deben de ser del mismo sabor: **Leptón-antileptón**. En CMS se han buscado decaimientos de un bosón de Higgs en un muón y un tau, con una luminosidad integrada de 19.7 fb^{-1} en colisiones protón-protón del LHC a 8 TeV en el c.m., se observó un exceso aparente de eventos en la señal con un desviación estándar (σ) de 2.4 [9]. El interés de la tesis es analizar el decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado a un par de bosones de Higgs de 125 GeV; uno de los bosones de Higgs decae en los siguientes modos: $\tau \bar{\tau}$, $\mu \bar{\mu}$, $b \bar{b}$, y el otro bosón de Higgs decae, a dos leptones de diferente sabor: $\mu \bar{\tau}$. En un rango de masas de 250 GeV a 1000 GeV y una energía de 13 TeV en el centro de masa (c.m.) de la colisión. Para la conocer el comportamiento de las razones de decaimiento, se usó el software HDECAY y para obtener la sección eficaz total, ocupamos MadGraph 5.

⁴Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.

La tesis está estructurada en cinco capítulos. En el capítulo primero se mencionan aspectos importantes del Modelo Estándar. Hablaremos de la composición actual de las partículas; fuerzas que lo constituyen, el proceso de rompimiento espontáneo de la simetría y finalmente hacemos mención de los modos de producción del bosón de Higgs. En el capítulo segundo se va a describir la teoría del Modelo de Dos Dobleces de Higgs (2HDM), de los tipos I, II, III. Se va a hablar del proceso de violación de sabor presente en este modelo. Para el tercer capítulo se va hablar de la estructura del software de física de altas energías, que se ocupó para la tesis. En el capítulo cuarto se presentarán los resultados obtenidos de las simulaciones hechas con MadGraph 5 y HDECAY; se aplicaron cotas a los decaimientos, de los experimentos ATLAS y CMS. Finalmente en el capítulo quinto, se presentan las conclusiones del trabajo.

Capítulo 1

Modelo Estándar

En este capítulo vamos a conocer los constituyentes actuales de la materia. El Lagrangiano del Modelo Estándar; el fenómeno de rompimiento espontáneo de la simetría y los modos de producción del bosón de Higgs.

1.1. Antecedentes

Los experimentos que se llevaron a cabo con partículas α (son núcleos ionizados de $^4\text{Helio}$; cuenta con dos protones, dos neutrones y sus electrones han sido removidos [3][4]), en el laboratorio *Stanford Linear Accelerator Center (SLAC)*, en los años 60; nos permitió conocer la estructura atómica de los nucleones: Protones y los neutrones. La distribución de electrones dispersados en comparación con el ángulo de dispersión; presenta un fenómeno llamado **invariancia de escala**. Esto sugirió que los centros de los blancos de las colisiones; no tenían estructura interna y por lo tanto concluyeron que eran puntuales. Posteriormente, en laboratorio **Fermilab** y en el CERN¹ *Super Proton Synchrotron (SPS)*, en los años 70, los experimentos desmotraron que los protones y los neutrones, no eran partículas elementales. Se pudo concluir que estaban hechos de **partones** y existen dos tipos de partones [5]:

- Partículas eléctricamente neutras, llamados **gluones**. Las predicciones teóricas sugieren que estas partículas no tienen masa.
- Son partículas con espín semientero, llamados **quarks** y tienen carga eléctrica fraccionaria ($\frac{2}{3}$ ó $-\frac{1}{3}$).

Gracias a todos los experimentos, hechos a lo largo del siglo XX, XXI, y con la comprobación paulatina de las predicciones teóricas hechas con el Modelo Estándar (**ME**). Esta teoría nos permite describir tres de las cuatro interacciones fundamentales de la naturaleza: **La Fuerza Electromagnética, la Fuerza Fuerte y la Fuerza Débil**. Las fuerzas son mediadas por el intercambio de partículas, entre los fermiones y se conocen como **Bosones de Norma**. Los fotones (γ) son los mediadores de la fuerza electromagnética; los gluones (g) son los portadores de la fuerza fuerte y los portadores de la fuerza débil son: Z , W^+ y W^- . Los **Bosones** son partículas con espín entero ($0, \hbar, 2\hbar, \dots$). Se rigen por las estadísticas de Bose-Einstein. Las partículas que tienen un espín semientero ($\frac{1}{2}\hbar, \frac{3}{2}\hbar, \frac{5}{2}\hbar, \dots$) y cumplen con la estadística de Fermi-Dirac, se les llama **Fermiones (quarks, leptones)** [10]. Los fermiones y los bosones de Norma, son considerados los constituyentes básicos de la materia y adquieren masa interactuando con el campo de Higgs [6]. También se pide que el ME, sea consistente con los principios físicos de las teorías: Mecánica Cuántica y la Relatividad Especial [11].

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.

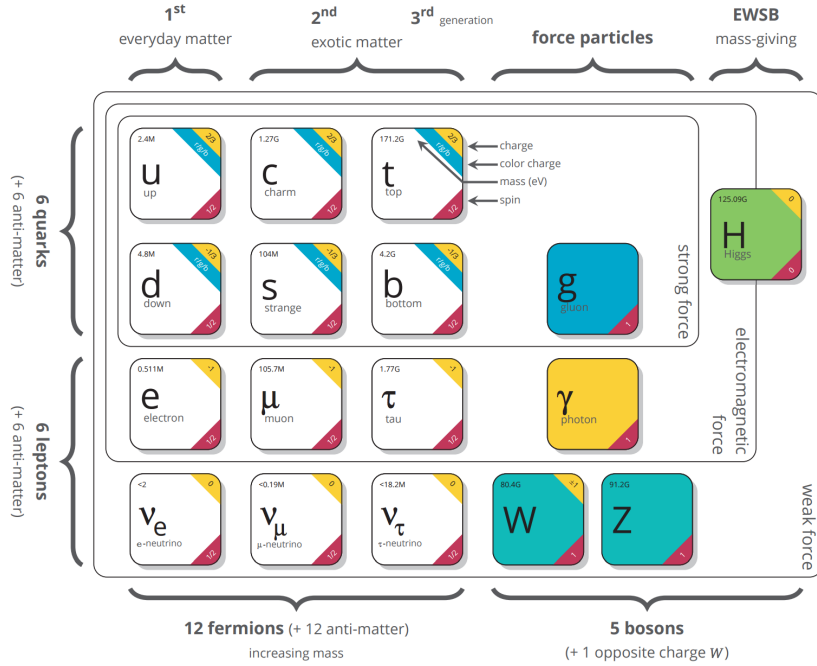


Figura 1.1: Partículas actuales del ME, extraída de [12].

El ME cuenta con 19 parámetros libres, los cuales son: Las masas de los tres leptones cargados; las masas de los seis quarks; tres constantes de acoplamiento de norma; tres ángulos de mezcla de los quarks y una fase compleja; una masa del bosón de Higgs y su constante de acoplamiento cuártico y finalmente un ángulo de vacío de QCD [13]. Con la palabra **sabor** nos referimos a cada tipo de fermión, son 12 diferentes sabores actualmente: 6 quarks y 6 leptones. Los quarks son: u , c , d , t , s , y b . Los leptones tienen los siguientes sabores e , ν_e , μ , ν_μ , τ y ν_τ [14]. En la figura 1.1 y la tabla 1.1, se muestra la composición actual del ME.

Las **antipartículas** son el resultado de una predicción hecha, con la ecuación de Dirac, en Mecánica Cuántica Relativista. Tienen las siguientes características físicas: Valor opuesto de la carga eléctrica, la carga de color y el sabor; tienen el mismo valor de masa y del espín de su partícula. Los fotones (γ) y los piones neutros (π^0) son sus mismas antipartículas [17]. En la tabla 1.2, se tiene una descripción de los bosones que componen el ME y la fuerza con la cuál se relacionan. En el ME a nivel árbol, los bosones neutros: γ , Z^0 , H se acoplan a un par de fermiones con el mismo sabor y los bosones W^\pm se acoplan a fermiones de diferente sabor [14] y también con fermiones de **helicidad**² izquierda. En la tabla 1.3 se tiene información de los grupos de simetría con los que cuenta el ME, donde la etiqueta de C se refiere al color; Y a la hipercarga y L indica que solo se toman en cuenta interacciones de estados con helicidad izquierda.

Desde hace cincuenta años, se propuso la introducción de un campo escalar, a la teoría de norma; esto provocó el rompimiento espontáneo de la simetría [7] y significa que el valor de expectación de vacío (**VEV**) del sistema es no nulo. El mecanismo de Higgs y combina el principio de norma³ y el rompimiento espontáneo de la simetría [6], ver sección 1.3.

²Proyección del espín sobre la dirección del momento lineal de la partícula.

³La teoría debe ser invariante, bajo transformaciones de fase local en las funciones de onda [19].

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

Nombre de la partícula	Símbolo	Carga	Masa (MeV/c^2)	Espín
Quarks				
Up	u	+2/3	2.24 ±0,09	1/2
Down	d	-1/3	4.7±0,09	1/2
Charm	c	+2/3	1274 ±0,005	1/2
Strange	s	-1/3	94.6±0,7	1/2
Top	t	+2/3	173100 ±0,6	1/2
Bottom	b	-1/3	4176 ±0,004	1/2
Leptones				
Electrón	e	-1	0.5109989461±0,0000000031	1/2
Neutrino del electrón	ν_e	0	<0.002	1/2
Muón	μ	-1	105.6583745 ±0000024	1/2
Neutrino del muón	ν_μ	0	< 0.19	1/2
Tau	τ	-1	1776.86 ±0,12	1/2
Neutrino del tau	ν_τ	0	< 18.2	1/2

Tabla 1.1: Lista actual de los fermiones del ME, información extraída de [15][16].

Fuerza	Acción	Bosón	Masa (MeV/c^2)	Espín
Gravitacional	Todos los fermiones	Gravitón	Sin masa	2
Electromagnética	Todos los fermiones con carga	Fotón (γ)	Sin masa	1
Interacción nuclear débil	Quarks, leptones y neutrinos	W^\pm, Z	80,385 ± 0,015, 91,1876 ± 0,0021	1
Interacción nuclear fuerte	Quarks y gluones	Ocho gluones (g)	Sin masa	1

Tabla 1.2: Lista actual de fuerzas y bosones de norma [17][16].

Grupo	Proceso	Acoplamiento	Valor	Campo Vectorial
$U(1)_Y$	Rotación de la fase	g'	1/137	B_μ
$SU(2)_L$	Rotación del isospin débil	g	10^{-6}	W_μ^a
$SU(3)_C$	Rotación del color	g_s	1	G_μ^a

Tabla 1.3: Descripción general de los grupos de simetría del ME [6] y los valores de las constantes de acoplamiento se obtuvieron de [18].

Con el mecanismo de Higgs se introduce un nuevo campo escalar y esto permite que los bosones de Norma adquieran masa. Al mismo tiempo, esto requiere una nueva partícula, llamada el **bosón de Higgs**. En la ecuación 1.20 se ejemplifica el principio de norma sobre el campo ϕ . Por el descubrimiento del bosón de Higgs, en el año de 2013, se otorgó el premio nobel de física a Peter Higgs y a François Englert [8]. Actualmente se están explorando las propiedades en el LHC, para comprobar si es el predicho por el ME [7]. Con este hallazgo se tiene una nueva etapa, para entender la naturaleza, del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil [20]. Por ejemplo, podría contener un sólo doblete complejo de Higgs o dos dobletes complejos de Higgs, como es el caso del Modelo de Dos Dobletes de Higgs (**2HDM**).

El interés de la tesis, es analizar el decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado a un par de bosones de Higgs de 125 GeV, como el del Modelo Estándar; uno de los bosones de Higgs decae, en los siguientes modos: $\tau \bar{\tau}$, $\mu \bar{\mu}$, $b \bar{b}$, y el otro bosón de Higgs decae, a dos leptones de diferente sabor: $\mu \bar{\tau}$. En un rango de masas de 250 GeV a 1000 GeV y una energía de 13 TeV en el centro de masa (c.m.) de la colisión. Para la conocer el comportamiento de la sección eficaz total, se usó el software MadGraph 5 y para las razones de decaimiento el software HDECAY. Los procesos presentan **violación del número leptónico de sabor**. Esto quiere decir, que los decaimientos de las partículas finales, son de diferente sabor: **Leptón-Antileptón**. La motivación viene de procesos que se detectaron en detector CMS, del decaimientos de $H \rightarrow \mu \tau$ con una luminosidad integrada de 19.7 fb^{-1} , en colisiones protón-protón del LHC a 8 TeV en el c.m.⁴. Se observó un exceso aparente de eventos en la señal con un desviación estándar (σ) de 2.4 [9]. La colaboración de CMS también hizo análisis de los decaimientos: $H \rightarrow e \tau$ y $H \rightarrow e \mu$. Para un mayor detalle se recomienda consultar la referencia [21].

Al extender la teoría con otro doblete complejo, se tiene un incremento en el espectro bosónico de partículas respecto al ME. Tenemos tres bosones neutros: h^0, H^0, A^0 y dos bosones cargados H^+ y H^- [14]. En el capítulo 2 hablaremos del modelo 2HDM. Existen multiples problemas que el ME, no ha podido resolver. Por ejemplo, saber por qué se tiene este espectro de masas y las mezclas de estas partículas, **Problema del Sabor** [14]. Otro problema existente, es el de exceso de materia en comparación con la antimateria, que existe en el universo y se conoce como la **Asimetría de Bariones** [22]. También no puede explicar el fenómeno de **Oscilación de Neutrinos**.

1.2. Lagrangiano del ME

El ME es una teoría de norma basada en el siguiente grupo de simetría:

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \tag{1.1}$$

donde $SU(3)_c$, sirve para describir la interacción fuerte y $SU(2)_L \times U(1)_Y$, describe el sector electrodébil. Se ha observado que la simetría del grupo $SU(3)_c$ es exacta; pero la de sector electrodébil, es rota por el mecanismo de Higgs, que sirve para dar masa a los fermiones y bosones W^\pm y Z . En la ecuación 1.2 se tiene expresión general del lagrangiano del ME. Los términos *h.c.* tienen la propiedad de ser **Hermíticos Conjugados** [14].

⁴Centro de masa.

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

$$\begin{aligned}
L_{ME} = & \underbrace{-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_r (\bar{q}_r)_\alpha i(\gamma^\mu D_\mu)_\beta (q_r)^\beta}_{L_{QCD}} \underbrace{-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}}_{L_{Norma}} \\
& + \underbrace{(D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi - \mu^2(\Phi^\dagger \Phi) - \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2}_{L_\Phi} + \underbrace{\sum_{m=1}^3 \left(\bar{Q}'_{Lm} i\gamma^\mu D_\mu Q'_{Lm} + \bar{L}'_{Lm} i\gamma^\mu D_\mu L'_{Lm} \right.}_{L_F} \\
& \left. + \bar{u}'_{Lm} i\gamma^\mu D_\mu u'_{Lm} + \bar{d}'_{Lm} i\gamma^\mu D_\mu d'_{Lm} + \bar{l}'_{Lm} i\gamma^\mu D_\mu l'_{Lm} \right)}_{L_F} \\
& \underbrace{- \sum_{n,m=1}^3 \left(Y_{mn}^u \bar{Q}'_{Lm} \tilde{\Phi} u'_{Rn} + Y_{mn}^d \bar{Q}'_{Lm} \Phi d'_{Rn} + Y_{mn}^l \bar{L}'_{Lm} \Phi l'_{Rn} \right)}_{L_{Yukawa}} - h.c.
\end{aligned} \tag{1.2}$$

- \mathcal{L}_{QCD} = Permite describir los procesos de la interacción fuerte. El primer término de este lagrangiano nos da las autointeracciones, con tres de los cuatro campos gluónicos. El segundo elemento es la derivada covariante para los quarks, donde \mathbf{r} es el índice de sabor entre los quarks y $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ son los índices de color [14].

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{bc}^a G_\mu^b G_\nu^c \tag{1.3}$$

donde \mathbf{g}_s , es la constante de acoplamiento de norma de QCD. \mathbf{G}_ν^a es el tensor de intensidad de los campos gluónicos, $a=1, \dots, 8$. El término f_{bc}^a , es la constante de estructura ($a, b, c=1, \dots, 8$) y se encuentra definido por la siguiente algebra:

$$[\lambda_a, \lambda_b] = 2if_{ab}^c \lambda_c \tag{1.4}$$

λ_i son las matrices de Gell-Man y en la tabla 1 de [23] se pueden consultar. Las interacciones de color son diagonales en los índices de sabor, en general el color de los quarks cambia[14]. El color es un número cuántico que introdujeron Gell-Mann y sus colaboradores; de modo que cada especie de quark, puede venir en cualquiera de los tres colores: $i = r, y, v$ (red, yellow, violet) [24]. En esta referencia [25], manejan el siguiente esquema de colores para los quarks: rojo, amarillo y verde.

- \mathcal{L}_{Norma} = Sirve para describir como es la interacción de los campos de norma. Los tensores de intensidad del campo son:

$$B_{\mu\nu} = \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu \tag{1.5}$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g_2 e_{bc}^a W_\mu^b W_\nu^c \tag{1.6}$$

donde $W_\nu^a (a = 1, 2, 3)$ y B_μ , son los campos de norma de $SU(2)$ y $U(1)$, respectivamente. Se tiene las constante de acoplamiento $g_1[g_2]$ de $SU(2)[U(1)]$. B y W^3 se mezclan para formar el fotón γ y el bosón Z [14].

1.2. LAGRANGIANO DEL ME

- \mathcal{L}_Φ = Viene descrito por el potencial $V(\Phi)$ y el campo escalar complejo Φ . El campo en su parte neutra adquiere un valor esperado de vacío no nulo. A través de sus autointeracciones, provoca el rompimiento espontáneamente la simetría electrodébil. Las interacciones de los bosones de norma con el campo de fondo generan las masas de estas partículas. Una componente escalar no se absorbe en este proceso y se manifiesta como una partícula física, el **bóson de Higgs** [14]. En la sección 1.3, vamos a hacer un análisis del rompimiento espontáneamente la simetría.
- \mathcal{L}_F = Sirve para describir las interacciones de los campos fermiónicos, con los campos de norma. Los campos de este lagrangiano, requieren de una rotación, para que los bosones de norma sean los eigenestados de masa [26].

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \quad (1.7)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{\left(W_\mu^1 \mp i W_\mu^2 \right)}{\sqrt{2}} \quad (1.8)$$

$$Z_\mu^0 = -\cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu \quad (1.9)$$

donde θ_W , es el ángulo de Weinberg y se encuentra relacionado con los acoplamientos, de cada de grupo de la siguiente manera:

$$\theta_W = \tan^{-1} \left(\frac{g'}{g} \right) \quad (1.10)$$

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.11)$$

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.12)$$

Se conoce también como el ángulo de mezcla débil y relaciona la fuerza de la interacción débil y electromagnética, con los bosones mediadores W^\pm y Z , y el campo del fotón sin masa. Los campos A_μ , W_μ^\pm y Z_μ^0 , se obtuvieron como una combinación lineal de los campos vectoriales del grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ [6].

- \mathcal{L}_{Yukawa} = Este término se encuentra relacionado con la interacciones de los fermiones con el campo de Higgs. La matrices $Y^{u,d,l}$ tienen dimensiones de (3×3) , el índice m se asocia con los sabores de los quarks y el índice n con los sabores de los leptones. El campo $\tilde{\Phi}$ transforma de la misma forma que Φ (es un doblete) y la idea se puede generalizar para más de un doblete. Se define de la siguiente manera

$$\tilde{\Phi}_j = i\sigma_2 \Phi_j^*, \quad j = 1, 2. \quad \sigma_2 : \text{Matriz de Pauli.} \quad (1.13)$$

1.3. Rompimiento Espontáneo de la Simetría

Se hizo un análisis sobre algunos escenarios del siguiente lagrangiano⁵; los parámetros ϕ y λ , deben de cumplir ciertas restricciones [17]:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \left(\frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4 \right) \quad (1.14)$$

- Cuando el campo $\phi \rightarrow \infty$, se pide que $\lambda > 0$.
- Cuando el campo $\phi \rightarrow -\phi$, el parámetro debe ser $\lambda > 0$.

El estado de mínima energía se obtuvo, cuando se minimizó el siguiente potencial:

$$V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4 \quad (1.15)$$

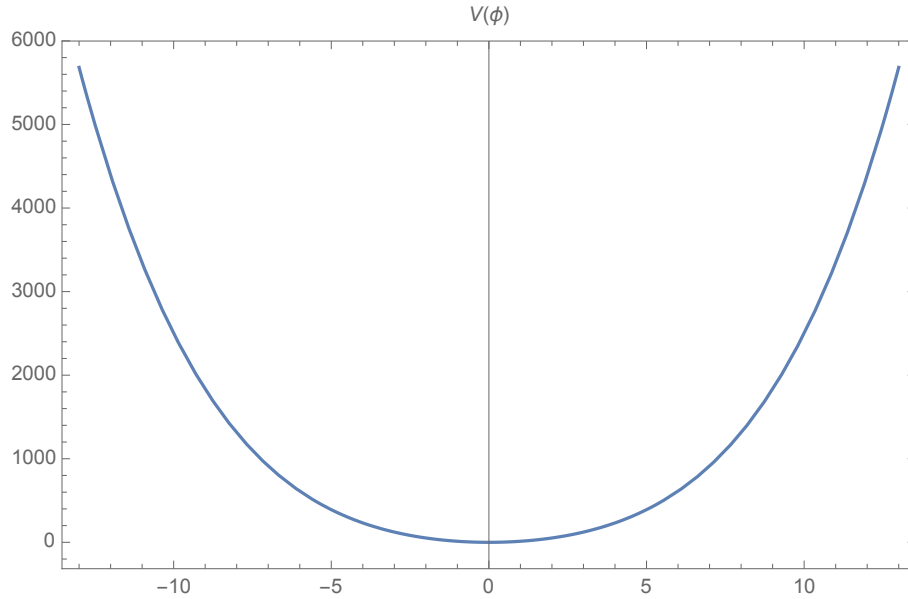


Figura 1.2: Para esta gráfica los valores de los parámetros son: $\mu^2 = 25$ y $\lambda = 0,5$. Se tiene un sólo estado de vacío para el sistema.

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \quad (1.16)$$

$$\phi(\mu^2 + \lambda \phi^2) = 0 \quad (1.17)$$

por lo que

$$\phi = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.18)$$

$$\phi \equiv v \quad (1.19)$$

⁵Se debe aclarar, que no es el caso más general.

1.3. ROMPIMIENTO ESPONTÁNEO DE LA SIMETRÍA

Se encuentra el estado de mínima energía, en la ecuación 1.18. Por lo tanto, v es el estado de vacío del campo ϕ y se define en la ecuación 1.19. Se hizo una variación sobre este valor para conocer como son las fluctuaciones cuánticas del sistema y esto se muestra en la ecuación 1.20 [17].

Los estados de mínima energía se llama **estado de vacío**; las excitaciones del estado de vacío generan las **partículas**. El término ϕ^4 representa una interacción de fuerza con λ . Para ϕ (orden superior a 4) se obtienen infinitos en las cantidades físicas. Por este motivo se deben ser excluidas sus contribuciones [17]. Se analizó el estado de mínima energía del sistema:

- Cuando el parámetro $\mu^2 > 0$ y $\lambda > 0$, el valor de $\phi = 0$.
- Cuando el parámetro $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$, el valor de ϕ es no nulo.

En la figura 1.2 se muestra la gráfica del potencial, del segundo término de la ecuación 1.14; con los valores de los parámetros de: $\mu^2 = 25$ y $\lambda = 0,5$. Observamos que el potencial, sólo tiene un estado de vacío. En la figura 1.3 se muestra la gráfica del potencial del segundo término de la ecuación 1.14; con los valores de los parámetros de: $\mu^2 = -25$ y $\lambda = 0,5$. Se tienen dos estados de vacío. Si tuvieramos dos campos complejos, tendríamos múltiples estados de vacío.

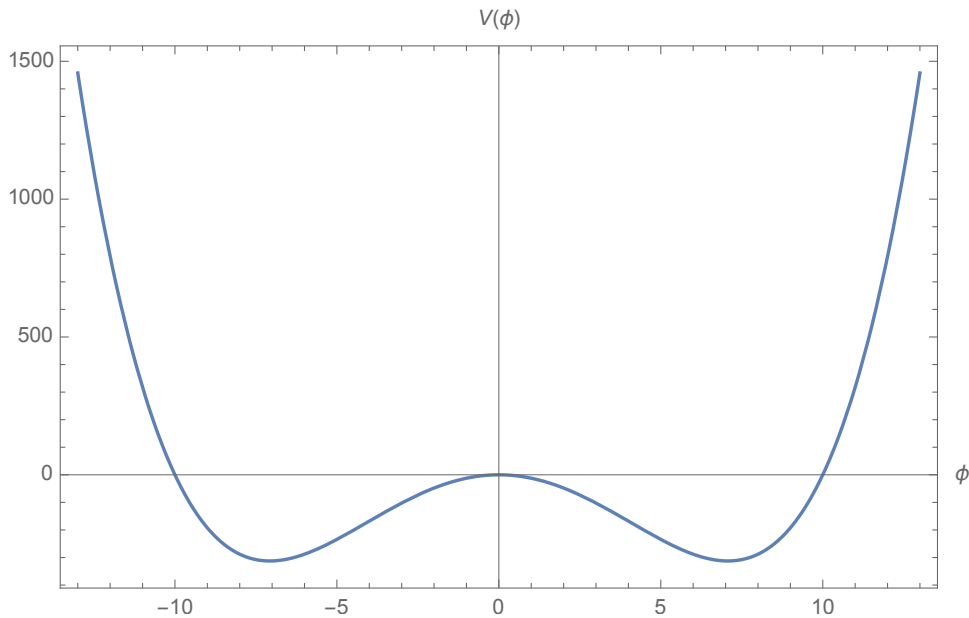


Figura 1.3: Para esta gráfica los valores de los parámetros son: $\mu^2 = -25$ y $\lambda = 0,5$. En este caso tenemos dos estados de vacío.

Típicamente se obtiene el valor de la energía más baja del sistema, cuando la energía potencial y la energía cinética son minimizadas. Para conocer el espectro el nuevo de masas del sistema, lo que se debe hacer, es la redefinición del valor del vacío (ver ecuación 1.18), con lo que obtenemos la siguiente expresión

$$\phi = v + \eta(x) \tag{1.20}$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

lo que sigue es hacer la sustitución de este nuevo campo, en los términos cuadráticos y cuárticos, del potencial de la ecuación 1.14. Para analizar nuevamente el estado del vacío del sistema, se escriben explícitamente, los términos cuadráticos y cuárticos (ecuaciones 1.21 y 1.22). Los términos lineales de η no se consideran, porque se encuentran próximos al estado de vacío. Por lo que, finalmente el lagrangiano se tiene en la ecuación 1.23.

$$\phi^2 = v^2 + 2v\eta + \eta^2 \quad (1.21)$$

$$\phi^4 = v^4 + 4v^3\eta + 6v^2\eta^2 + 4v\eta^3 + \eta^4 \quad (1.22)$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta) - \left(\lambda v^2\eta^2 + \lambda v\eta^3 + \frac{1}{4}\lambda\eta^4 \right) + \text{constantes} \quad (1.23)$$

El término cuadrático de η , es el término de masa, las constantes se pueden ignorar, porque se puede redefinir el estado de vacío del potencial. En este lagrangiano las partículas tienen el valor de masa, que se expresa en la ecuación 1.25

$$m_\eta^2 = 2\lambda v^2 \quad (1.24)$$

$$m_\eta^2 = -2\mu^2 \quad (1.25)$$

los términos de orden cúbico η y de cuarto orden, de la ecuación 1.23, son términos de interacción relacionados con el parámetro λ . Se dice que la simetría del sistema se ha roto, si se toma cualquiera de los estados de las ecuaciones 1.26 y 1.27, no se obtiene el mismo estado de vacío y no se tenemos la misma simetría del lagrangiano de la ecuación 1.23. Este fenómeno se conoce como: *rompimiento espontáneo de la simetría*.

$$\phi = +v \quad (1.26)$$

$$\phi = -v \quad (1.27)$$

1.4. Modos de Producción

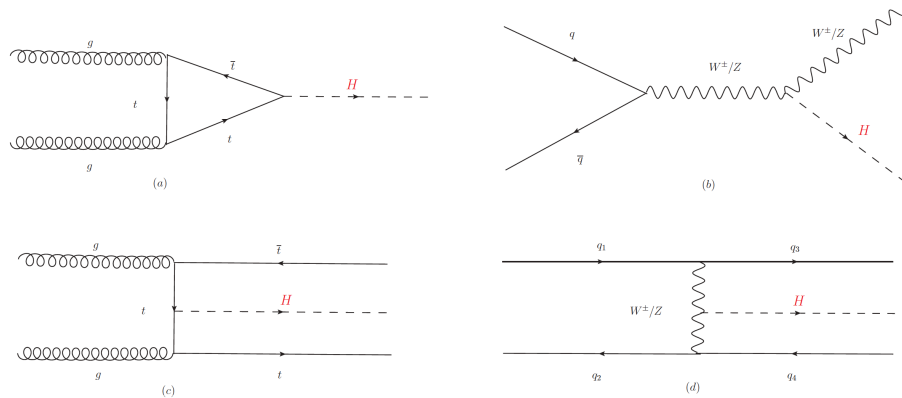


Figura 1.4: Modos de producción del bosón de Higgs.

1.4. MODOS DE PRODUCCIÓN

En la tabla 1.4 se observa el valor de la sección eficaz⁶, del bosón de Higgs con una masa de $m_h = 125$ GeV, para los diversos valores de la energía en el centro de masa de la colisión de los protones y los diferentes modos de producción del bosón de Higgs [16]. El símbolo \sqrt{s} se refiere a la energía en el centro de masa de la colisión. Donde ggF se refiere al modo de producción de fusión de gluones, VBF es el modo de fusión de un boson vectorial, WH al modo de radiación de frenado de un W , ZH al modo de radiación de frenado de un Z , ttH al modo de dos quarks tops. En la columna con la etiqueta *Total* se tiene la suma de todos los valores de los modos de producción del bosón de Higgs. Se observa que el modo de producción de fusión de gluones, es el que tiene mayor posibilidad de suceder y el menos probable, es el de dos quarks tops.

\sqrt{s} [TeV]	ggF	VBF	WH	ZH	ttH	Total [Pb]
1,96	$0,95 \pm 17\%$	$0,065^{+8\%}_{-7\%}$	$0,13 \pm 8\%$	$0,079 \pm 8\%$	$0,004 \pm 10\%$	1,228
7	$15,3 \pm 10\%$	$1,24 \pm 2\%$	$0,58 \pm 3\%$	$0,34 \pm 4\%$	$0,09^{+8\%}_{-14\%}$	17,55
8	$19,5^{+10\%}_{-11\%}$	$1,60 \pm 2\%$	$0,70 \pm 3\%$	$0,42 \pm 5\%$	$0,13^{+8\%}_{-13\%}$	22,35
13	$44,1 \pm 11\%$	$3,78 \pm 2\%$	$1,37 \pm 2\%$	$0,88 \pm 5\%$	$0,51^{+9\%}_{-13\%}$	50,64
14	$49,7^{+11\%}_{-11\%}$	$4,28 \pm 2\%$	$1,51 \pm 2\%$	$0,99 \pm 5\%$	$00,61^{+9\%}_{-13\%}$	57,09

Tabla 1.4: Diversos modos de producción del bosón de Higgs [16].

En la figura 1.4 se observan diversos modos de producción del bosón de Higgs. En la subfigura (a), se tiene el modo de producción de fusión de gluones (*Gluon fusion*). En la subfigura (b), se tiene el modo de producción radiación de frenado de W^\pm , Z (W^\pm , Z -*Bremsstrahlung*). En la subfigura (c), tenemos el modo de producción de fusión dos quarks tops ($t\bar{t}$ *fusion*). En la subfigura (d), es el modo de producción fusión de un boson vectorial (*Vector boson fusion*). En las siguientes líneas, se tienen las expresiones matemáticas para el cálculo de la sección eficaz de los algunos de los modos de producción del bosón de Higgs, para un mayor detalle se recomienda consultar [27].

- Para el proceso producción de fusión de gluones, se tiene la siguiente expresión para el cálculo de la sección eficaz

$$\sigma(gg \rightarrow H) = \frac{M_H^2}{64v^2} \left(\frac{\alpha_s^2}{\pi} \right) n^2 |D(n)|^2 \delta(s - M_H^2) \quad (1.28)$$

- Para el proceso de radiación de frenado de un Z , se tiene la siguiente expresión para el cálculo de la sección eficaz

$$\sigma(q_i \bar{q}_i \rightarrow HZ) = \frac{M_z^4 \lambda^{1/2}(s, M_Z^2, M_H^2)}{144\pi s^2 v^4} \frac{\lambda(s, M_Z^2, M_H^2) + 12sM_Z^2}{[s - M_Z^2]^2} (a_{q_i}^2 + v_{q_i}^2) \quad (1.29)$$

- Para el proceso de radiación de frenado de un W^+ , se tiene la siguiente expresión para el cálculo de la sección eficaz

$$\sigma(f_d \bar{f}_d \rightarrow HW^+) = \frac{M_W^4 \lambda^{1/2}(s, M_Z^2, M_H^2)}{144\pi s^2 v^4} \frac{\lambda(s, M_Z^2, M_H^2) + 12sM_W^2}{[s - M_W^2]^2} |V_{fd\bar{f}_d}|^2 \quad (1.30)$$

⁶Proporciona una medida de la probabilidad de que ocurra una reacción.

Capítulo 2

Modelo de Dos Dobletes de Higgs

En este capítulo vamos describir algunas características del modelo teórico de dos dobletes de Higgs (2HDM), por qué nos va a servir para entender, los resultados numéricos que se obtengan en este trabajo. Este modelo tiene dos dobletes complejos de Higgs y cuenta con los mismos números cuánticos del Modelo Estándar.

2.1. Restricciones del Sector de Higgs

El estudio de los primeros procesos con violación de sabor, se observaron en la oscilación de neutrinos atmosféricos. En el sector neutro de los leptones, esto fue comprobado por varios grupos experimentales del mundo en el año de 1990 [28]. Uno se pregunta si este fenómeno, también puede ocurrir en el sector de los leptones cargados [14]. Existen muchos motivos para estudiar el modelo de dos dobletes de Higgs (**2HDM**). La mejor motivación es Supersimetría (**SUSY**). Otra motivación proviene del modelo de Peccei y Quinn proponen la existencia de la partícula Axión y con esto solucionan el problema de violación de la simetría de la carga y paridad (**CP**), en el término de cromodinámica cuántica del lagrangiano. Recordemos que con los constituyentes actuales del ME, no se puede explicar diversas observaciones cosmológicas del universo: **Asimetría bariónica, oscilación de neutrinos, materia oscura, energía oscura, etc.** El modelo 2HDM tiene una gran flexibilidad del espectro de masas escalares, propone la existencia de nuevas e interesantes posibilidades para la violación espontánea de la simetría CP. Por lo que, esto constituye una de las características más atractivas del modelo [29].

Existen diversos tipos del modelo 2HDM. En el tipo I un solo doblete complejo de Higgs se acopla a los fermiones. Para el tipo II uno de los dobletes complejos se acopla a fermiones tipo down y el otro doblete se acopla a los fermiones up. El de tipo III incluye procesos con corrientes neutras que cambian de sabor (**FCNC**¹) y también se tienen procesos con violación de sabor de los leptones [30], son mediados por los bosones de Higgs. Los procesos que presentan el fenómeno de FCNC suceden: Los fermiones del estado inicial son de diferente sabor y al momento de interactuar con un bosón neutro, se obtienen fermiones de un mismo sabor o también pueden ser de diferente sabor; el valor total de la carga eléctrica no se altera en este proceso. El 2HDM tiene dos dobletes complejos de Higgs y cuenta con los mismos números cuánticos del ME. Cuenta con ocho grados de libertad. Los primeros cinco grados de libertad se asocian al espectro de bosones que incluye: Un bosón de Higgs neutro ligero (h^o), un Higgs neutro pesado (H^o), un pseudoescalar (A^o), los Higgs cargados (H^\pm) y tres grados se asocian con: Z y W^\pm . En particular la teoría viola el número leptónico de sabor. De tal manera que, el he-

¹Flavor Changing Neutral Currents.

2.1. RESTRICCIONES DEL SECTOR DE HIGGS

cho de tratar de conocer los valores de los parámetros libres del 2HDM, tomará mucho más tiempo.

Los desafíos experimentales serán bastante diferentes a los del ME, para investigar la existencia de los bosones de Higgs cargados, pseudoescalares y diferentes modos de desintegración y tasas de decaimiento. En general la estructura del vacío de este modelo es muy rica [29]. En futuras actualizaciones de los detectores: LHC, **BELLE II**², **DESY**³, etc. Se podrán buscar nuevos procesos físicos relacionados con la teoría del modelo 2HDM. Se sabe que los procesos que presentan el fenómeno de FCNC, suceden con la mezcla de partículas y antipartículas de ciertos decaimientos raros, decaimientos radiativos de mesones y en decaimientos que presentan violación de CP [33].

Se han observado experimentalmente los siguientes procesos con FCNC [33]:

- $B \rightarrow X_s \gamma$ y $B \rightarrow K^* \gamma$.
- $K_L \rightarrow \mu \bar{\mu}$.
- $K_L \rightarrow \pi \bar{\pi}$, por violación indirecta de CP.
- $B \rightarrow K^* \mu \bar{\mu}$
- $B_s \rightarrow \phi \mu \bar{\mu}$

El modelo 2HDM cumple con las siguientes restricciones [26][34]:

- El valor del parámetro ρ es muy próximo a uno y no depende de ningún parámetro del ME,

$$\rho \equiv \frac{m_w^2}{m_z^2 \cos^2 \theta_w} \quad (2.1)$$

m_w es la masa del bosón W^\pm , m_z masa del bosón Z y $\cos \theta_w$, es el ángulo de Weinberg⁴

$$\cos \theta_w = \frac{m_w}{m_z} \quad (2.2)$$

actualmente este ángulo se determina experimentalmente. La fórmula más general del parámetro ρ es:

$$\rho = \frac{\sum_{T,Y} [4T(T+1) - Y^2] |V_{T,Y}|^2 c_{T,Y}}{\sum_{T,Y} 2Y^2 |V_{T,Y}|^2} \quad (2.3)$$

donde $\langle \phi(T, Y) \rangle = V_{T,Y}$, es el valor de expectación de vacío, para un campo de Higgs neutro. T es el isospín y Y es la hipercarga de la representación del Higgs. El término $c_{T,Y}$ cumple el siguiente criterio

$$c_{T,Y} = \begin{cases} 1, & (T, Y) \in \mathbb{C}. \\ \frac{1}{2}, & (T, Y) \in \mathbb{R}. \end{cases} \quad (2.4)$$

Para un modelo de dobletes complejos de Higgs a nivel árbol el parámetro debe valer $\rho = 1$. Lo que permite obtener una versión extendida del ME consistentemente.

²Este experimento observa violación de CP en el año de 2001 (asimetrías de materia-antimateria) en el sector de los mesones B. Estos resultados demostraron la hipótesis de M. Kobayashi y T. Maskawa del origen de la violación CP es correcta y proporcionó la base experimental para que les otorgaran el Premio Nobel de Física 2008 [31].

³Del alemán *Deutsches Elektronen Synchrotron* ó Sincrotrón Alemán de Electrones, es el mayor centro de investigación alemán de física de partículas, con sedes en Hamburgo y Berlín [32].

⁴Es el ángulo en el que tiene el rompimiento espontáneo de la simetría, rota el plano original de los bosones vectoriales W^μ y B^μ , produce como resultado bosón de norma Z y el fotón γ [35].

CAPÍTULO 2. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

- En el ME las FCNC están ausentes a nivel árbol, en la teoría son calculados al nivel de un loop [26]. En el 2HDM si están permitidas las FCNC a nivel árbol y son mediados por los bosones de Higgs.

Nuestro interés se va a centrar en estudiar algunas propiedades del modelo 2HDM tipo III. Se discute esto en la sección 2.2. Damos una breve descripción de los modelos tipo I y del tipo II. El modelo 2HDM tipo I cuenta con una la simetría discreta y sus acoplamientos se describen fácilmente. El acoplamiento de un bosón de Higgs neutro ligero con los fermiones es el mismo, que en el ME y se multiplica por $\cos \alpha / \sin \beta$. Los acoplamientos con $W^+ W^-$ y $Z Z$, son multiplicado por el un factor de $\sin(\alpha - \beta)$. Para un bosón de Higgs neutro pesado, se tiene un factor de $\sin \alpha / \sin \beta$ y $\cos(\alpha - \beta)$ respectivamente. Que sirve para determinar las anchuras de diversos decaimientos por una multiplicación, con la excepción del decaimiento a dos fotones $\gamma\gamma$, en la que se tiene la contribución de un loop de un W y los loops de fermiones, que se multiplican por sus respectivos factores [29].

El modelo 2HDM tipo II es el más estudiado y nos sirve para estudiar: Modelos Supersimétricos y un subconjunto de sus acoplamientos, son los acoplamientos del MSSM. El acoplamiento de un bosón Higgs neutro ligero, a fermiones va a depender de la carga del fermión. El acoplamiento de quarks con carga de $Q = 2/3$ es el mismo que el del 2HDM tipo I, es decir, acoplamientos del ME con un factor de $\cos \alpha / \sin \beta$. Para el acoplamiento de los quarks con carga $Q = -1/3$ y de los leptones son los del ME con un factor de $-\sin \alpha / \cos \beta$. Cuando se considera el caso de $\tan \beta$ muy grandes, esto significa que los acoplamientos de los quarks $Q = -1/3$ y los leptones son mucho más grandes que en el 2HDM tipo I. La razón que existe entre el quark bottom y sus acoplamientos de Yukawa, respecto al quark top es aproximadamente $\tan \alpha \tan \beta$, que es la misma razón que en el 2HDM tipo I. Los acoplamientos de los bosones de norma son los mismos que los del 2HDM tipo I. Para un mayor detalle respecto a estos modelos se recomienda consultar [29].

2.2. Violación de sabor

El modelo 2HDM tipo III, no incluye ninguna simetría discreta en ninguno de sus dobletes. Por lo que, los dos dobletes de Higgs se acoplan con todos los fermiones [36]. Los decaimientos con violación de sabor del número leptónico (**LFV**⁵), en el ME están prohibidos y en el 2HDM como se cuenta con FCNC (a nivel árbol), se permiten los decaimientos con LFV, por la estructura de los acoplamientos de Yukawa [6]. Los procesos con LFV suceden, cuando se tienen dos fermiones, de diferente familia en un mismo vértice. Las interacciones de los fermiones con el campo del Higgs y son mediados por las interacciones de Yukawa. En el ME los acoplamientos de Yukawa tienen la siguiente estructura [37]:

$$Y_{ij} = \frac{m_i}{v} \lambda_{ij} \quad (2.5)$$

Los modelos teóricos que buscan nuevos procesos físicos actualmente; cuentan con diferente estructuras para los acoplamientos de Yukawa en comparación del ME. Para el modelo 2HDM tipo III, los acoplamientos de Yukawa que permiten procesos con LFV, tienen la siguiente forma [29]:

$$Y_{ij} = \frac{\sqrt{2}}{v} \sqrt{m_i m_j} \lambda_{ij} \quad (2.6)$$

En el ME el valor del parámetro λ_{ij} es de orden uno. En el modelo 2HDM los parámetros que son diagonales (λ_{ij}), se definen de diferente manera y la ecuación 2.7 nos permite obtener sus límites superiores. Cuando los acoplamientos no son diagonales se tiene la ecuación 2.8 y en la referencia [38] se puede consultar con mayor detalle respecto a estos parámetros.

⁵Lepton Flavour Violation.

$$|\lambda_{ij}| \lesssim \left(\frac{2\sqrt{2}\pi}{G_f m_f^2} - \frac{1}{2} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

$$|\lambda_{ij}| \lesssim \left(\frac{2\sqrt{2}\pi}{G_f m_i m_j} \right)^{1/2} \quad (2.8)$$

Las entradas que están fuera de la diagonal principal de la matriz de Yukawa, presenta el fenómeno de LFV [6] y se puede observar en la ecuación 2.9. En la ecuación 2.10 se tiene el límite superior del acoplamiento de Yukawa. Para el caso de dos leptones de diferente sabor: Un leptón de sabor τ y uno de sabor μ .

$$Y = \begin{pmatrix} Y_{ee} & Y_{e\mu} & Y_{e\tau} \\ Y_{\mu e} & Y_{\mu\mu} & Y_{\mu\tau} \\ Y_{\tau e} & Y_{\tau\mu} & Y_{\tau\tau} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

$$|Y_{\tau\mu} Y_{\mu\tau}| \lesssim \frac{m_\mu m_\tau}{v^2} \quad (2.10)$$

Para la obtención del valor del ancho de decaimiento, de un bosón de Higgs, que cuentan con el fenómeno de LFV, se ocupa la siguiente expresión:

$$\Gamma(h \rightarrow ij) = \frac{m_h}{8\pi} (|Y_{ij}|^2 + |Y_{ji}|^2) \quad (2.11)$$

y para obtener el valor de las razones de decaimientos de un bosón de Higgs con LFV

$$BR(h \rightarrow l_i l_j) = \frac{\Gamma(h \rightarrow l_i l_j)}{\Gamma(h \rightarrow l_i l_j) + \Gamma_{ME}} \quad (2.12)$$

donde $l_i, l_j = e, \mu, \tau$, $l_i \neq l_j$ y el valor para el ancho de decaimiento del ME es $\Gamma_{ME} = 4,1$ MeV, con una masa de 125 GeV para el bosón de Higgs [37]. Las FCNC surgen de la no diagonalización simultánea de las matrices de Yukawa, mostrando que la violación de sabor proviene de los acoplamientos de Yukawa [14]. El lagrangiano de Yukawa tiene la siguiente estructura [39]:

$$\mathcal{L}_{YUKAWA} = \bar{Q}_L(Y_1^d \Phi_1 + Y_2^d \Phi_2) d_R + \bar{Q}_L(Y_1^u \tilde{\Phi}_1 + Y_2^u \tilde{\Phi}_2) u_R + \bar{L}_L(Y_1^l \Phi_1 + Y_2^l \Phi_2) e_R + h.c \quad (2.13)$$

Q_L y L_L , son dobletes con helicidad izquierda, de los quarks y leptones respectivamente. Mientras que u_r, d_r, e_R , son singletes con helicidad derecha en la base de las interacciones.

2.3. Sector Escalar

Se analizó un caso particular del lagrangiano, del sector escalar del modelo 2HDM tipo III, para conocer sus valores de expectación del sistema. En la ecuación 2.15 se tienen el término cinético y en la ecuación 2.16 se tiene el término del potencial.

$$\mathcal{L}_\phi = T - V_H \quad (2.14)$$

$$T = (D^\mu \Phi_1)^\dagger (D_\mu \Phi_1) + (D^\mu \Phi_2)^\dagger (D_\mu \Phi_2) + \kappa (D^\mu \Phi_1)^\dagger (D_\mu \Phi_2) + \kappa^* (D^\mu \Phi_2)^\dagger (D_\mu \Phi_1) \quad (2.15)$$

CAPÍTULO 2. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

$$V_H = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 - (m_{12}^2)^* \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \left\{ \frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + [\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)] (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c. \right\} \quad (2.16)$$

El potencial de la ecuación 2.16, tiene términos cuadráticos y cuárticos; cuenta con 14 parámetros libres reales. En contraste con sólo dos parámetros reales, de un modelo con un solo doblete [40]. Donde los parámetros m_{11}^2, m_{22}^2 y $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ son reales y en general $m_{12}^2, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ son parámetros complejos. Los campos escalares desarrollan VEV diferentes de cero, si la matriz de masas m_{ij}^2 tiene al menos un valor propio negativo. Los VEV del campo escalar son [41]:

$$\langle \phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \exp^{i\epsilon} \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

donde se pide que v_1 y v_2 sean reales, positivos y cumplan las siguientes relaciones

$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = \frac{1}{\sqrt{2}G_F} \quad (2.18)$$

$$v^2 \equiv \frac{4m_w^2}{g^2} = (246 \text{ GeV})^2 \quad (2.19)$$

G_F es la constante de Fermi ($G_F = 1,6639 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$). Para la obtención de los valores de vacío de la ecuación 2.17. Se realiza un análisis similar al de la sección 1.3. Un parámetro muy importante en este modelo es la razón que existe entre los dos valores de expectación del sistema

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (2.20)$$

Para diagonalizar las matrices de masas de los fermiones de la ecuación 2.13 y el potencial del sector escalar. Se necesita definir un nuevo parámetro α : Ángulo de mezcla, del sector neutro CP (par). Se adopta un límite muy específico, para este parámetro [39]

$$\sin(\beta - \alpha) = 1 \quad (2.21)$$

Debido al gran número de términos libres del modelo 2HDM, esto hace que la caracterización del rompimiento espontáneo de la simetría, para las diferentes regiones en el espacio de parámetros sea muy complicado. Por lo que, el potencial puede tener muchas propiedades físicas diferentes; en contraste con el potencial (que es único) del ME. Cada conjunto de parámetros que se elijan conducirán, a diferentes estados propios de las masas, acoplamientos, reglas de Feynman, etc [40]. Por ejemplo, cuando se impone una simetría Z_2 exacta sobre el modelo 2HDM, se suprimen los procesos que presentan FCNC y se tiene una invarianza del lagrangiano bajo los siguientes intercambios de los campos:

$$\phi_1 \leftrightarrow \phi_1, \phi_2 \leftrightarrow -\phi_2 \quad \text{o} \quad \phi_1 \leftrightarrow -\phi_1, \phi_2 \leftrightarrow \phi_2 \quad (2.22)$$

Para evitar procesos de corriente neutra potencialmente cambiantes de sabor a nivel de árbol inducidos por las interacciones de Yukawa uno impone una simetría Z_2 discreta, esta simetría se cumple por cuatro opciones discretas de acoplamientos Yukawa a nivel de árbol y funciona solamente para los modelos del 2HDM el tipo I, II, X (lepton-specific) y Y (flipped) [42]. En la tabla 2.1 se tienen diversas simetrías Z_2 del modelo 2HDM. La simetría Z_2 prohíbe la transición entre campos, esto se aprecia en la ecuación 2.23 y también establece que algunos parámetros del potencial sean cero, $\lambda_6 = \lambda_7 = 0 = m_{12}^2$ [43].

$$\phi_1 \leftrightarrow \phi_2 \quad (2.23)$$

2.4. ROMPIENDO LA SIMETRÍA

Simetría	m_{11}^2	m_{22}^2	m_{12}^2	λ_1	λ_2	λ_3	λ_4	$\text{Re}(\lambda_5)$	$\lambda_6 = \lambda_7$
$Z_2 \times O(2)$	-	-	real	-	-	-	-	-	real
$(Z_2)^2 \times SO(2)$	-	-	0	-	-	-	-	-	0
$(Z_2)^3 \times O(2)$	-	m_{11}^2	0	-	λ_1	-	-	-	0
$O(2) \times O(2)$	-	-	0	-	-	-	-	0	0
$Z_2 \times O(2)^2$	-	-	0	-	λ_1	-	-	$2\lambda_1 - \lambda_{34}$	0
$O(3) \times O(2)$	-	m_{11}^2	0	-	λ_1	-	$2\lambda_1 - \lambda_3$	0	0
$SO(3)$	-	-	real	-	λ_1	-	-	λ_4	real
$Z_2 \times O(3)$	-	m_{11}^2	real	-	λ_1	-	-	λ_4	real
$(Z_2)^2 \times SO(3)$	-	m_{11}^2	0	-	λ_1	-	-	$\pm\lambda_4$	0
$O(2) \times O(3)$	-	m_{11}^2	0	-	λ_1	$2\lambda_1$	-	0	0
$SO(4)$	-	-	0	-	-	-	0	0	0
$Z_2 \times O(4)$	-	m_{11}^2	0	-	λ_1	-	0	0	0
$SO(5)$	-	m_{11}^2	0	-	λ_1	$2\lambda_1$	0	0	0

Tabla 2.1: Simetrías Z_2 en el modelo 2HDM [42].

Nos interesa que existan FCNC en la simulaciones, que se van a hacer con los softwares HDECAY y MadGraph 5; por lo que decimos tomar diferentes valores para los parámetros $\lambda_6, \lambda_7 = 0, 1, 10, 100$ y suceda el fenómeno de LFV en los procesos. Las contribuciones imaginarias de los parámetros complejos, no pueden ser eliminados mediante una transformación de fase, por lo que se van a tener violaciones de CP en el sector escalar. El potencial de la ecuación 2.16 es invariante bajo un cambio de esta base. Por lo que, $\tan\beta$ no puede ser un parámetro físico del modelo en general. Dentro del conjunto de bases con conservación de CP, existe una opción especial llamada la *base de Higgs*. Sólo uno de los dos VEV es no nulo [44]

$$\langle\phi_1\rangle \neq 0, \quad \langle\phi_2\rangle = 0 \quad (2.24)$$

2.4. Rompiendo la Simetría

Si alguno de los valores propios es negativo, en la matriz de masa, esto ocasiona que valores de los campos sean $VEV \neq 0$. Para la $\tan\beta$ y β , sus valores son acotados; se establecen las siguientes relaciones, para los valores de las masas, en las ecuaciones 2.26 y 2.27 [44]

$$0 < \tan\beta < \infty, \quad 0 < \beta < \pi/2 \quad (2.25)$$

$$m_{11}^2 = m_{12}^2 \tan\beta - \frac{1}{2}v^2 \left(\lambda_1 \cos^2\beta + (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) \sin^2\beta + 3\lambda_6 \sin\beta \cos\beta + \lambda_7 \sin^2\beta \tan\beta \right) \quad (2.26)$$

$$m_{22}^2 = m_{12}^2 \cot\beta - \frac{1}{2}v^2 \left(\lambda_2 \sin^2\beta + (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) \cos^2\beta + 3\lambda_6 \cos\beta \cot\beta + 3\lambda_7 \sin\beta \cos\beta \right) \quad (2.27)$$

CAPÍTULO 2. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

Eliminando los términos de m_{11}^2 y m_{22}^2 , se tienen ocho parámetros reales, en el potencial de Higgs, sin contar tan β y v . Cuando la simetría se rompe los ocho grados de libertad de $SU(2)$ de los dobletes; suelen reexpresar en estados con propiedades físicas definidas. El espectro contiene entonces: Tres bosones de Goldstone: G^\pm y G^0 , que se absorben para dar masa a los bosones de Norma W^\pm y Z , reduciendo el número de estados físicos de Higgs a cinco. Tres estados son neutros, dos cumplen que (h y H , con $m_h \leq m_H$) son CP (par), y uno (denotado por A) que es CP (impar) y los restantes son un par de bosones cargados de Higgs H^\pm . Introducimos el ángulo de mezcla α para diagonalizar la matriz de masa. Para los estados CP (par), con lo que se reescriben las ecuaciones de 2.17 como [44]

$$\phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2}(G^+ \cos \beta - H^+ \sin \beta) \\ v \cos \beta - h \sin \alpha + H \cos \alpha + i(G^0 \cos \beta - A \sin \beta) \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

$$\phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2}(G^+ \sin \beta + H^+ \cos \beta) \\ v \sin \beta + h \cos \alpha + H \sin \alpha + i(G^0 \sin \beta + A \cos \beta) \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

Las masas de los bosones de Higgs, pueden calcularse para cualquier elección del potencial. Usamos el potencial de la ecuación 2.16; las ecuaciones 2.26 y 2.27, con lo que se obtienen las siguientes relaciones:

$$m_A^2 = \frac{m_{12}^2}{\sin \beta \cos \beta} - \frac{v^2}{2} (2\lambda_5 + \lambda_6 \cot \beta + \lambda_7 \tan \beta) \quad (2.30)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + \frac{v^2}{2} (\lambda_5 - \lambda_4) \quad (2.31)$$

Dado que los estados CP(par) se mezclan, su matriz de masa \mathbb{M} está dada por

$$\mathbb{M}^2 = m_A^2 \begin{pmatrix} s_\beta^2 & -s_\beta c_\beta \\ -s_\beta c_\beta & c_\beta^2 \end{pmatrix} + v^2 \mathbb{B}^2 \quad (2.32)$$

$$\mathbb{B}^2 = m_A^2 \begin{pmatrix} \lambda_1 c_\beta^2 + 2\lambda_6 s_\beta c_\beta + \lambda_5 s_\beta^2 & (\lambda_4 + \lambda_5) s_\beta c_\beta + \lambda_6 c_\beta^2 + \lambda_7 s_\beta^2 \\ (\lambda_3 + \lambda_4) s_\beta c_\beta + \lambda_6 c_\beta^2 + \lambda_7 s_\beta^2 & \lambda_2 s_\beta^2 + 2\lambda_7 s_\beta c_\beta + \lambda_5 c_\beta^2 \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

De igual manera, se ocupa el ángulo de mezcla, para diagonalizar la matriz de masas \mathbb{M} . Se obtienen las masa y estas presentan violación CP(par). Redefinimos los parámetros α y β ; $c_\beta = \cos \beta$, $s_\beta = \sin \beta$, $c_\alpha = \cos \alpha$, $s_\alpha = \sin \alpha$, $c_{2\alpha} = \cos 2\alpha$, $s_{2\alpha} = \sin 2\alpha$, $c_{\beta-\alpha} = \cos(\beta-\alpha)$ y $s_{\beta-\alpha} = \sin(\beta-\alpha)$ [45].

$$\begin{pmatrix} m_H^2 & 0 \\ 0 & m_h^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\alpha & s_\alpha \\ -s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{11}^2 & M_{12}^2 \\ M_{21}^2 & M_{22}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\alpha & -s_\alpha \\ s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Haciendo las operaciones correspondientes de la ecuación de 2.34, obtenemos el resultado de la ecuación 2.35.

$$\begin{pmatrix} M_{11}^2 c_\alpha^2 + 2M_{12}^2 c_\alpha s_\alpha + M_{22}^2 s_\alpha^2 & M_{12}^2 (c_\alpha^2 - s_\alpha^2) + (M_{22}^2 - M_{11}^2) c_\alpha s_\alpha \\ M_{12}^2 (c_\alpha^2 - s_\alpha^2) + (M_{22}^2 - M_{11}^2) c_\alpha s_\alpha & M_{11}^2 s_\alpha^2 - 2M_{12}^2 c_\alpha s_\alpha + M_{22}^2 c_\alpha^2 \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Se pide que $m_H^2 > m_h$ y los eigenvalores de la masa deben cumplir la siguiente relación:

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left[M_{11}^2 + M_{22}^2 \pm \sqrt{(M_{11}^2 - M_{22}^2)^2 + 4(M_{12}^2)^2} \right] \quad (2.36)$$

Finalmente obtenemos que los términos de CP(par) están relacionados con α y sus límites de este parámetro son: $-\pi/2 < \alpha < \pi/2$

2.4. ROMPIENDO LA SIMETRÍA

$$s_{2\alpha} = 2M_{12}^2 \sqrt{(M_{11}^2 - M_{22}^2)^2 + 4(M_{12}^2)^2} \quad (2.37)$$

$$c_{2\alpha} = M_{11}^2 - M_{22}^2 \sqrt{(M_{11}^2 - M_{22}^2)^2 + 4(M_{12}^2)^2} \quad (2.38)$$

Capítulo 3

Software

En este capítulo vamos a dar una descripción general, de las herramientas computacionales, que ocupamos en este trabajo: HDECAY y MadGraph 5.

3.1. HDECAY

Esta herramienta está elaborada con código Fortran y sirve para el cálculo de las razones de decaimiento y las relaciones de ramificación del bosón de Higgs neutro; partículas de Higgs cargadas. Para el Modelo Estándar, Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (**MSSM**) y el Modelo de Dos Dobleces de Higgs (2HDM). En HDECAY toma en cuenta la relación de los dos valores de expectación del vacío $\tan\beta$ y el ángulo de mezcla α , en el sector par de CP¹. La masa del bosón de Higgs es un parámetro al que podemos asignarle el valor que uno requiera para el análisis. Todos los canales de decaimiento están permitidos cinemáticamente, siempre y cuando tenga una razón de decaimiento mucho mayor que 10^{-4} y estén compuestos por un **loop**, HDECAY contiene los más importantes decaimientos de tres cuerpos, la cascada del MSSM y los canales de decaimientos supersimétricos [46].

Se hacen cálculos de correcciones QCD, modos de decaimiento de fermiones y gluones. La mayoría de estas correcciones se mapean en masas corrientes, de una manera consistente, con cierta libertad para incluir términos de ordenes muy altos. Para el modelo MSSM las correcciones radiativas con mezcla de squark, son completas y utiliza el RG mejorado de los valores de las masas de Higgs y los acoplamientos con las principales correcciones NLO (los siguientes términos de orden superior²) implementadas [46]. En la referencia [47] se puede descargar este software.

Después de descomprimir el archivo del software de HDECAY, se van a mencionar algunos aspectos de estos archivos:

- dmb.f, en este archivo se tienen funciones como la que se muestra en el código 3.1.

```
ans12=-4*log(xb2)**2*xb1*xb2*xq*xs1-8*log(xb2)**2*xb1*xb2*xq*
xs2**2+4*log(xb2)**2*xb1*xb2*xq*xs2-4*log(xb2)**2*xb1*xb2*xq+2
*log(xb2)**2*xb1*xb2*xs1*xs2**2-4*log(xb2)**2*xb1*xb2*xs1*xs2+
2*log(xb2)**2*xb1*xb2*xs1+2*log(xb2)**2*xb1*xb2*xs2**3-4*log(
xb2)**2*xb1*xb2*xs2**2+2*log(xb2)**2*xb1*xb2*xs2+2*log(xb2)**2
*xb2*xq**3-log(xb2)**2*xb2*xq**2*xs1-5*log(xb2)**2*xb2*xq**2*
xs2-4*log(xb2)**2*xb2*xq**2+2*log(xb2)**2*xb2*xq*xs1*xs2+2*log
```

¹Carga y paridad.

²Next-to-leading order.

```

(xb2)**2*xb2*xq*xs1+4*log(xb2)**2*xb2*xq*xs2**2-2*log(xb2)**2*
xb2*xq*xs2+2*log(xb2)**2*xb2*xq-log(xb2)**2*xb2*xs1*xs2**2+2*
log(xb2)**2*xb2*xs1*xs2-log(xb2)**2*xb2*xs1-log(xb2)**2*xb2*
xs2**3+2*log(xb2)**2*xb2*xs2**2-log(xb2)**2*xb2*xs2+log(xs2)**
2*xb1**2*xb2*xq**2*xs2-log(xs2)**2*xb1**2*xb2*xs2**3+2*log(xs2)
)**2*xb1**2*xb2*xs2**2-log(xs2)**2*xb1**2*xb2*xs2-log(xs2)**2*
xb1**2*xq**2*xs2+log(xs2)**2*xb1**2*xs2**3-2*log(xs2)**2*xb1**
2*xs2**2+log(xs2)**2*xb1**2*xs2+ans13

```

Código 3.1: Una función dentro del archivo dmb.f.

- elw.f, en este archivo contiene datos de la interpolación de la red electrodébil, del proceso de producción de fusión de gluones, para el bosón de Higgs. En el código 3.2 podemos observar parte de unos datos

```

DATA (xc(i), i=1,151)/100.0d0,110.0d0,120.0d0,130.0d0,140.0d0,
# 145.0d0,150.0d0,151.0d0,152.0d0,153.0d0,154.0d0,155.0d0,
# 156.0d0,157.0d0,158.0d0,159.0d0,160.0d0,161.0d0,162.0d0,
# 163.0d0,164.0d0,165.0d0,166.0d0,167.0d0,168.0d0,169.0d0,
# 170.0d0,171.0d0,172.0d0,173.0d0,174.0d0,175.0d0,176.0d0,
# 177.0d0,178.0d0,179.0d0,180.0d0,181.0d0,182.0d0,183.0d0,

```

Código 3.2: Parte de un conjunto de datos, se encuentran en el archivo elw.f.

- feynhiggs.f, en este archivo se hace el cálculo de las masas de los bosones neutros de Higgs, en el sector par de CP para el modelo MSSM. En este archivo se tienen funciones, como la que se muestra en el código 3.3.

```

C   CALCULATION OF THE DERIVATIVES:
      SM=XM1+XM2
      DM=XM2-XM1
      SM12=(M1+M2)**2
      DM12=(M1-M2)**2
      S=DSQRT(DABS(SM12-X))
      D=DSQRT(DABS(DM12-X))
      if (dabs(s).lt.1.d-8) then
        s = 1.d-10
      endif
      if (dabs(d).lt.1.d-8) then
        d = 1.d-10
      endif
      KLAM=(DM*DM/(X*X)-SM/X)/S/D
      ANF=-1.D0/X+DM/(X*X)*LM
      IF (X.LT.DM12) GOTO 30
      IF (X.GT.SM12) GOTO 40
      FACT=2.D0*DATAN(D/S)
      GOTO 41
30   EPS=1.D0
      FACT=DLOG(DABS((S+D)/(S-D)))
      GOTO 41
40   EPS=-1.D0
      FACT=-DLOG(DABS((S+D)/(S-D)))

```

CAPÍTULO 3. SOFTWARE

```
41  CONTINUE
    DERIV=ANF-KLAM*FACT
    P0=DERIV
    B1P=.5D0-LM-2.D0*B1-B0+(XM2-XM1-X)*DERIV
    P1=B1P/2.D0/X
    RETURN
    END
```

Código 3.3: Función dentro del archivo feynhiggs.f.

- o haber.f, en este archivo se tiene la subrutina *HSUSY* que calcula las masas del Higgs y sus acoplamientos; también se hacen cálculos de correcciones radiativas con y sin RGE. En este archivo se tienen funciones como la que se muestra en el código 3.4.

```
SUBROUTINE HMSUSY(IRC , AMASS, TMASS, TANB, SUSY , AT, AB, H, ALF , IERR)
IMPLICIT REAL*8 (A-H, O-Z)
COMMON ZMASS, WMASS, SINW2, ALPHA, BMASS, G2, GP2, SINB, COSB, COTB
COMMON/ANG/ SINA, COSA, SIN2A, COS2A, SINBPA, COSBPA, SINBMA, COSBMA
COMMON/SQPARM/ SQM, SQK, SQU, SQD, XMU, STA2, STB2, SBA2, SBB2
COMMON/HINT3/HLAA, HHAA, HLHLHL, HHHHLHL, HHHHHHL, HHHHHH,
1 HHHPHM, HLPHM
COMMON/QMASS/ TMSPOLE
COMMON/TEST/ D11, D12, D22, DP
DIMENSION H(4), DL(7)
DATA PI/3.1415926535D0/, ZERO/0.D0/
IF (AMASS .GE. ZMASS) STEP= 1.D0
Z2= ZMASS**2
W2= WMASS**2
A2= AMASS**2
B2= BMASS**2
COSW2= 1.D0-SINW2
COS2W= COSW2-SINW2
SINW= DSQRT(SINW2)
COSW= DSQRT(COSW2)
EU= 2.D0/3.D0
ED= -1.D0/3.D0
SINB2= SINB**2
COSB2= COSB**2
COS2B= COSB**2-SINB**2
COS2B2= COS2B**2
SIN2B= 2.D0*SINB*COSB
TANB2= TANB**2
COTB2= COTB**2
S11= A2*SINB2+Z2*COSB2
S22= A2*COSB2+Z2*SINB2
S12= -(A2+Z2)*SINB*COSB
SPM= A2+W2
IF (IRC .NE. 0) GO TO 25
CALL CPEVEN(S11, S22, S12, H1R, H2R, SIN2A, COS2A)
DPM= SPM
GO TO 50
```

Código 3.4: Función dentro del archivo haber.f.

- hdecay.f, en este archivo sirve para escribir el archivo de salida las anchuras y las tasas de decaimiento. Se muestra en el código 3.5 parte de este archivo.

```

IF (IHIGGS .EQ. 2 .OR. IHIGGS .EQ. 5) THEN
  WRITE(NSUSYH,347) TGBET,AM2,AMU,AMSQ
  WRITE(NSUSYH,348) GMC(1),GMC(2),GMN(1),GMN(2),GMN(3),GMN(4)
  WRITE(NSUSYH,349) GMST(1),GMST(2),GMSU(1),GMSU(2)
  WRITE(NSUSYH,350) GMSB(1),GMSB(2),GMSD(1),GMSD(2)
  WRITE(NSUSYH,351)GMSL(1),GMSL(2),GMSN(1),GMSE(1),GMSE(2),GMSN1(1)
  WRITE(NSUSYH,*)
  WRITE(NSUSYH,*) '___MHH_____CHARGINOS__NEUTRALS____'//
  'SLEPTONS___SQUARKS___GRAVITINO+GAUGINO'
  WRITE(NSUSYH,69)
  WRITE(NSUSYH,*)
  IF (INDIDEC .NE. 0)THEN
    WRITE(NSUSYHA,73) 'MHH_____', 'C1_C1_', 'C2_C2_', 'C1_C2_'
    WRITE(NSUSYHA,69)
    WRITE(NSUSYHA,*)
    WRITE(NSUSYHB,71) 'MHH_____', 'N1_N1_', 'N2_N2_', 'N3_N3_', 'N4_N4_'
    WRITE(NSUSYHC,70) 'MHH_____', 'N1_N2_', 'N1_N3_', 'N1_N4_', 'N2_N3_',
      'N2_N4_', 'N3_N4_'
    WRITE(NSUSYHC,*)
    WRITE(NSUSYHD,*) '___MHH_____SNL_SNL_____SEL_SEL_____'//
    'SER_SER_____STA1_STA1___STA1_STA2___STA2_STA2'
    WRITE(NSUSYHD,69)
    WRITE(NSUSYHD,*)
    WRITE(NSUSYHE,*) '___MHH_____SUL_SUL_____SUR_SUR_____'//
    'SDL_SDL_____SDR_SDR'
    WRITE(NSUSYHE,69)
    WRITE(NSUSYHE,*)
    WRITE(NSUSYHF,*) '___MHH_____SB1_SB1_____SB1_SB2_____'//
    'SB2_SB2_____ST1_ST1_____ST1_ST2_____ST2_ST2'
    WRITE(NSUSYHF,69)
    WRITE(NSUSYHF,*)
  ENDIF
ENDIF

```

Código 3.5: Función dentro del archivo hdecay.f.

- hdecay.in, en este archivo se tiene la plantilla que sirve para calcular, las razones de decaimiento del modelo ME, MSSM y del 2HDM. En el código 3.6 se observan los parámetros del modelo 2HDM.

```

***** 2 Higgs Doublet Model *****
TYPE: 1 (I), 2 (II), 3 (lepton-specific), 4 (flipped)
PARAM: 1 (masses), 2 (lambda_i)

```

```

PARAM    = 2
TYPE     = 1

```

CAPÍTULO 3. SOFTWARE

```
*****
TGBET2HDM= 1.0D0
M_12^2 = 25600.D0
***** PARAM=1:
ALPHA_H = -0.14D0
MHL     = 125.D0
MHH     = 210.D0
MHA     = 130.D0
MH+     = 130.D0
***** PARAM=2:
LAMBDA1 = 2.6885665050462264D0
LAMBDA2 = 0.000156876030254505681D0
LAMBDA3 = 0.46295674052962260D0
LAMBDA4 = 0.96605498373771792D0
LAMBDA5 = -0.88138084173680198D0
*****
```

Código 3.6: Parámetros del modelo 2HDM, dentro del archivo hdecay.in.

- o hgaga.f, en este archivo sirve para el cálculo de coeficientes complejos, por interpolación y factores de corrección para el Higgs. En el código 3.7 vemos una función de este archivo. También tiene múltiples tablas de datos, en el código 3.8 se puede observar algunos datos.

```
C—PSEUDOSCALAR HIGGS
  IF (RHO.LE.RHO2)THEN
    CKOFQ_HDEC=DCMPLX(FINT1_HDEC(RHO,XX,YAR,N) ,
    .                   FINT1_HDEC(RHO,XX,YAI,N) )
  ELSE
    FSU = 21.D0
    CRHO=RHO2/DCMPLX(1.D0,-REPS)
    CDLR=CDLOG(-CRHO)
    CLIM=-1.D0/18.D0*CDLR**2-2.D0/3.D0*CDLR+2.D0*DLOG(RHO2/4.D0)
    .   + FSU/DREAL(CDLR)
    CONST=DCMPLX(YAR(NCUT3) ,YAI(NCUT3)) -CLIM
    CRHO=RHO/DCMPLX(1.D0,-REPS)
    CDLR=CDLOG(-CRHO)
    CLIM=-1.D0/18.D0*CDLR**2-2.D0/3.D0*CDLR+2.D0*DLOG(RHO/4.D0)
    .   + FSU/DREAL(CDLR)
    CKOFQ_HDEC=CLIM+CONST
  ENDF
ELSE
```

Código 3.7: Función dentro del archivo hgaga.f.

```
DATA (YHI(I) , I=441,461)/
.   .604400D+01, .605286D+01, .606153D+01, .607049D+01,
.   .607888D+01, .608728D+01, .609548D+01, .610311D+01,
.   .611124D+01, .611849D+01, .612599D+01, .616131D+01,
.   .619335D+01, .622294D+01, .625043D+01, .627573D+01,
.   .629957D+01, .632199D+01, .634296D+01, .636293D+01,
```

Código 3.8: Datos del archivo hgaga.f.

- o hgg.f, en este archivo tiene el cálculo de una interpolación cúbica, de una dimensión para el bosón el Higgs. En el código 3.9 vemos una función de este archivo. Tiene una tabla de datos muy grande. y en el código 3.10 se observan algunos de datos.

```

implicit double precision (a-h, o-z)
parameter(nn=951)
dimension xx(4),yy(4),xx0(4)
dimension xmh(nn),xmt(0:5),xmb(0:6)
dimension ygt(nn,0:5),ygb(nn,0:6),ygtb(nn,0:5,0:6)
dimension yqt(nn,0:5),yqb(nn,0:6),yqtb(nn,0:5,0:6)
dimension xgg(3),xqq(3)
g1(x,x1,x2,f1,f2) = f1 + (f2-f1)*(x-x1)/(x2-x1)
g2(x,y,x1,x2,y1,y2,f11,f12,f21,f22)=f11+(f21-f11)*(x-x1)/(x2-x1)
.   +(f12-f11)*(y-y1)/(y2-y1)
.   +(f11+f22-f12-f21)*(x-x1)/(x2-x1)*(y-y1)/(y2-y1)

```

Código 3.9: Función del archivo hgg.f.

```

DATA ((ygt(i,j),j=0,5),i=1,951)/
.   0.197396D-01, 0.195070D-01, 0.192784D-01,
.   0.190539D-01, 0.188333D-01, 0.186165D-01,
.   0.205484D-01, 0.203061D-01, 0.200681D-01,
.   0.198343D-01, 0.196045D-01, 0.193788D-01,
.   0.213741D-01, 0.211220D-01, 0.208743D-01,

```

Código 3.10: Datos del archivo hgg.f.

- o hsqsq.f, en este archivo se hacen cálculos para MSSM, en el código 3.11 se puede ver una función de este archivo.

```

DELTA = (RMQ/GLO*(MIJ+MIJ0) - 1)*(DLOG(AMH**2/AMS**2) - 2)
.   + GQ*RMQ**2/GLO*DIJ*DLOG(AMH**2/AMS**2)
.   + THIJ/GLO*C2T*RMQ/AMS*(1.D0-DLOG(AMS**2/RMQ**2)/2)
IF (ISQ.EQ.1)THEN
DELTA = DELTA + GQ*RMQ**2/GLO*DIJ*(-PI/DSQRT(3.D0))
.   + (1-RMQ/GLO*(MIJ+MIJ0))*(5*pi/3/DSQRT(3.D0)-1
.   + (SGI+SGJ)/2*(1-2*PI/3/DSQRT(3.D0)))
.   - THIJ/GLO*C2T*RMQ/AMS*(1.D0-DLOG(AMS**2/RMQ**2)/2)
.   + THIJ/GLO*C2T*RMQ/AMS*(1-2*PI/3/DSQRT(3.D0))
ENDIF
ENDIF
APPLARGE = CF*ALP*(2*RMQ/GLO*(MIJ+MIJ0)
.   *(3*DLOG(QQ**2/AMH**2)/4 - DLOG(AMH**2/AMS**2)/4
.   + 7.D0/4+DELTAQ)
.   + 2*AMG/GLO*AIJ*(-DLOG(QQ**2/AMS**2)
.   + DLOG(AMH**2/AMS**2)**2/4 + ZETA2/2 - 2)+DELTA)

```

Código 3.11: Función dentro del archivo hsqsq.f.

- o slhain, en este archivo tiene información de las masas de las partículas; valores de las entradas de las matrices de mezcla y valores de algunas razones de decaimiento. En la tablas 3.1, 3.2 podemos observar parte del la información que se tiene en este archivo.

CAPÍTULO 3. SOFTWARE

Bloque	SMINPUTS	Standard Model inputs
2	1.16637000E-05	$G_F[GeV^{-2}]$
3	1.19000000E-01	$\alpha_{S(M_Z)}^{\overline{MS}}$
4	9.11534900E+0	M_Z pole mass
5	4.16159779E+00	$mb(mb)^{\overline{MS}}$
6	1.72500000E+02	m_t pole mass
7	1.77684000E+00	m_τ pole mass

Tabla 3.1: Información contenida en el archivo slha.in, parámetros del ME.

Bloque i	Bloque j	STOPMIX	Stop Mixing Matrix
1	1	7.03221471E-01	$\cos(\theta_t)$
1	2	-7.10970860E-01	$\sin(\theta_t)$
2	1	7.03221471E-01	$-\sin(\theta_t)$
2	2	7.03221471E-01	$\cos(\theta_t)$

Tabla 3.2: Información contenida en el archivo slha.in, valores para la matriz de mezcla del STOP.

- o susylha.f, en este archivo lee los datos del formato **Les Houches Accord** del espectro del MSSM. En el código 3.12 se tiene una función de este archivo.

```

c — the values for the chargino mixing matrix U —
  if(idum1.eq.1.and.idum2.eq.1) then
    umixval(1,1) = val
  elseif(idum1.eq.1.and.idum2.eq.2) then
    umixval(1,2) = val
  elseif(idum1.eq.2.and.idum2.eq.1) then
    umixval(2,1) = val
  elseif(idum1.eq.2.and.idum2.eq.2) then
    umixval(2,2) = val
  endif

  elseif(line1.eq.'#') then
    goto 1111
  elseif(line1.eq.'b'.or.line1.eq.'B'.or.line1.eq.'d'.or.line1.eq
.. 'D') then
    backspace ninlha
    done = .true.
    return
  endif

```

Código 3.12: Función dentro del archivo susylha.f.

3.2. MadGraph

Este software es un generador de la matriz de elementos a nivel árbol. Toma en cuenta los diagramas de Feynman de más bajo orden de la simulación. Implementa una serie de algoritmos nuevos, que proporcionan un mejor rendimiento y funcionalidad en todos los aspectos del programa. Cuenta con una nueva interfaz de usuario y tiene nuevos formatos de salida incluyendo bibliotecas de proceso $C++$ para Pythia 8 y una compatibilidad total con **FeynRules**; esto nos permite la implementación de nuevos modelos físicos, para cualquier modelo que pueda ser escrito en forma de lagrangiano. MadGraph 5 que se basa en la misma filosofía de versiones anteriores; por lo que, permite ser utilizado como una plataforma colaborativa donde la teoría, la fenomenología y la simulación de los proyectos pueden ser desarrollados y luego distribuidos a la comunidad de física de altas energías [48]. En la ecuación 3.1 se tiene la expresión que sirve para calcular el valor de la sección eficaz en MadGraph [49]

$$\sigma = \frac{1}{2s} \prod_{i=1}^n d\Pi_i (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_A + p_B - \sum_i p_i) \cdot |M|^2, \quad d\Pi_i = \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_i} \quad (3.1)$$

donde p_A y p_B , son los momentos de las dos partículas iniciales del decaimiento; p_i corresponde al valor del momento de la i -partícula dispersada, s el valor de la energía en el centro de masa, E_i es la energía total de las i -partículas y $|M|^2$ es el valor de la amplitud cuadrada del proceso. FeynRules es un paquete escrito para el software Mathematica[®]; que permite el cálculo de las reglas de Feynman en el espacio de momentos, para cualquier modelo de física de Teoría Cuántica de Campos (**QFT**³). El usuario debe proporcionar a FeynRules la información mínima necesaria; para describir el nuevo modelo. Se calcula el conjunto de reglas de Feynman asociadas con el lagrangiano. Las reglas de Feynman calculadas por el código; pueden utilizarse para implementar un nuevo modelo de física con otras herramientas existentes, como los generadores Monte Carlo (**MC**⁴). Esto se hace a través de un conjunto de interfaces que se desarrollan conjuntamente y se mantienen por los autores de MC correspondientes [51].

En la versión de MadGraph 4, se permiten decaimientos de 2 cuerpos iniciales, a n cuerpos dispersados. En primer lugar el usuario especifica un proceso en términos de partículas de estado inicial y final (lo que permite una serie de criterios refinados, o las resonancias de canal s prohibidas, las partículas internas excluidas y las cadenas de desintegración forzada de las estado de partículas). MadGraph 5 genera todos los diagramas de Feynman; para el proceso y emite el código de ordenador, necesario para evaluar el elemento de matriz en un punto de espacio de fase dado. La evaluación de elementos de matriz, se realiza mediante llamadas a funciones de onda de helicidad y amplitudes. Como se implementaron por primera vez en el paquete **HELAS**. Esta implementación es eficiente porque permite que las funciones de onda de helicidad correspondientes a subdiagramas idénticos sean reutilizadas a través de diagramas [48].

MadGraph 5 también produce la salida pictórica, de los diagramas de Feynman para el proceso en cuestión. Sirve para calcular la sección eficaz total, las razones de decaimiento y generación de eventos utilizando el paquete **MadEvent**. Las versiones anteriores fueron escritas en Fortran 77 y MadGraph 5⁵ es escrito en Python. Este software genera una función de onda de helicidad para cada diagrama y estas funciones de onda se combinan en nuevas funciones, de onda para los propagadores.

³Quantum Field Theory.

⁴Este método proporciona soluciones aproximadas a una variedad de problemas de matemáticas, física, química, etc. Mediante la realización de muestreo estadístico en un ordenador de los problemas. Por eso esta técnica tiene ventaja sobre otros métodos de aproximación. Los resultados de ensayos se construyen con una secuencia de eventos aleatorios [50].

⁵Es un software de acceso libre.

CAPÍTULO 3. SOFTWARE

Utiliza las reglas de **4-spinor Feynman**; para la violación del número de fermiones y las funciones de amplitud de helicidad son generadas automáticamente por la rutina **ALOHA** [48]. Para los vértices con multifermiones, los fermiones se agrupan en pares, cada uno constituyendo su línea fermiónica. Esta herramienta computacional ya ha sido optimizada; para poder usarla con múltiples núcleos de una computadora y también puede ser utilizada en clúster⁶ de computadoras. Para más detalles del software se recomienda consultar [48].

MadGraph 5 tiene la opción de incorporar varios programas extra: Un generador de eventos con código *Pythia*, utilizado para un la avalancha de partones y hadronización, y dos simuladores de detector (**PGS** y **Delphes**). Esto permite una simulación completa, como las corridas en el LHC. Dependiendo del tipo de simulación que nos interese; algunas de estas piezas adicionales podrían ser innecesarias. Por ejemplo, en el caso de que sólo queramos calcular una sección eficaz a nivel de partón; basta con usar MadGraph sin ningún complemento extra. Sin embargo, si queremos ir más allá e incluir la hadronización o la simulación de detectores, tienen que usar y habilitar Pythia, PGS ó Delphes. Esto puede sonar complicado, pero en la práctica la combinación de estas herramientas es sencilla, y de hecho MadGraph 5 está preparado para hacerlo de forma automática [53].

Este software se puede descargar de [54] y después se debe descomprimir el archivo de Madgraph 5. Vamos a mencionar algunos de los archivos, que se manipularón de este software. Se tiene la carpeta de **HELAS** en donde se realiza, la evaluación de los elementos de matriz con la funciones de onda de helicidad y amplitudes. Se tiene la carpeta de **aloha**, en donde se generan las funciones de amplitud de helicidad. En la carpeta **bin** se tienen los archivos ejecutables de este software. En la carpeta **Template** se tienen los archivos por defecto para las simulaciones en modo *LO*⁷ y **NLO**. En la carpeta de **input** se tiene el archivo **mg5_configuration.txt**; cuenta con la configuración técnica de los programas externos, con los que funciona el software de MadGraph 5. El modelo 2HDM que tiene implementado MadGraph 5, trabaja en la base de Higgs. En el código 3.13 se puede, observar parte de archivo.

```
#!/ Preferred Text Editor
#!/ Default: use the shell default Editor
#!/           or try to find one available on the system
#!/ Be careful: Only shell based editor are allowed
# text_editor = None

#!/ Preferred WebBrowser
#!/ If None: try to find one available on the system
# web_browser = None

#!/ Default Running mode
#!/ 0: single machine/ 1: cluster / 2: multicore
# run_mode = 2

#!/ Cluster Type [pbs/sge/condor/lfs/ge/slurm/htcaas/htcaas2]
# Use for cluster run only
#!/ And cluster queue (or partition for slurm)
# cluster_type = condor
```

⁶Conjuntos o conglomerados de ordenadores unidos entre sí normalmente por una red de alta velocidad y que se comportan como si fuesen una única computadora [52].

⁷Leading order. Los términos de mayor orden.

```
# cluster_queue = madgraph
```

Código 3.13: Información contenida en el archivo *mg5_configuration.txt*.

En el código 3.13 se observa como se definen la opciones, para el uso de programas externos con el software MadGraph. Para MadGraph 5, los modelos de la versión 2.2.3 son: **2HDM**, **4Gen**, **DY_SM**, **EWdim6**, **heft**, **heft_v4**, **hgg_plugin**, **loop_MSSM**, **loop_qcd_qed_sm**, **loop_qcd_qed_sm_Gmu**, **loop_sm**, **mssm**, **mssm_v4**, **nmssm**, **OLD_loopModels_backup**, **RS**, **sextet_diquark**, **sm**, **sm_v4**, **SMScalars**, **taudecay_UFO**, **TopEffTh**, **triplet_diquarks**, **usrmod_v4**, **uutt_sch_4fermion**, **uutt_tch_scalar**.

En cada uno de estos modelos se tiene una composición similar en sus archivos. Vemos el contenido, dentro de la carpeta del modelo 2HDM: `_init_.py`, `2HDM_UFO.log`, `coupling_orders.py`, `couplings.py`, `function_library.py`, `lorentz.py`, `object_library.py`, `parameters.py`, `particles.py`, `vertices.py` y `write_param_card.py`.

Dentro de la carpeta del modelo `sm`, también se tienen unos archivos extras de datos: `_init_.py`, `build_restrict.py`, `coupling_orders.py`, `couplings.py`, `decays.py`, `function_library.py`, `lorentz.py`, `object_library.py`, `parameters.py`, `particles.py`, `restrict_ckm.dat`, `restrict_default.dat`, `restrict_lepton_masses.dat`, `restrict_no_b_mass.dat`, `restrict_no_mass.dat`, `restrict_no_tau_mass.dat`, `restrict_no_widths.dat`, `restrict_zeromass_ckm.dat`, `vertices.py` y `write_param_card.py`.

En la siguientes líneas se va mostrar parte del contenido, de los archivos de los modelos de MadGraph 5, de la versión 2.2.3.

- `_init_.py`, en el código 3.14; se muestra parte del contenido de este archivo.

```
import parameters
import vertices
import coupling_orders
import write_param_card

all_particles = particles.all_particles
all_vertices = vertices.all_vertices
all_couplings = couplings.all_couplings
all_lorentz = lorentz.all_lorentz
```

Código 3.14: Información contenida en el archivo `_init_.py`.

- `2HDM_UFO.log`, este archivo tiene una breve descripción del modelo: Acoplamientos, vertices, estructuras de Lorentz, parámetros y sus restricciones. En el código 3.15 se puede observar parte de este archivo.

```
# Vertices
* Calling FeynmanRules for 1 Lagrangians.
* Number of classes vertices: 93
* Number of flavored vertices: 227
* Saved vertices in InterfaceRun[ 1 ].
* Removing all ghosts and Goldstone bosons form the output.
* Checked QNumber conservation.
  - Quantum number GhostNumber conserved in all vertices.
  - Quantum number LeptonNumber conserved in all vertices.
  - Quantum number Q conserved in all vertices.
```

CAPÍTULO 3. SOFTWARE

```
* particles.py written.  
* parameters.py written.
```

Código 3.15: Información contenida en el archivo 2HDM_UFO.log.

- o coupling_orders.py, en el código 3.16 se tiene parte de este archivo. Está relacionado con la definición de los acoplamientos de QCD y QED⁸.

```
from object_library import all_orders, CouplingOrder  
  
QCD = CouplingOrder(name = 'QCD',  
                    expansion_order = 99,  
                    hierarchy = 1)  
  
QED = CouplingOrder(name = 'QED',  
                    expansion_order = 99,  
                    hierarchy = 1)
```

Código 3.16: Información contenida en el archivo coupling_orders.py.

- o couplings.py, en el código 3.17 se tiene parte de este archivo. Está relacionado con la definición de los acoplamientos del modelo 2HDM.

```
GC_34 = Coupling(name = 'GC_34',  
value = '(ee**2*complex(0,1)*TH1x1**2)/(2.*sw**2)+(ee**2*complex  
(0,1)*TH2x1**2)/(2.*sw**2)+(ee**2*complex(0,1)*TH3x1**2)/(2.*sw**2)',  
order = {'QED':2})  
  
GC_35 = Coupling(name = 'GC_35',  
value = 'ee**2*complex(0,1)*TH1x1**2+(cw**2*ee**2*complex(0,1)  
*TH1x1**2)/(2.*sw**2)+(ee**2*complex(0,1)*sw**2*TH1x1**2)/(2.*  
cw**2)+ee**2*complex(0,1)*TH2x1**2+(cw**2*ee**2*complex(0,1)  
*TH2x1**2)/(2.*sw**2)+(ee**2*complex(0,1)*sw**2*TH2x1**2)/(2.*  
cw**2)+ee**2*complex(0,1)*TH3x1**2+(cw**2*ee**2*complex(0,1)  
*TH3x1**2)/(2.*sw**2)+(ee**2*complex(0,1)*sw**2*TH3x1**2)/(2.*cw**2)',  
order = {'QED':2})
```

Código 3.17: Información contenida en el archivo couplings.py.

- o function_library.py, en el código 3.18 se tiene parte de este archivo. Este archivo contiene definiciones de las funciones de la librería *cmath*.

```
# shortcuts for functions from cmath  
complexconjugate = Function(name = 'complexconjugate',  
                           arguments = ('z',),  
                           expression = 'z.conjugate()')  
  
re = Function(name = 're',  
             arguments = ('z',),  
             expression = 'z.real')  
  
im = Function(name = 'im',  
            arguments = ('z',),  
            expression = 'z.imag')
```

⁸Quantum Electrodynamics.

Código 3.18: Información contenida en el archivo `function_library.py`.

- o `lorentz.py`, en el código 3.19 se observa parte del contenido de este archivo. Está relacionado con definiciones de los términos de Lorentz.

```
FFS3 = Lorentz(name = 'FFS3',
               spins = [ 2, 2, 1 ],
               structure = 'ProjM(2,1)+ProjP(2,1)')

FFV1 = Lorentz(name = 'FFV1',
               spins = [ 2, 2, 3 ],
               structure = 'Gamma(3,2,1)')

FFV2 = Lorentz(name = 'FFV2',
               spins = [ 2, 2, 3 ],
               structure = 'Gamma(3,2,-1)*ProjM(-1,1)')
```

Código 3.19: Información contenida en el archivo `lorentz.py`.

- o `object_library.py`, en el código 3.20 se observan definiciones de cabeceras⁹ de Feynrules.

```
class Vertex(UFOBaseClass):

    require_args=['name', 'particles', 'color', 'lorentz', 'couplings']

    def __init__(self, name, particles, color, lorentz, couplings, **opt):

        args = (name, particles, color, lorentz, couplings)

        UFOBaseClass.__init__(self, *args, **opt)

        args=(particles, color, lorentz, couplings)

        global all_vertices
        all_vertices.append(self)

all_couplings = []
```

Código 3.20: Información contenida en el archivo `object_library.py`.

- o `parameters.py`, en el código 3.21 se observa parte del contenido de este archivo. Está relacionado con definición de las masas de las partículas y los acoplamientos de Yukawa.

```
yuku3 = Parameter(name = 'yuku3',
                  nature = 'external',
                  type = 'complex',
                  value = 175.,
                  texname = '\\text{yuku3}',
                  lhablock = 'YUKAWAU',
```

⁹ **Header** en inglés, se refiere a la información, situada al principio de un programa de computación. Contiene información de las funciones que se ocuparán en el programa y son necesarias para el correcto funcionamiento del programa.

CAPÍTULO 3. SOFTWARE

```
lhacode = [ 3 ])
```

```
MM = Parameter(name = 'MM',  
               nature = 'external',  
               type = 'real',  
               value = 0.106,  
               texname = '\\text{MM}',  
               lhablock = 'MASS',  
               lhacode = [ 13 ])
```

Código 3.21: Información contenida en el archivo parameters.py.

- o particle.py, en el código 3.22 se observa parte del contenido de este archivo. Está relacionado con la definición de las propiedades, físicas de las partículas y antipartículas.

```
w__plus__ = Particle(pdg_code = 24,  
                    name = 'w+',  
                    antiname = 'w-',  
                    spin = 3,  
                    color = 1,  
                    mass = Param.MW,  
                    width = Param.WW,  
                    texname = 'w+',  
                    antitexname = 'w-',  
                    charge = 1,  
                    GhostNumber = 0,  
                    LeptonNumber = 0)
```

```
w__minus__ = w__plus__.anti()
```

Código 3.22: Información contenida en el archivo particle.py.

- o vertices.py, en el código 3.23 se observa parte del contenido de este archivo. Está relacionado con las reglas de construcción de vértices; dentro del modelo 2HDM. Podemos observar la relación que existe entre este archivo y el archivo de partiles.py, lorentz.py y couplings.py.

```
import particles as P  
import couplings as C  
import lorentz as L
```

```
V_2 = Vertex(name = 'V_2',  
             particles = [ P.a, P.h__minus__, P.h__plus__ ],  
             color = [ '1' ],  
             lorentz = [ L.VSS1 ],  
             couplings = {(0,0):C.GC_3})
```

```
V_3 = Vertex(name = 'V_3',  
             particles = [ P.G, P.G, P.G ],  
             color = [ 'f(1,2,3)' ],  
             lorentz = [ L.VVV1 ],  
             couplings = {(0,0):C.GC_5})
```

Código 3.23: Información contenida en el archivo vertices.py.

- write_param_card.py, en el código 3.24 se observa parte del contenido de este archivo. Está relacionado con la escritura del archivo, que se crea después de ejecutar, una simulación con MadGraph 5.

```
def write_dep_param_block(self, lhablock):
    import cmath
    from parameters import all_parameters
    for parameter in all_parameters:
        exec("%s=%s" % (parameter.name, parameter.value))
    text="##Not dependent paramater.\n"
    text+="##Those values should be edited following analytical the\n"
    text+="##analytical expression. Some generator could simply ignore\n"
    text+="##those values and use the analytical expression\n"
```

Código 3.24: Información contenida en el archivo write_param_card.py.

Otros archivos importantes son: *param_card.dat* y *run_card.dat*. Se encuentran dentro de la ruta *../MG5_aMC_v2_2_3/Template/LO/Cards/*.

- param_card.dat, en el código 3.25 se observa parte del contenido de este archivo. Contiene diversos valores de los parámetros que se van a ocupar; para hacer la simulaciones en MadGraph 5. Se tienen igual los valores de masas de las partículas; de las matrices de mezcla, etc.

```
Block SMINPUTS          # Standard Model inputs
  1          1.27900000E+02 # alpha_em(MZ)(-1) SM MSbar
  2          1.16600000E-05 # G_Fermi
  3          1.18000000E-01 # alpha_s(MZ) SM MSbar
  4          9.15445065E+01 # Z mass (as input parameter)
Block MGSPARAM          # Standard Model parameters for MadGraph5_aMC@NLO
  1          2.31200000E-01 # sin(theta_W)^2
  2          8.02673592E+01 # W mass (as input parameter)
```

Código 3.25: Información contenida en el archivo param_card.dat.

- run_card.dat, en el código 3.26 se observa parte del contenido de este archivo. En este archivo se puede establecer la energía de los haces de la colisión para la simulación; el tipo de partícula de los haces, el número de choques que se pueden suceder por cada ejecución. Se pueden acotar los momentos transversales de los leptones cargados, quarks b's, fotones y partículas secundarias que se crean después de la colisiones; restricciones para la reconstrucción de vértices de leptones cargados, quarks b's, fotones etc; restricciones de energía en el centro de la colisión para leptones cargados, quarks b's y fotones. También se pueden definir cotas para identificar partículas aisladas; cotas para la masas de pares de partículas y el número máximo de jets permitidos dentro de la simulación.

CAPÍTULO 3. SOFTWARE

Es un archivo muy importante porque nos permite establecer, múltiples cotas de las cantidades físicas (mencionadas en el párrafo previo), en el software de MadGraph 5. De tal manera que se pueden hacer simulaciones más realistas y nos permite comparar la información obtenida con los resultados de los detectores de partículas actuales.

```
#####
10000 = nevents ! Number of unweighted events requested
      0 = iseed  ! rnd seed (0=assigned automatically=default)
#####
# Collider type and energy
# lpp: 0=No PDF, 1=proton, -1=antiproton, 2=photon from proton,
#      3=photon from electron
#####
      1 = lpp1    ! beam 1 type
      1 = lpp2    ! beam 2 type
    6500 = ebeam1 ! beam 1 total energy in GeV
    6500 = ebeam2 ! beam 2 total energy in GeV
#####
```

Código 3.26: Información contenida en el archivo run_card.dat.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo vamos a discutir los resultados obtenidos de las simulaciones, hechas con los softwares HDECAY y MadGraph 5.

4.1. Comportamiento de las Razones de Decaimiento

En las figuras¹ 4.1, 4.2 se muestran los resultados de las razones de decaimiento, obtenidos con el software HDECAY, de los diversos modos de decaimiento del bosón de Higgs neutro pesado, en el modelo 2HDM. En la figura 4.1 se tiene el caso de decaimiento a dos fotones (γ), a dos gluones (g), a dos quarks bottom (b, \bar{b}), a dos quarks charm (c, \bar{c}), a dos quarks strange (s, \bar{s}), a dos quarks top (t, \bar{t}), a dos leptones ($\tau, \bar{\tau}$), a dos leptones ($\mu, \bar{\mu}$). Se puede observar que un bosón de Higgs neutro pesado, tiene una alta probabilidad de decaer en dos quarks top (t, \bar{t}), en comparación de los demás modos de decaimiento. El modo con una menor probabilidad de suceder, es el decaimiento a dos quarks strange (s, \bar{s}).

M_{H^0}	$b \bar{b}$	$\tau \bar{\tau}$	$\mu \bar{\mu}$	$s \bar{s}$	$c \bar{c}$	$t \bar{t}$	$g g$	$\gamma \gamma$
250	1.16E-03	2.15E-04	7.59E-07	4.39E-07	5.70E-05	0	7.54E-04	3.82E-06
300	5.82E-04	1.11E-04	3.93E-07	2.20E-07	2.85E-05	0.4239E-04	6.47E-04	2.87E-06
350	3.92E-04	7.69E-05	2.72E-07	1.48E-07	1.92E-05	0.1167E-01	8.72E-04	3.78E-06
400	2.32E-04	4.65E-05	1.64E-07	8.73E-08	1.13E-05	0.1577	9.11E-04	3.87E-06
450	1.42E-04	2.92E-05	1.03E-07	5.37E-08	6.97E-06	0.1804	6.98E-04	2.87E-06
500	9.60E-05	2.00E-05	7.08E-08	3.62E-08	4.70E-06	0.1645	5.22E-04	2.09E-06
550	6.92E-05	1.47E-05	5.18E-08	2.61E-08	3.39E-06	0.1418	3.96E-04	1.54E-06
600	5.23E-05	1.13E-05	3.98E-08	1.97E-08	2.56E-06	0.1207	3.06E-04	1.13E-06
650	4.10E-05	8.93E-06	3.16E-08	1.55E-08	2.01E-06	0.1027	2.41E-04	8.02E-07
700	3.30E-05	7.28E-06	2.58E-08	1.25E-08	1.62E-06	0.8796E-01	1.93E-04	6.12E-07
750	2.72E-05	6.07E-06	2.15E-08	1.03E-08	1.33E-06	0.7586E-01	1.57E-04	4.79E-07
800	2.28E-05	5.14E-06	1.82E-08	8.60E-09	1.12E-06	0.6594E-01	1.29E-04	3.81E-07
850	1.94E-05	4.42E-06	1.56E-08	7.33E-09	9.51E-07	0.5774E-01	1.08E-04	3.08E-07
900	1.68E-05	3.84E-06	1.36E-08	6.31E-09	8.20E-07	0.5092E-01	9.08E-05	2.52E-07
950	1.46E-05	3.38E-06	1.19E-08	5.50E-09	7.14E-07	0.4520E-01	7.72E-05	2.09E-07
1000	1.28E-05	2.99E-06	1.06E-08	4.84E-09	6.28E-07	0.4036E-01	6.62E-05	1.75E-07

Tabla 4.1: Valores de las razones de decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado en el modelo 2HDM.

¹La raya sobre las partículas en estas figuras significa que son antipartículas.

4.1. COMPORTAMIENTO DE LAS RAZONES DE DECAIMIENTO

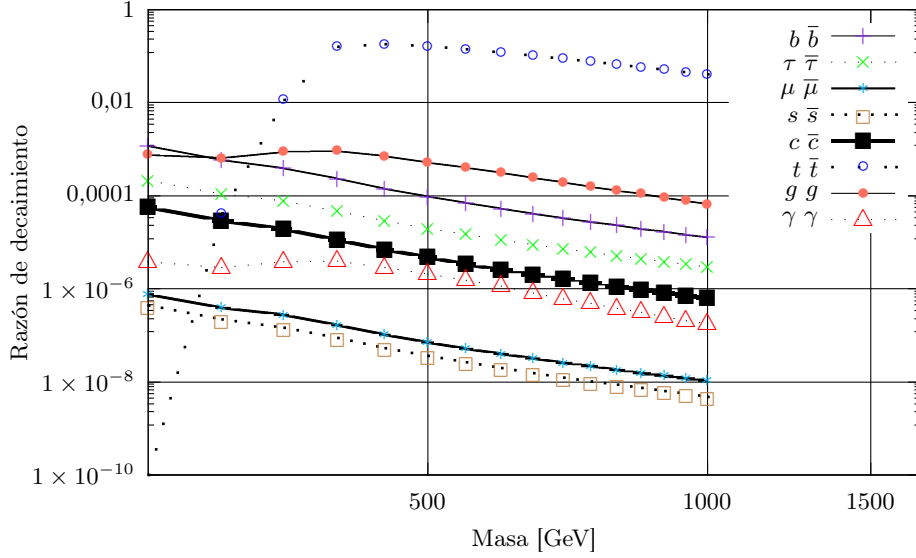


Figura 4.1: Se muestra el comportamiento de las razones de decaimiento para los siguientes modos: $b \bar{b}$, $\tau \bar{\tau}$, $\mu \bar{\mu}$, $s \bar{s}$, $c \bar{c}$, $t \bar{t}$, $g g$ y $\gamma \gamma$.

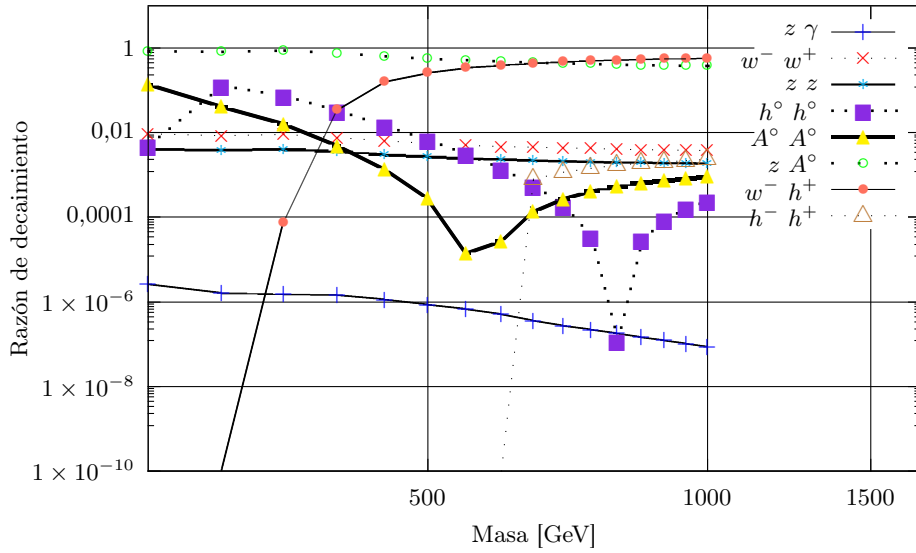


Figura 4.2: Se muestra el comportamiento de las razones de decaimiento de los siguientes modos: $z \gamma$, $w^- w^+$, $z z$, $h^0 h^0$, $A^0 A^0$, $z A^0$, $w^- h^+$ y $h^- h^+$.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

M_{H^0}	$z \gamma$	$w^+ w^-$	$z z$	$h^0 h^0$	$A^0 A^0$	$z A^0$	$w^- h^+$	$h^- h^+$
250	2.63E-06	9.56E-03	0.4047E-02	5.11E-03	0.1354	0.8437	0	0
300	1.61E-06	8.52E-03	0.3781E-02	0.1298	4.09E-02	0.8157	0	0
350	1.48E-06	8.99E-03	0.4105E-02	7.40E-02	1.58E-02	0.884	7.48E-05	0
400	1.44E-06	7.63E-03	0.3556E-02	3.28E-02	4.93E-03	0.7585	3.36E-02	0
450	1.13E-06	6.38E-03	0.3016E-02	1.44E-02	1.36E-03	0.637	0.1566	0
500	8.71E-07	5.61E-03	0.2677E-02	6.59E-03	2.80E-04	0.5605	0.2592	0
550	6.72E-07	5.10E-03	0.2456E-02	3.06E-03	1.41E-05	0.5106	0.3364	0
600	5.09E-07	4.76E-03	0.2303E-02	1.38E-03	2.70E-05	0.4761	0.3943	0
650	3.55E-07	4.51E-03	0.2191E-02	5.65E-04	1.35E-04	0.4507	0.4381	7.97E-04
700	2.75E-07	4.32E-03	0.2107E-02	1.87E-04	2.70E-04	0.4317	0.4721	1.17E-03
750	2.19E-07	4.17E-03	0.2042E-02	3.43E-05	4.05E-04	0.417	0.4988	1.46E-03
800	1.77E-07	4.06E-03	0.1991E-02	1.21E-07	5.30E-04	0.4054	0.5203	1.69E-03
850	1.46E-07	3.96E-03	0.1949E-02	2.86E-05	6.42E-04	0.396	0.5377	1.89E-03
900	1.22E-07	3.89E-03	0.1915E-02	8.94E-05	7.42E-04	0.3883	0.552	2.05E-03
950	1.03E-07	3.83E-03	0.1887E-02	1.65E-04	8.29E-04	0.3819	0.5639	2.18E-03
1000	8.74E-08	3.77E-03	0.1863E-02	2.47E-04	9.06E-04	0.3765	0.574	2.30E-03

Tabla 4.2: Valores de las razones de decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado en el modelo 2HDM.

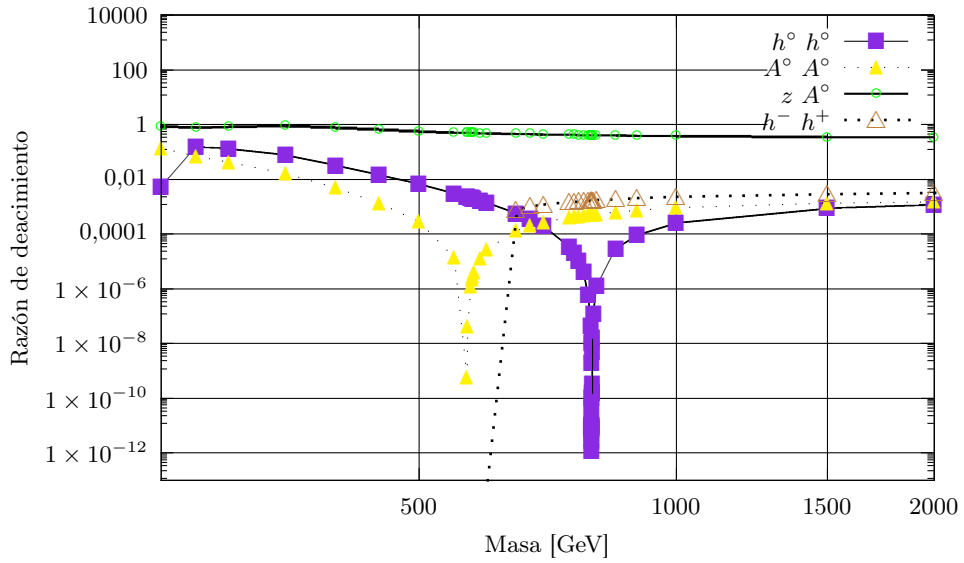


Figura 4.3: Se muestra una ampliación de la figura 4.2, de las razones de decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado, que presentan ceros en la función.

4.1. COMPORTAMIENTO DE LAS RAZONES DE DECAIMIENTO

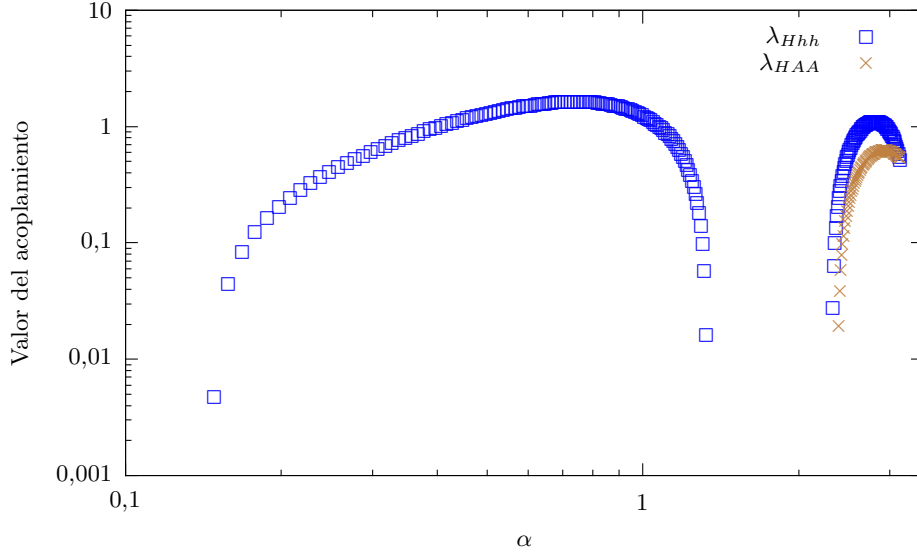


Figura 4.4: Se muestra el comportamiento del parámetro α , versus los valores del acoplamiento de un boson Higgs pesado, que decae a dos bosones de 125 GeV y a dos pseudoescalares, respectivamente. Con la $\tan\beta = 1$, el valor masa de los bosones de Higgs del ME, es de 125 GeV y de los pseudoescalares de 62.5 GeV. Valores de los parámetros que se ocuparon: $M_z = 91,78$ GeV, $M_{top} = 173$ GeV, $G_F = 1,16637^{-5} GeV^{-2}$ y $\tilde{M} = 125$ GeV.

En la figura 4.2 se tienen los siguientes modos de decaimiento: a dos bosones (z), a dos bosones ($w^+ w^-$), a dos bosones de Higgs neutros (h°), a dos pseudoescalares (A°). Para estados finales diferentes, tenemos un z y un γ , un z y un A° , finalmente un w^- y h^+ . En las tablas 4.1, 4.2 se tienen los valores de las razones de decaimiento del bosón de Higgs neutro pesado. Los datos son de un rango de masas de 260 GeV a 1000 GeV. Se calcularon las razones de decaimiento de los procesos de la subsección 4.2.1; haciendo uso de la información contenida en las tablas 4.1, 4.2 y con las ecuaciones 4.1, 4.2, 4.3, 4.4, 4.5. Finalmente en la figura 4.5 y en la tabla 4.3, se muestran los resultados obtenidos para los valores de las razones de decaimientos de los procesos de la subsección 4.2.1.

$$Br(h^\circ \rightarrow \tau\bar{\mu}) \approx 2 \times 0,1 \times Br(h^\circ \rightarrow \tau\bar{\tau}) \quad (4.1)$$

$$Br(\mathbf{DC1}) = Br(H^\circ \rightarrow h^\circ h^\circ) \times Br(h^\circ \rightarrow b\bar{b})^2 \quad (4.2)$$

$$Br(\mathbf{DC2}) = Br(H^\circ \rightarrow h^\circ h^\circ) \times Br(h^\circ \rightarrow \tau\bar{\tau}) \times Br(h^\circ \rightarrow \tau\bar{\mu}) \quad (4.3)$$

$$Br(\mathbf{DC3}) = Br(H^\circ \rightarrow h^\circ h^\circ) \times Br(h^\circ \rightarrow \mu\bar{\mu}) \times Br(h^\circ \rightarrow \tau\bar{\mu}) \quad (4.4)$$

$$Br(\mathbf{DC4}) = Br(H^\circ \rightarrow h^\circ h^\circ) \times Br(h^\circ \rightarrow b\bar{b}) \times Br(h^\circ \rightarrow \tau\bar{\mu}) \quad (4.5)$$

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

M_{H° [GeV]	DC1	DC2	DC3	DC4
250	6.8955E-08	7.08537E-11	2.50815E-13	9.89E-10
300	1.75017E-06	1.79836E-09	6.366E-12	2.51E-08
350	9.97516E-07	1.02498E-09	3.62833E-12	1.43E-08
400	4.41992E-07	4.54162E-10	1.60768E-12	6.34E-09
450	1.93624E-07	1.98956E-10	7.04282E-13	2.78E-09
500	8.88029E-08	9.1248E-11	3.23008E-13	1.27E-09
550	4.12328E-08	4.23681E-11	1.49979E-13	5.91E-10
600	1.85534E-08	1.90643E-11	6.74855E-14	2.66E-10
650	7.61148E-09	7.82106E-12	2.76857E-14	1.09E-10
700	2.52278E-09	2.59224E-12	9.17626E-15	3.62E-11
750	4.62082E-10	4.74806E-13	1.68076E-15	6.62E-12
800	1.62477E-12	1.66951E-15	5.90988E-18	2.33E-14
850	3.8617E-10	3.96803E-13	1.40464E-15	5.54E-12
900	1.20503E-09	1.23821E-12	4.38312E-15	1.73E-11
950	2.23018E-09	2.29159E-12	8.11199E-15	3.20E-11
1000	3.33314E-09	3.42492E-12	1.21238E-14	4.78E-11

Tabla 4.3: Valores de las razones de decaimiento para los procesos de la subsección 4.2.1.

Se tienen los siguientes valores para las razones de decaimiento de un bosón de Higgs neutro ligero en el modelo 2HDM. $Br(h^\circ \rightarrow \tau\bar{\tau}) = 0,0002632$, $Br(h^\circ \rightarrow \mu\bar{\mu}) = 9.32E-07$, $Br(h^\circ \rightarrow b\bar{b}) = 3.67E-03$ y $Br(h^\circ \rightarrow \tau\bar{\mu}) = 5.26E-05$, información obtenida con HDECAY. En la figura 4.3, se hizo una ampliación de la figura 4.2, se observa que ocurre ceros en la función. Para explicar este comportamiento, se consultaron los acoplamientos trilineales de un bosón de Higgs neutro pesado y en las ecuaciones 4.6, 4.8, se pueden observar las expresiones de los acoplamientos [55]. En la figura 4.4 se muestra el comportamiento de los acoplamientos trilineales, como se tienen valores con cero en los acoplamientos, esto origina los ceros en la función de las razones de decaimiento de la figura 4.2.

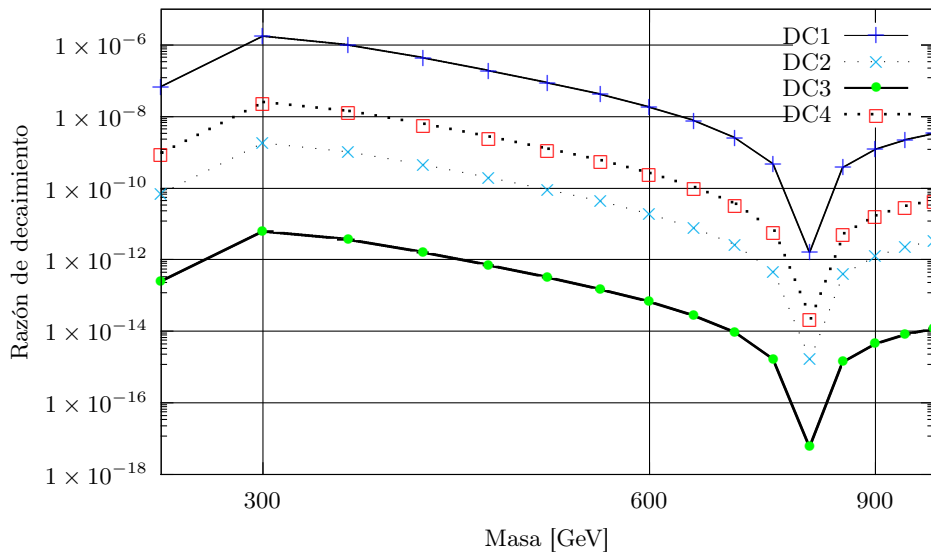


Figura 4.5: Valores de las razones de decaimiento de los procesos de la subsección 4.2.1.

4.2. VALORES DE LA SECCIÓN EFICAZ

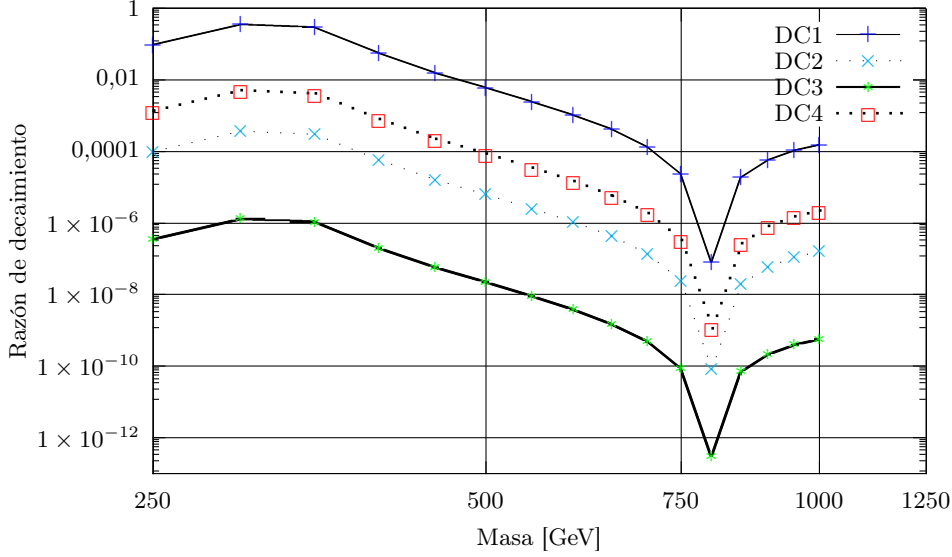


Figura 4.6: Valores de las razones de decaimiento de los procesos de nuestro interés, con $M_{A^0} = M_{H^0}$.

$$\lambda_{Hhh} = 2 \sin 2\alpha \sin(\beta + \alpha) - \cos 2\alpha \cos(\beta + \alpha) + 3 \frac{\epsilon}{M_Z^2} \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \cos^2 \alpha \quad (4.6)$$

$$\lambda_{HAA} = -\cos 2\alpha \cos(\beta + \alpha) + \frac{\epsilon}{M_Z^2} \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \cos^2 \alpha \quad (4.7)$$

donde α es el ángulo de mezcla, β es el ángulo de rotación, $M_t = 173 \text{ GeV}$ masa del quark top, $M_z = 91, 78 \text{ GeV}$ es la masa del boson de norma Z , $G_F = 1, 6639 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ es la constante de Fermi, $\tan \beta = 1$ y $\tilde{M} = 125 \text{ GeV}$. Los parámetros de masa y los acoplamientos de autointeracción en el potencial del modelo 2HDM, se ven afectados por correcciones radiativas del top y lazos del stop. Correcciones radiativas en a un lazo son del orden de M_t^4 y la aproximación está parametrizada por [55]

$$\epsilon \approx \frac{3G_f M_t^4}{\sqrt{2}\pi \sin^2 \beta} \log \frac{\tilde{M}^2}{M_t} \quad (4.8)$$

En la tablas D.1,D.2 se muestran los valores que se obtuvieron con HDECAY, de la figura 4.4, de las razones de decaimiento, de un bosón de Higgs neutro pesado y se puede apreciar los valores, en donde ocurren las ceros de la función.

4.2. Valores de la sección eficaz

Las simulaciones de esta tesis se realizaron en el Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México, en el nodo de cómputo GPGPU: Cholollan, con una tarjeta GPU Nvidia GTX 1080. Por qué en un equipo de 32 bits y 2 cpu, las simulaciones se tardaban del orden de 2 días (por cada punto que se muestra en las gráficas de las secciones eficaces) y con la tarjeta GPU Nvidia GTX 1080 solo se tarda 13 minutos por cada simulación hecha con el software de MadGraph 5. En la figura 4.7 se muestra como es la instrucción para el inicio de una ejecución de una simulación en

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

MadGraph. La selección de los valores de los siguientes parámetros λ_6, λ_7 , afecta el comportamiento del valor de la sección eficaz y esto se puede observar en la figura 4.8.

```

MG5_aMC>generate p p > h2 > ta+ mu- b b~ / a z g w+ w- h3 e+ e- mu+ mu- ta+ ta- c c~ d d~ s s~ u u~ b b~ t
INFO: Checking for minimal orders which gives processes.
INFO: Please specify coupling orders to bypass this step.
INFO: Trying coupling order WEIGHTED=4
INFO: Trying process: g g > h2 > ta+ mu- b b~ WEIGHTED=4 / a z g w+ w- h3 e- e- mu- mu- ta- ta- c c d d s s u u b b t
INFO: Trying process: u u~ > h2 > ta+ mu- b b~ WEIGHTED=4 / a z g w+ w- h3 e- e- mu- mu- ta- ta- c c d d s s u u b b t
INFO: Process has 8 diagrams
INFO: Trying process: u c~ > h2 > ta+ mu- b b~ WEIGHTED=4 / a z g w+ w- h3 e- e- mu- mu- ta- ta- c c d d s s u u b b t
INFO: Process has 8 diagrams
INFO: Trying process: c u~ > h2 > ta+ mu- b b~ WEIGHTED=4 / a z g w+ w- h3 e- e- mu- mu- ta- ta- c c d d s s u u b b t
INFO: Process has 8 diagrams
INFO: Trying process: c c~ > h2 > ta+ mu- b b~ WEIGHTED=4 / a z g w+ w- h3 e- e- mu- mu- ta- ta- c c d d s s u u b b t
INFO: Process has 8 diagrams
INFO: Trying process: d d~ > h2 > ta+ mu- b b~ WEIGHTED=4 / a z g w+ w- h3 e- e- mu- mu- ta- ta- c c d d s s u u b b t
INFO: Process has 11 diagrams
INFO: Trying process: d s~ > h2 > ta+ mu- b b~ WEIGHTED=4 / a z g w+ w- h3 e- e- mu- mu- ta- ta- c c d d s s u u b b t
INFO: Process has 11 diagrams
INFO: Trying process: s d~ > h2 > ta+ mu- b b~ WEIGHTED=4 / a z g w+ w- h3 e- e- mu- mu- ta- ta- c c d d s s u u b b t
INFO: Process has 11 diagrams
INFO: Trying process: s s~ > h2 > ta+ mu- b b~ WEIGHTED=4 / a z g w+ w- h3 e- e- mu- mu- ta- ta- c c d d s s u u b b t
INFO: Process has 11 diagrams
INFO: Process u~ u > ta+ mu- b b~ added to mirror process u u~ > ta+ mu- b b~
INFO: Process u~ c > ta+ mu- b b~ added to mirror process c u~ > ta+ mu- b b~
INFO: Process c~ u > ta+ mu- b b~ added to mirror process u c~ > ta+ mu- b b~
INFO: Process c~ c > ta+ mu- b b~ added to mirror process c c~ > ta+ mu- b b~
INFO: Process d~ d > ta+ mu- b b~ added to mirror process d d~ > ta+ mu- b b~
INFO: Process d~ s > ta+ mu- b b~ added to mirror process s d~ > ta+ mu- b b~
INFO: Process s~ d > ta+ mu- b b~ added to mirror process d s~ > ta+ mu- b b~
INFO: Process s~ s > ta+ mu- b b~ added to mirror process s s~ > ta+ mu- b b~
8 processes with 76 diagrams generated in 0.742 s
Total: 8 processes with 76 diagrams

```

Figura 4.7: Ejecución del software MadGraph 5 en el Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México.

En la figura 4.9 se tiene un muestreo de 123 iteraciones simuladas en MadGraph 5². Esto sirvió para conocer el comportamiento de los valores de la sección eficaz. Se simuló el decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado que decae a dos bosones de Higgs neutro del ME. Simulamos: 10^4 , 10^5 , 10^6 , 10^7 y 20^7 colisiones por corrida. La variación del valor de la sección eficaz, ocurre sólo en los últimos dígitos. Se hicieron simulaciones en MadGraph 5 con la versión 2.2.3 y se utilizó el modelo 2HDM. La figura 4.10 muestra el diagrama de Feynman del proceso de nuestro interés. Se consultaron cotas de los quarks bottom y de los leptones, de los experimentos ATLAS y CMS, que se integraron en las simulaciones. En cada corrida se utilizó un millón de colisiones.

En la figura 4.2 se muestran los canales de decaimiento, con mayor probabilidad de ocurrencia de un Higgs neutro pesado en el modelo 2HDM, decae a $w^+ h^-$, a dos $z z$, a dos $w^+ w^-$, etc. Se toma para el valor de la masa del bosón de Higgs neutro $m_{h^0} = 125$ GeV. Para el bosón de Higgs neutro pesado se hace una variación del valor de la masa; en un rango de 250 GeV a 1000 GeV, con incrementos de 50 GeV. Los dos haces de las partículas que se ocuparon en las simulaciones son protones (pueden cambiarse los haces por antiprotones, fotones con electrones y fotones con protones), con una energía de 13 TeV en el centro de masa de la colisión, como la energía que se usa en las colisiones del LHC.

En el archivo del *param_card.dat*, se dejó fija la masa del bosón de Higgs neutro del ME, con un valor de $m_{h^0} = 125$ GeV. La masa del bosón de Higgs neutro pesado se cambió, su valor inicial de la masa fue de 250 GeV y el valor final fue de 1000 GeV, con incrementos de 50 GeV en cada simulación. Para la masa del quark strange (s), $m_s = 105$ MeV. La masa del quark charm (c), $m_c = 1,27$ GeV, la masa del quark bottom, $m_b = 4,2$ GeV. Masa del quark top, $m_t = 174,3$ GeV, masa del μ es $m_\mu = 106$ MeV, masa del τ es $m_\tau = 1,77$ GeV, masa del z es $m_z = 91,187$ GeV. La

²El número semilla cambia en cada simulación, sino fuera de esta manera se obtendría el mismo valor de la sección eficaz (en simulaciones del mismo proceso).

4.2. VALORES DE LA SECCIÓN EFICAZ

Run	Collider	Banner	Cross section (pb)	Events	Data	Output	Action
run_01	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$1.159\text{e-}12 \pm 4.2\text{e-}15$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_02	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$2.273\text{e-}11 \pm 6.7\text{e-}14$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_03	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$8.992\text{e-}11 \pm 2.4\text{e-}13$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_04	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$6.572\text{e-}08 \pm 1.5\text{e-}10$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_05	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$1.65\text{e-}08 \pm 4.6\text{e-}11$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_06	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$1.277\text{e-}11 \pm 3.9\text{e-}14$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_07	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$6.571\text{e-}08 \pm 2.1\text{e-}10$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_08	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$6.566\text{e-}06 \pm 1.9\text{e-}08$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_09	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$5.918\text{e-}07 \pm 1.7\text{e-}09$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_10	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$5.916\text{e-}09 \pm 1.7\text{e-}11$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_11	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$1.111\text{e-}07 \pm 3.3\text{e-}10$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_12	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$3.211\text{e-}08 \pm 8.3\text{e-}11$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_13	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$2.134\text{e-}07 \pm 5.9\text{e-}10$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_14	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$4.216\text{e-}08 \pm 9.7\text{e-}11$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>
run_15	P P 6500.0 x 6500.0 GeV	tag_1	$2.373\text{e-}08 \pm 7.7\text{e-}11$	10000	parton madevent	LHE plots	<input type="button" value="remove run"/> <input type="button" value="launch detector simulation"/>

Figura 4.8: Se cambio el valor de los siguientes parámetros λ_6, λ_7 (valores fraccionarios), para observar el comportamiento del valor de la sección eficaz.

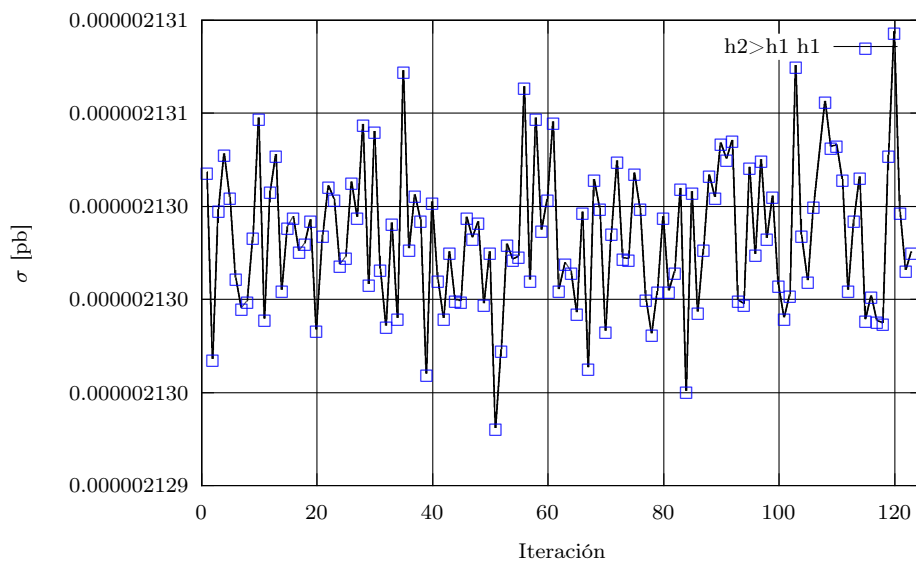


Figura 4.9: Se muestra el comportamiento del valor de la sección eficaz en función del número de eventos por colisión.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

M_{H^0} [GeV]	DC1	DC2	DC3	DC4
250	0	$1.659\text{e-}15 \pm 4.822\text{e-}19$	$1.424\text{e-}15 \pm 2.932\text{e-}19$	$1.282\text{e-}11 \pm 3.697\text{e-}15$
300	0	$1.29\text{e-}15 \pm 3.722\text{e-}19$	$6.616\text{e-}16 \pm 1.433\text{e-}19$	$9.848\text{e-}12 \pm 2.811\text{e-}15$
350	0	$9.598\text{e-}16 \pm 2.66\text{e-}19$	$3.347\text{e-}16 \pm 6.766\text{e-}20$	$7.28\text{e-}12 \pm 2.043\text{e-}15$
400	0	$6.999\text{e-}16 \pm 1.927\text{e-}19$	$1.808\text{e-}16 \pm 3.565\text{e-}20$	$5.287\text{e-}12 \pm 1.488\text{e-}15$
450	0	$5.074\text{e-}16 \pm 1.317\text{e-}19$	$1.028\text{e-}16 \pm 1.818\text{e-}20$	$3.827\text{e-}12 \pm 1.02\text{e-}15$
500	0	$3.687\text{e-}16 \pm 8.745\text{e-}20$	$6.094\text{e-}17 \pm 1.084\text{e-}20$	$2.778\text{e-}12 \pm 6.697\text{e-}16$
550	0	$2.698\text{e-}16 \pm 6.516\text{e-}20$	$3.741\text{e-}17 \pm 6.94\text{e-}21$	$2.032\text{e-}12 \pm 4.952\text{e-}16$
600	0	$1.991\text{e-}16 \pm 4.708\text{e-}20$	$2.363\text{e-}17 \pm 4.074\text{e-}21$	$1.498\text{e-}12 \pm 3.684\text{e-}16$
650	0	$1.481\text{e-}16 \pm 3.476\text{e-}20$	$1.53\text{e-}17 \pm 2.451\text{e-}21$	$1.114\text{e-}12 \pm 2.682\text{e-}16$
700	0	$1.112\text{e-}16 \pm 2.498\text{e-}20$	$1.011\text{e-}17 \pm 1.717\text{e-}21$	$8.366\text{e-}13 \pm 1.913\text{e-}16$
750	0	$8.427\text{e-}17 \pm 1.91\text{e-}20$	$6.814\text{e-}18 \pm 1.126\text{e-}21$	$6.338\text{e-}13 \pm 1.467\text{e-}16$
800	0	$6.437\text{e-}17 \pm 1.391\text{e-}20$	$4.664\text{e-}18 \pm 7.916\text{e-}22$	$4.847\text{e-}13 \pm 1.089\text{e-}16$
850	0	$4.958\text{e-}17 \pm 1.108\text{e-}20$	$3.238\text{e-}18 \pm 5.245\text{e-}22$	$3.734\text{e-}13 \pm 8.529\text{e-}17$
900	0	$3.851\text{e-}17 \pm 8.52\text{e-}21$	$2.278\text{e-}18 \pm 3.856\text{e-}22$	$2.899\text{e-}13 \pm 6.571\text{e-}17$
950	0	$3.01\text{e-}17 \pm 6.762\text{e-}21$	$1.62\text{e-}18 \pm 2.706\text{e-}22$	$2.267\text{e-}13 \pm 5.013\text{e-}17$
1000	0	$2.369\text{e-}17 \pm 5.343\text{e-}21$	$1.164\text{e-}18 \pm 1.851\text{e-}22$	$1.785\text{e-}13 \pm 3.895\text{e-}17$

Tabla 4.4: Valores obtenidos de la sección eficaz de las simulaciones hechas con MadGraph 5. Con una energía de 13 TeV en el c.m. y $\lambda_6 = 0$ y $\lambda_7 = 0$.

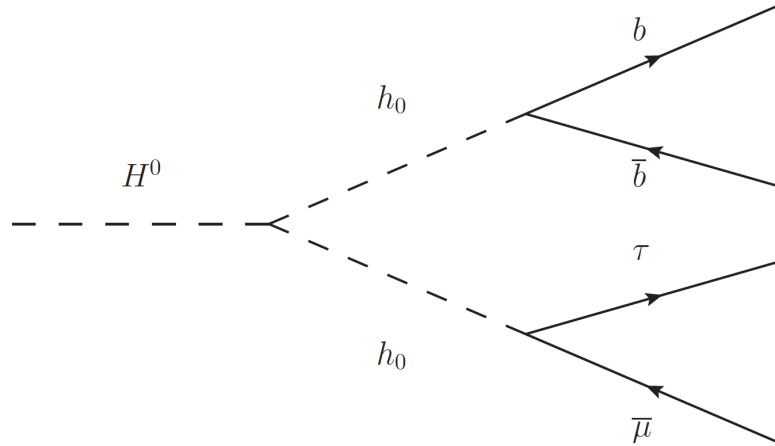


Figura 4.10: Se muestra el diagrama de Feynman del decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado a un par de bosones de Higgs de 125 GeV; un bosón de Higgs, decae a dos quarks bottom: b , \bar{b} , y el otro bosón de Higgs, decae a dos leptones de diferente sabor: τ y $\bar{\mu}$.

4.2. VALORES DE LA SECCIÓN EFICAZ

M_{H° [GeV]	DC1	DC2	DC3	DC4
250	3.022e-05 ± 2.245e-09	8.72e-12 ± 2.23e-15	7.849e-09 ± 1.912e-12	6.588e-08 ± 1.676e-11
300	8.316e-05 ± 5.24e-09	2.314e-11 ± 4.208e-15	2.081e-08 ± 3.693e-12	1.728e-07 ± 3.062e-11
350	5.081e-05 ± 3.227e-09	1.428e-11 ± 2.676e-15	1.284e-08 ± 2.202e-12	1.058e-07 ± 1.87e-11
400	2.942e-05 ± 1.903e-09	8.336e-12 ± 1.463e-15	7.5e-09 ± 1.287e-12	6.154e-08 ± 1.217e-11
450	1.731e-05 ± 1.076e-09	4.897e-12 ± 8.866e-16	4.405e-09 ± 7.79e-13	3.6e-08 ± 6.879e-12
500	1.049e-05 ± 6.663e-10	3.615e-12 ± 5.411e-16	2.682e-09 ± 4.862e-13	2.192e-08 ± 4.307e-12
550	6.546e-06 ± 4.187e-10	2.298e-12 ± 3.262e-16	1.699e-09 ± 3.043e-13	1.39e-08 ± 3.101e-12
600	4.204e-06 ± 2.697e-10	1.5e-12 ± 2.188e-16	1.113e-09 ± 2.064e-13	9.111e-09 ± 1.638e-12
650	2.769e-06 ± 1.969e-10	1.002e-12 ± 1.309e-16	9.018e-10 ± 1.271e-13	6.731e-09 ± 1.148e-12
700	1.867e-06 ± 1.263e-10	6.837e-13 ± 9.609e-17	6.152e-10 ± 9.069e-14	4.616e-09 ± 7.019e-13
750	1.284e-06 ± 8.961e-11	4.752e-13 ± 6.347e-17	4.276e-10 ± 5.818e-14	3.226e-09 ± 4.855e-13
800	8.999e-07 ± 6.178e-11	3.359e-13 ± 4.584e-17	3.021e-10 ± 4.204e-14	2.292e-09 ± 3.48e-13
850	6.412e-07 ± 4.739e-11	2.409e-13 ± 3.261e-17	2.166e-10 ± 2.926e-14	1.653e-09 ± 2.555e-13
900	4.636e-07 ± 3.408e-11	1.753e-13 ± 2.382e-17	1.576e-10 ± 2.169e-14	1.209e-09 ± 1.819e-13
950	3.398e-07 ± 2.602e-11	1.292e-13 ± 1.754e-17	1.162e-10 ± 1.55e-14	8.962e-10 ± 1.374e-13
1000	2.521e-07 ± 2.142e-11	9.646e-14 ± 1.323e-17	8.678e-11 ± 1.191e-14	6.717e-10 ± 1.017e-13

Tabla 4.5: Valores obtenidos de la sección eficaz de las simulaciones hechas con MadGraph 5. Con una energía de 13 TeV en el c.m. y $\lambda_6 = 1$ y $\lambda_7 = 1$.

M_{H° [GeV]	DC1	DC2	DC3	DC4
250	0.003023 ± 2.243e-07	9.4e-10 ± 2.283e-13	8.458e-07 ± 1.997e-10	6.833e-06 ± 1.677e-09
300	0.008316 ± 5.225e-07	2.608e-09 ± 4.225e-13	2.348e-06 ± 3.791e-10	1.834e-05 ± 3.023e-09
350	0.005082 ± 3.225e-07	1.2766e-09 ± 1.52e-11	1.472e-06 ± 2.246e-10	1.133e-05 ± 1.877e-09
400	0.002942 ± 1.869e-07	9.708e-10 ± 1.449e-13	8.736e-07 ± 1.341e-10	6.644e-06 ± 1.133e-09
450	0.001731 ± 1.068e-07	5.846e-10 ± 8.57e-14	5.2608e-07 ± 7.8e-11	3.937e-06 ± 6.734e-10
500	0.001049 ± 7.102e-08	3.615e-10 ± 5.403e-14	3.253e-07 ± 4.83e-11	2.416e-06 ± 3.956e-10
550	0.0006546 ± 4.096e-08	2.299e-10 ± 3.399e-14	2.069e-07 ± 2.945e-11	1.534e-06 ± 2.559e-10
600	0.0004204 ± 2.756e-08	1.5e-10 ± 2.192e-14	1.35e-07 ± 1.92e-11	1.004e-06 ± 1.758e-10
650	0.0002769 ± 1.815e-08	1.002e-10 ± 1.393e-14	9.017e-08 ± 1.304e-11	6.733e-07 ± 1.047e-10
700	0.0001243 ± 2.283e-08	6.838e-11 ± 9.609e-15	6.153e-08 ± 8.556e-12	4.617e-07 ± 7.198e-11
750	8.741e-05 ± 1.497e-08	4.753e-11 ± 6.58e-15	4.276e-08 ± 5.757e-12	3.226e-07 ± 4.793e-11
800	6.249e-05 ± 1.124e-08	3.359e-11 ± 4.469e-15	3.022e-08 ± 4.173e-12	2.292e-07 ± 3.616e-11
850	4.536e-05 ± 7.629e-09	2.409e-11 ± 3.361e-15	2.167e-08 ± 3.003e-12	1.653e-07 ± 2.425e-11
900	3.338e-05 ± 5.715e-09	1.753e-11 ± 2.324e-15	1.577e-08 ± 2.232e-12	1.21e-07 ± 1.848e-11
950	2.485e-05 ± 4.142e-09	1.293e-11 ± 1.798e-15	1.163e-08 ± 1.584e-12	8.964e-08 ± 1.38e-11
1000	1.87e-05 ± 2.994e-09	9.648e-12 ± 1.411e-15	8.68e-09 ± 1.197e-12	6.718e-08 ± 1.014e-11

Tabla 4.6: Valores obtenidos de la sección eficaz de las simulaciones hechas con MadGraph 5. Con una energía de 13 TeV en el c.m. y $\lambda_6 = 10$ y $\lambda_7 = 10$.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

M_{H^0} [GeV]	DC1	DC2	DC3	DC4
250	$0.1724 \pm 4.914e-05$	$9.394e-08 \pm 2.189e-11$	$8.453e-05 \pm 2.024e-08$	$0.0006832 \pm 1.737e-07$
300	0.4658 ± 0.0001218	$2.607e-07 \pm 4.167e-11$	$0.0002347 \pm 3.735e-08$	$0.001834 \pm 3.068e-07$
350	$0.2937 \pm 7.353e-05$	$1.635e-07 \pm 2.611e-11$	$0.0001472 \pm 2.244e-08$	$0.001133 \pm 1.946e-07$
400	$0.1742 \pm 4.241e-05$	$9.71e-08 \pm 1.425e-11$	$8.736e-05 \pm 1.327e-08$	$0.0006644 \pm 1.222e-07$
450	$0.1038 \pm 2.529e-05$	$5.844e-08 \pm 8.504e-12$	$5.259e-05 \pm 7.672e-09$	$0.0003938 \pm 6.554e-08$
500	$0.0638 \pm 1.621e-05$	$3.615e-08 \pm 5.624e-12$	$3.253e-05 \pm 4.689e-09$	$0.0002415 \pm 3.992e-08$
550	$0.04064 \pm 9.918e-06$	$2.299e-08 \pm 3.331e-12$	$2.069e-05 \pm 3.014e-09$	$0.0001534 \pm 2.629e-08$
600	$0.02671 \pm 5.223e-06$	$1.501e-08 \pm 2.277e-12$	$1.35e-05 \pm 1.964e-09$	$0.0001004 \pm 1.654e-08$
650	$0.01802 \pm 3.188e-06$	$1.002e-08 \pm 1.42e-12$	$9.02e-06 \pm 1.283e-09$	$6.732e-05 \pm 1.093e-08$
700	$0.01243 \pm 2.259e-06$	$6.839e-09 \pm 9.896e-13$	$6.152e-06 \pm 8.668e-10$	$4.616e-05 \pm 7.995e-09$
750	$0.01243 \pm 2.259e-06$	$4.754e-09 \pm 6.645e-13$	$4.276e-06 \pm 5.845e-10$	$3.226e-05 \pm 4.98e-09$
800	$0.00874 \pm 1.6e-06$	$3.359e-09 \pm 4.747e-13$	$3.022e-06 \pm 4.223e-10$	$2.293e-05 \pm 3.51e-09$
850	$0.004537 \pm 7.551e-07$	$2.409e-09 \pm 3.373e-13$	$2.167e-06 \pm 2.977e-10$	$1.654e-05 \pm 2.525e-09$
900	$0.003337 \pm 5.641e-07$	$1.753e-09 \pm 2.373e-13$	$1.577e-06 \pm 2.177e-10$	$1.21e-05 \pm 1.838e-09$
950	$0.002485 \pm 4.03e-07$	$1.293e-09 \pm 1.911e-13$	$1.163e-06 \pm 1.55e-10$	$8.962e-06 \pm 1.423e-09$
1000	$0.00187 \pm 3.085e-07$	$9.649e-10 \pm 1.306e-13$	$8.679e-07 \pm 1.157e-10$	$6.718e-06 \pm 9.959e-10$

Tabla 4.7: Valores obtenidos de la sección eficaz de las simulaciones hechas con MadGraph 5. Con una energía de 13 TeV en el c.m. y $\lambda_6 = 100$ y $\lambda_7 = 100$.

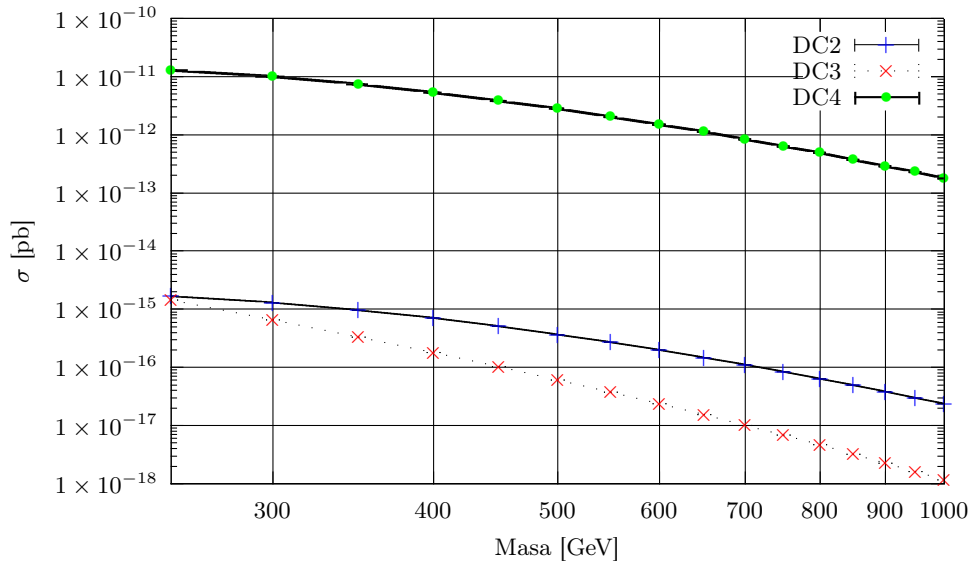


Figura 4.11: Se muestran los valores obtenidos para la sección eficaz, del decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado; que decae a dos bosones de Higgs neutros ligeros y cada uno de los bosones de Higgs decae en 2 fermiones (ver subsección 4.2.1). En un rango de 250 GeV a 1000 GeV, con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y con los valores de los parámetros $\lambda_6 = 0$ y $\lambda_7 = 0$.

4.2. VALORES DE LA SECCIÓN EFICAZ

masa del boson de Higgs cargado, $m_{h^\pm} = 250$ GeV, el pseudoescalar con $m_{A^0} = 62,5$ GeV [56]. También se consulto en la figura 1.1 y en el artículo [16] los valores de las masas de las partículas, para ver si se tenía que cambiar estos valores dentro de las simulaciones. Para los parámetros λ_i del potencial del sector escalar se dejaron los valores: $\lambda_1 = 1, \lambda_2 = 1, \lambda_3 = 1, \lambda_4 = 1, \lambda_5 = 1$ y para los siguientes parámetros se estableció que $\lambda_6 = 0, 1, 10, 100$ y $\lambda_7 = 0, 1, 10, 100$, por qué queremos saber que ocurre, con el fenómeno de LFV.

En el archivo *run_card.dat* se colocaron valores relacionados con el momento transversal (P_T), la pseudorapidity (η) y la separación entre vértices (ΔR); para los quarks bottom y los leptones cargados. En el apéndice C se puede ver parte del archivo *run_card.dat*, que es muy importante en las simulaciones, ya que nos permite establecer valores de restricciones físicas dentro de la simulación. La variable que se llama *min distance between b's* está relacionada ΔR . La variable que se llama *max rap for the b* está relacionada η de los quarks bottom y la última variable que nos interesa es *minimum pt for the b* relacionada con P_T . Para los leptones cargados se tomaron estos valores: $P_T = 20, \eta = 2,5$ y $\Delta R = 0,2$. Se consultó en [57] y [58] para los valores que se asigno para los parámetros de leptones. Para los quarks bottom se tomaron los siguientes valores: $P_T = 20, \eta = 2,4$ y $\Delta R = 0,4$, se consultó en [59]. También se consultó en [60]. Estos fueron los criterios físicos que se ocuparon en todas las simulaciones que se hicieron con MadGraph 5.

4.2.1. Procesos simulados

Actualmente en el detector CMS ya se tiene una medición precisa, del decaimiento de un bosón de Higgs a un par dos leptones: $\tau, \bar{\tau}$, con una significancia de 4.9σ , que se compara con una esperada de 4.7σ . Con la combinación de los datos de las energías de 7 TeV y 8 TeV en el c.m. del detector CMS, esto conduce a la primera observación por un solo experimento, con una significancia de 5.9σ . En comparación del decaimiento del bosón de Higgs a un par de muones ($\mu, \bar{\mu}$) y a un par electrones (e, \bar{e}), debido a sus bajas razones de decaimiento y la gran contribución del ruido de la señal [61]. El decaimiento de un bosón de Higgs a dos quarks bottom (b, \bar{b}), se ha logrado medir con una significancia 3.3σ y la teoría del ME ha predicho una significancia de 2.8σ [62]. También existe un estudio reciente del decaimiento de una resonancia pesada (masa entre 900-4000 GeV) a dos bosones de Higgs, a dos bosones de norma (W^\pm, Z) o un bosón de Higgs y un bosón de norma [63].

Se va a dar una breve descripción de los decaimientos que se hicieron y se va a colocar la sintaxis que se ocupó dentro de las simulaciones:

- La etiqueta **DC1** corresponde a un bosón de Higgs neutro pesado, que decae a dos bosones de 125 GeV, como el del ME; cada uno de los bosones de Higgs, decaen en dos quarks bottom (b, \bar{b}).
 - generate p p > h2 > h1 h1 , h1 > b b- /³ a g z w+ w- e+ e- mu+ mu- ta+ ta- b b- c c- s s- d d- u u- t t-
- La etiqueta **DC2** corresponde a un bosón de Higgs neutro pesado, que decae a dos bosones de 125 GeV, como el del ME; un bosón de Higgs neutro decae a dos leptones ($\tau, \bar{\tau}$) y el otro bosón de Higgs, decae a un: τ y $\bar{\mu}$. En este decaimiento se tiene el fenómeno de LFV.
 - generate p p > h2 > mu+ mu- ta+ mu- / a g z w+ w- e+ e- mu+ mu- ta+ ta- b b- c c- s s- d d- u u- t t-

³Este carácter sirve para excluir partículas innecesarias en el proceso simulado en MadGraph.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

- La etiqueta **DC3** corresponde a un bosón de Higgs neutro pesado, que decae a dos bosones de 125 GeV, como el del ME; un bosón de Higgs neutro decae a dos leptones ($\mu, \bar{\mu}$) y el otro bosón de Higgs decae a un: τ y $\bar{\mu}$. En este decaimiento se tiene el fenómeno de LFV.
 - generate p p > h2 > ta+ ta- ta+ mu- / a g z w+ w- e+ e- mu+ mu- ta+ ta- b b- c c- s s- d d- u u- t t-
- La etiqueta **DC4** corresponde a un bosón de Higgs neutro pesado, que decae a dos bosones de 125 GeV, como el del ME; un bosón de Higgs neutro decae a dos quarks bottom (b, \bar{b}) y el otro bosón de Higgs neutro decae a un: τ y $\bar{\mu}$. En este decaimiento se tiene el fenómeno de LFV.
 - generate p p > h2 > ta+ mu- b b / a g z w+ w- e+ e- mu+ mu- ta+ ta- b b- c c- s s- d d- u u- t t-

Dentro de MadGraph 5, se pueden excluir partículas en los procesos; esto nos permite ahorrar tiempo de cómputo; hacer menos difícil el análisis e interpretación de los resultados y los más importante evitar que se tengan contribuciones extra al valor de la sección eficaz. La función **all**; cuando se escribe esta función en las simulaciones, se consideran todos los posibles procesos que generan el mismo decaimiento. La función **display diagrams path**, se obtienen los diagramas de Feynman del proceso simulado. Se debe resaltar que, si no se escribe la sintaxis de manera correcta para la ejecución de MadGraph, marcará errores y se detendrá la simulación.

En la figura 4.11 observamos el comportamiento de la sección eficaz, en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV en el centro de masa de la colisión, con $\lambda_6 = 0$ y $\lambda_7 = 0$. Para la figura 4.12 se tienen similares condiciones para las simulaciones, excepto que los parámetros $\lambda_6 = 1$ y $\lambda_7 = 1$. La figura 4.13 se le cambio solamente los valores de $\lambda_6 = 10$ y $\lambda_7 = 10$ para la figura 4.14 fueron $\lambda_6 = 100$ y $\lambda_7 = 100$. En las tablas 4.4, 4.5, 4.6 y 4.7 se muestran los valores de las sección eficaz; obtenidos para los cuatro diferentes decaimientos que se simularon y en la tabla 4.3 se tienen, los valores de las razones de decaimiento de nuestro interés particular.

Para la obtención de la gráficas 4.15, 4.16, 4.17 y 4.18, se debe multiplicar la información de las secciones eficaces de las tablas 4.4, 4.5, 4.6 y 4.7 por la información de las razones de decaimiento de la tabla 4.3. La información resultante es el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV en el centro de masa de la colisión.

4.2.2. Valores de las Razones de Decaimiento con $M_{A^0} = M_{H^0}$

Los valores que se muestran de las razones de decaimiento, para este escenario se estableció como única diferencia que $M_{A^0} = M_{H^0}$, respecto a las simulaciones de 4.1, los resultados de las razones de decaimiento se pueden observar en la figuras 4.6, 4.19, 4.20 y 4.21. En las tablas 4.8, 4.9, 4.10 y 4.11 se muestran los valores obtenidos de las razones de decaimiento. En las figuras 4.22, 4.23, 4.24 y 4.25, se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado.

4.2. VALORES DE LA SECCIÓN EFICAZ

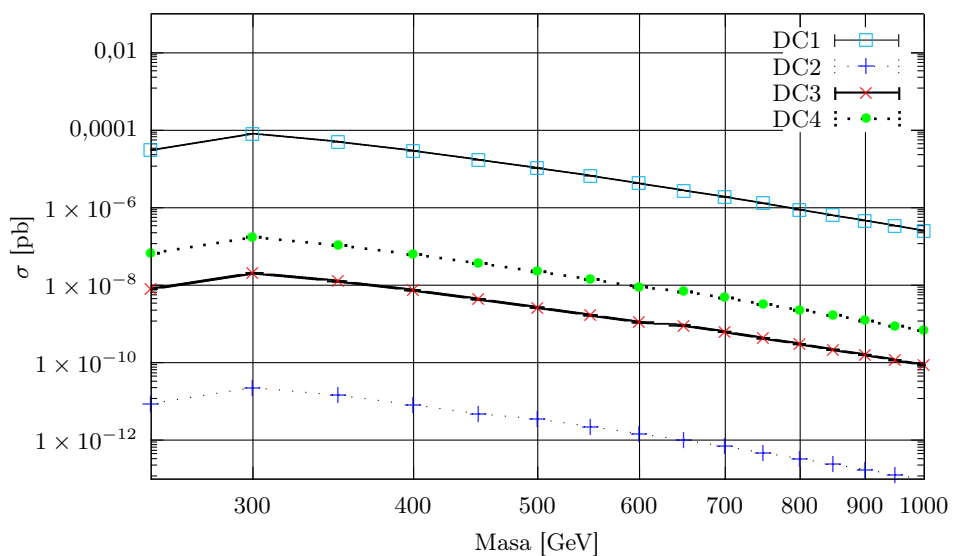


Figura 4.12: Se muestran los valores obtenidos para la sección eficaz, del decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado; que decae a dos bosones de Higgs neutros ligeros y cada uno de los bosones de Higgs decae en 2 fermiones (ver subsección 4.2.1). En un rango de 250 GeV a 1000 GeV, con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y con los valores de los parámetros $\lambda_6 = 1$ y $\lambda_7 = 1$.

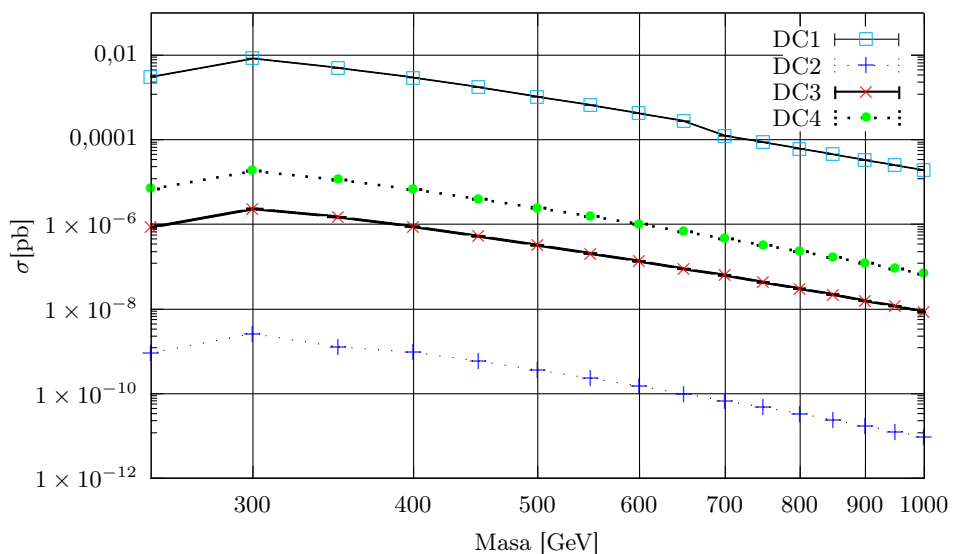


Figura 4.13: Se muestran los valores obtenidos para la sección eficaz, del decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado; que decae a dos bosones de Higgs neutros ligeros y cada uno de los bosones de Higgs decae en 2 fermiones (ver subsección 4.2.1). En un rango de 250 GeV a 1000 GeV, con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y con los valores de los parámetros $\lambda_6 = 10$ y $\lambda_7 = 10$.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

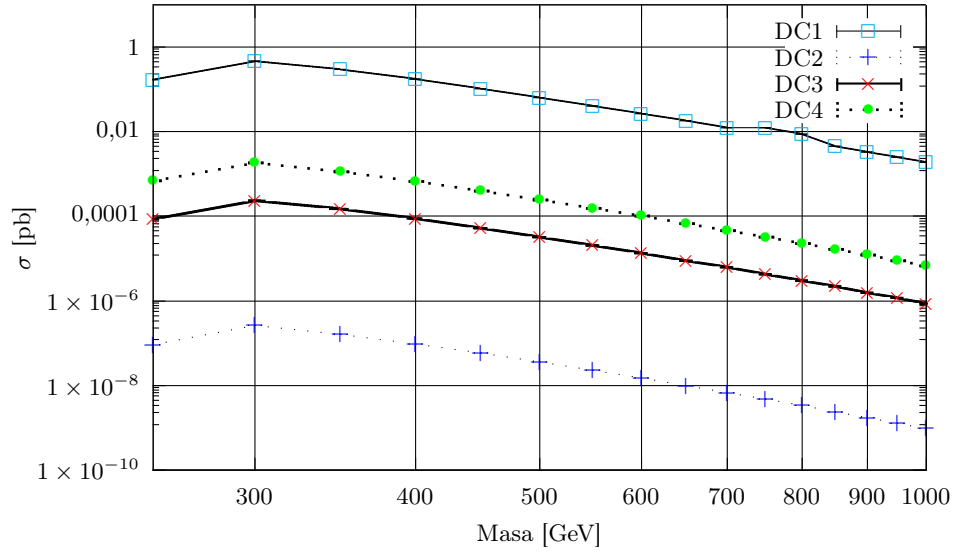


Figura 4.14: Se muestran los valores obtenidos para la sección eficaz, del decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado; que decae a dos bosones de Higgs neutros ligeros y cada uno de los bosones de Higgs decae en 2 fermiones (ver subsección 4.2.1). En un rango de 250 GeV a 1000 GeV, con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y con los valores de los parámetros $\lambda_6 = 100$ y $\lambda_7 = 100$.

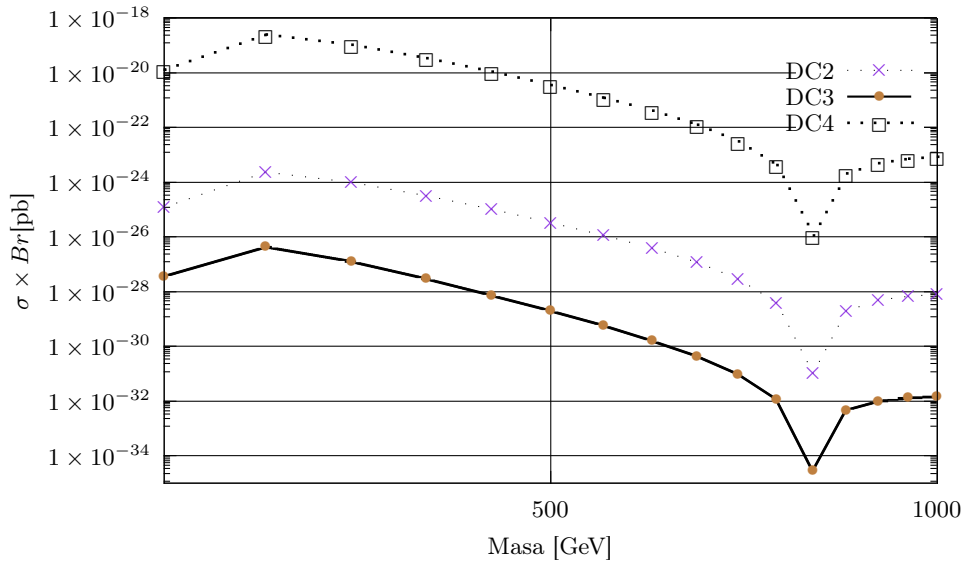


Figura 4.15: Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 0$ y $\lambda_7 = 0$.

4.2. VALORES DE LA SECCIÓN EFICAZ

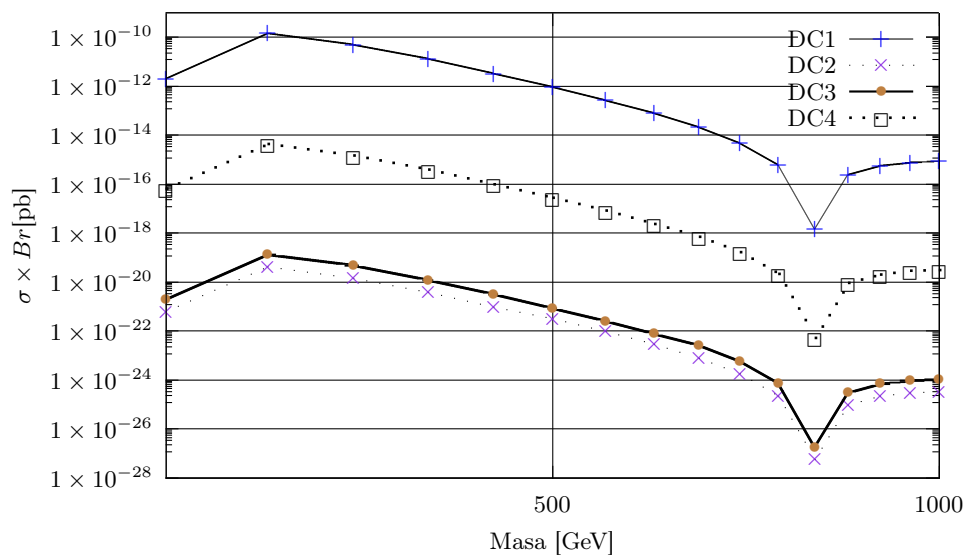


Figura 4.16: Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 1$ y $\lambda_7 = 1$.

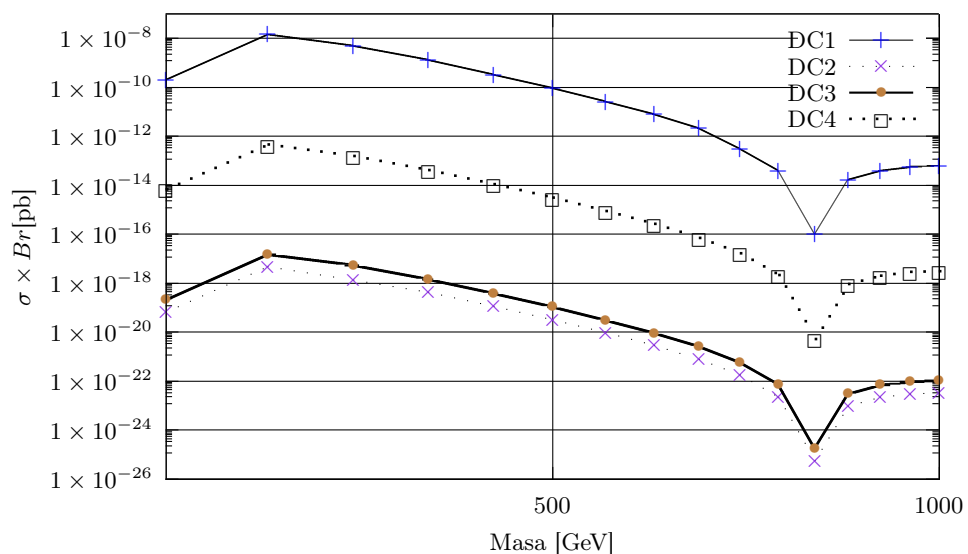


Figura 4.17: Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 10$ y $\lambda_7 = 10$.

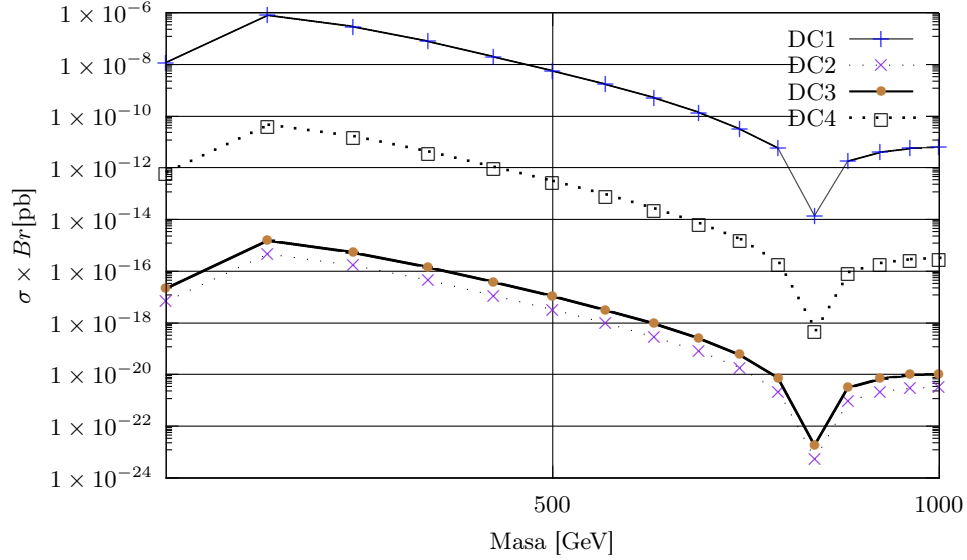


Figura 4.18: Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 100$ y $\lambda_7 = 100$.

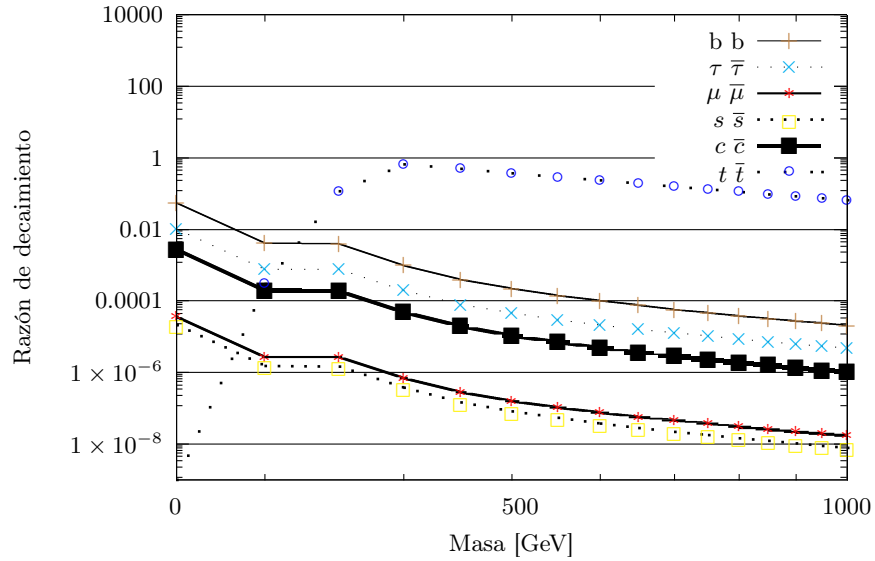


Figura 4.19: Se muestra el comportamiento de las razones de decaimiento para los siguientes modos: $b \bar{b}$, $\tau \bar{\tau}$, $\mu \bar{\mu}$, $s \bar{s}$, $c \bar{c}$ y $t \bar{t}$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$.

4.2. VALORES DE LA SECCIÓN EFICAZ

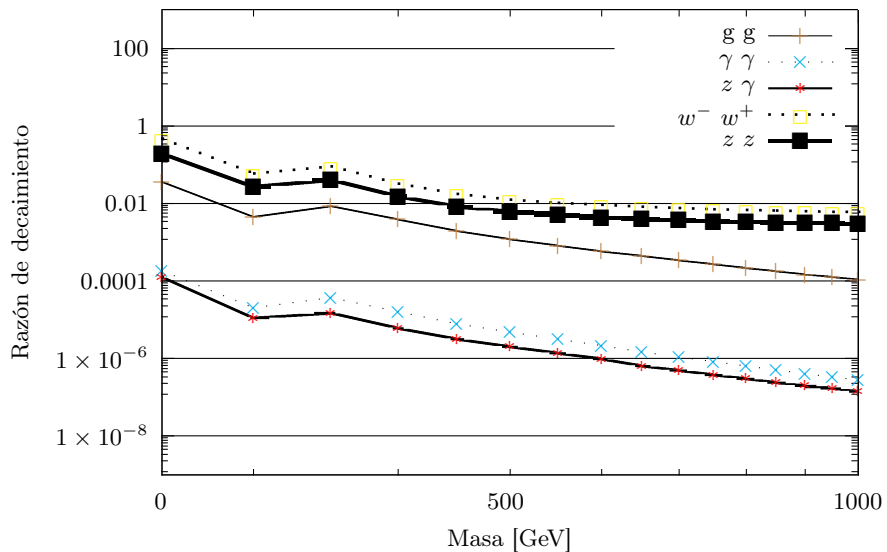


Figura 4.20: Se muestra el comportamiento de las razones de decaimiento para los siguientes modos: $g g$, $\gamma \gamma$, $z \gamma$, $w^- w^+$ y $z z$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$.

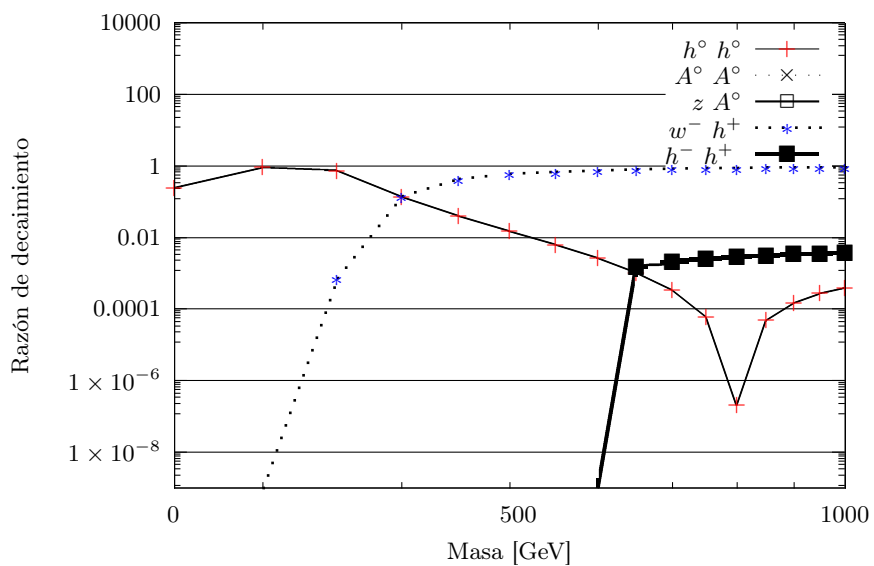


Figura 4.21: Se muestra el comportamiento de las razones de decaimiento para los siguientes modos: $h^0 h^0$, $A^0 A^0$, $z A^0$, $w^- h^+$ y $h^- h^+$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

M_{H° [GeV]	$b \bar{b}$	$\tau \bar{\tau}$	$\mu \bar{\mu}$	$s \bar{s}$	$c \bar{c}$	$t \bar{t}$
250	0.5567E-01	0.1026E-01	0.3630E-04	0.2100E-04	0.2724E-02	0.000
300	0.4057E-02	0.7735E-03	0.2736E-05	0.1530E-05	0.1985E-03	0.2954E-03
350	0.3917E-02	0.7679E-03	0.2716E-05	0.1477E-05	0.1917E-03	0.1165
400	0.9788E-03	0.1964E-03	0.6947E-06	0.3691E-06	0.4789E-04	0.6669
450	0.3938E-03	0.8067E-04	0.2853E-06	0.1485E-06	0.1927E-04	0.4988
500	0.2186E-03	0.4557E-04	0.1612E-06	0.8239E-07	0.1069E-04	0.3745
550	0.1414E-03	0.2995E-04	0.1059E-06	0.5329E-07	0.6917E-05	0.2899
600	0.9989E-04	0.2147E-04	0.7591E-07	0.3764E-07	0.4887E-05	0.2304
650	0.7466E-04	0.1626E-04	0.5748E-07	0.2813E-07	0.3653E-05	0.1871
700	0.5817E-04	0.1282E-04	0.4533E-07	0.2192E-07	0.2846E-05	0.1548
750	0.4673E-04	0.1041E-04	0.3681E-07	0.1761E-07	0.2286E-05	0.1302
800	0.3844E-04	0.8651E-05	0.3059E-07	0.1448E-07	0.1881E-05	0.1110
850	0.3222E-04	0.7321E-05	0.2589E-07	0.1214E-07	0.1577E-05	0.9570E-01
900	0.2743E-04	0.6288E-05	0.2224E-07	0.1033E-07	0.1342E-05	0.8334E-01
950	0.2366E-04	0.5468E-05	0.1934E-07	0.8911E-08	0.1157E-05	0.7322E-01
1000	0.2062E-04	0.4804E-05	0.1699E-07	0.7768E-08	0.1009E-05	0.6483E-01

Tabla 4.8: Valores de las razones de decaimiento de los siguientes modos: $b \bar{b}$, $\tau \bar{\tau}$, $\mu \bar{\mu}$, $s \bar{s}$, $c \bar{c}$ y $t \bar{t}$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$.

M_{H° [GeV]	$g g$	$\gamma \gamma$	$z \gamma$	$w^- w^+$	$z z$
250	0.3604E-01	0.1828E-03	0.1258E-03	0.4570	0.1935
300	0.4507E-02	0.1999E-04	0.1122E-04	0.5937E-01	0.2635E-01
350	0.8701E-02	0.3772E-04	0.1474E-04	0.8969E-01	0.4098E-01
400	0.3850E-02	0.1634E-04	0.6073E-05	0.3226E-01	0.1503E-01
450	0.1931E-02	0.7938E-05	0.3132E-05	0.1764E-01	0.8339E-02
500	0.1190E-02	0.4758E-05	0.1983E-05	0.1276E-01	0.6095E-02
550	0.8095E-03	0.3153E-05	0.1373E-05	0.1043E-01	0.5019E-02
600	0.5845E-03	0.2165E-05	0.9711E-06	0.9084E-02	0.4397E-02
650	0.4388E-03	0.1460E-05	0.6466E-06	0.8205E-02	0.3990E-02
700	0.3398E-03	0.1078E-05	0.4839E-06	0.7601E-02	0.3709E-02
750	0.2694E-03	0.8219E-06	0.3753E-06	0.7161E-02	0.3505E-02
800	0.2176E-03	0.6420E-06	0.2983E-06	0.6829E-02	0.3351E-02
850	0.1787E-03	0.5110E-06	0.2418E-06	0.6570E-02	0.3230E-02
900	0.1486E-03	0.4130E-06	0.1991E-06	0.6364E-02	0.3134E-02
950	0.1251E-03	0.3383E-06	0.1661E-06	0.6197E-02	0.3056E-02
1000	0.1063E-03	0.2802E-06	0.1403E-06	0.6059E-02	0.2992E-02

Tabla 4.9: Valores de las razones de decaimiento de los siguientes modos: $g g$, $\gamma \gamma$, $z \gamma$, $w^- w^+$ y $z z$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$.

4.2. VALORES DE LA SECCIÓN EFICAZ

M_{H° [GeV]	$h^\circ h^\circ$	$A^\circ A^\circ$	$z A^\circ$	$w^- h^+$	$h^- h^+$
250	0.2445	0.000	0.000	0.000	0.000
300	0.9044	0.000	0.000	0.000	0.000
350	0.7385	0.000	0.000	0.7466E-03	0.000
400	0.1386	0.000	0.000	0.1422	0.000
450	0.3971E-01	0.000	0.000	0.4331	0.000
500	0.1500E-01	0.000	0.000	0.5902	0.000
550	0.6249E-02	0.000	0.000	0.6874	0.000
600	0.2627E-02	0.000	0.000	0.7527	0.000
650	0.1028E-02	0.000	0.000	0.7977	0.1451E-02
700	0.3293E-03	0.000	0.000	0.8310	0.2062E-02
750	0.5882E-04	0.000	0.000	0.8562	0.2505E-02
800	0.2029E-06	0.000	0.000	0.8757	0.2849E-02
850	0.4747E-04	0.000	0.000	0.8911	0.3125E-02
900	0.1463E-03	0.000	0.000	0.9035	0.3350E-02
950	0.2679E-03	0.000	0.000	0.9136	0.3537E-02
1000	0.3970E-03	0.000	0.000	0.9219	0.3694E-02

Tabla 4.10: Valores de las razones de decaimiento de los siguientes modos: $h^\circ h^\circ$, $A^\circ A^\circ$, $z A^\circ$, $w^- h^+$, $h^- h^+$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$.

M_{H° [GeV]	DC1	DC2	DC3	DC4
250	0.097597368	1.00E-04	3.55E-07	1.40E-03
300	0.361010469	3.71E-04	1.31E-06	5.17E-03
350	0.294787961	3.03E-04	1.07E-06	4.23E-03
400	0.055325134	5.68E-05	2.01E-07	7.93E-04
450	1.59E-02	1.63E-05	5.76E-08	2.27E-04
500	5.99E-03	6.15E-06	2.18E-08	8.58E-05
550	2.49E-03	2.56E-06	9.07E-09	3.58E-05
600	1.05E-03	1.08E-06	3.81E-09	1.50E-05
650	4.10E-04	4.22E-07	1.49E-09	5.88E-06
700	1.31E-04	1.35E-07	4.78E-10	1.88E-06
750	2.35E-05	2.41E-08	8.54E-11	3.37E-07
800	8.10E-08	8.32E-11	2.95E-13	1.16E-09
850	1.89E-05	1.95E-08	6.89E-11	2.72E-07
900	5.84E-05	6.00E-08	2.12E-10	8.37E-07
950	1.07E-04	1.10E-07	3.89E-10	1.53E-06
1000	1.58E-04	1.63E-07	5.76E-10	2.27E-06

Tabla 4.11: Valores de las razones de decaimiento para los procesos de nuestro interés, con $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

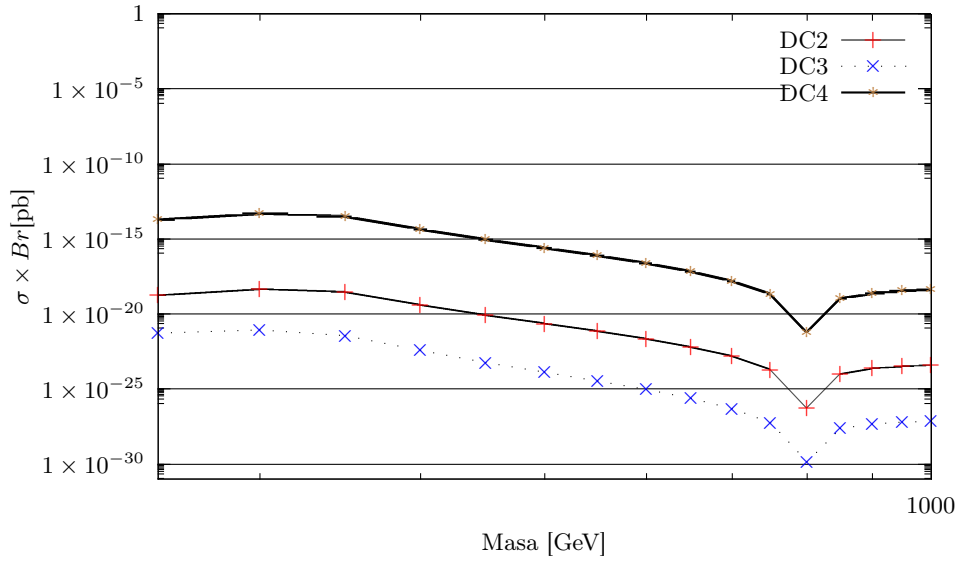


Figura 4.22: Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 0$ y $\lambda_7 = 0$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$.

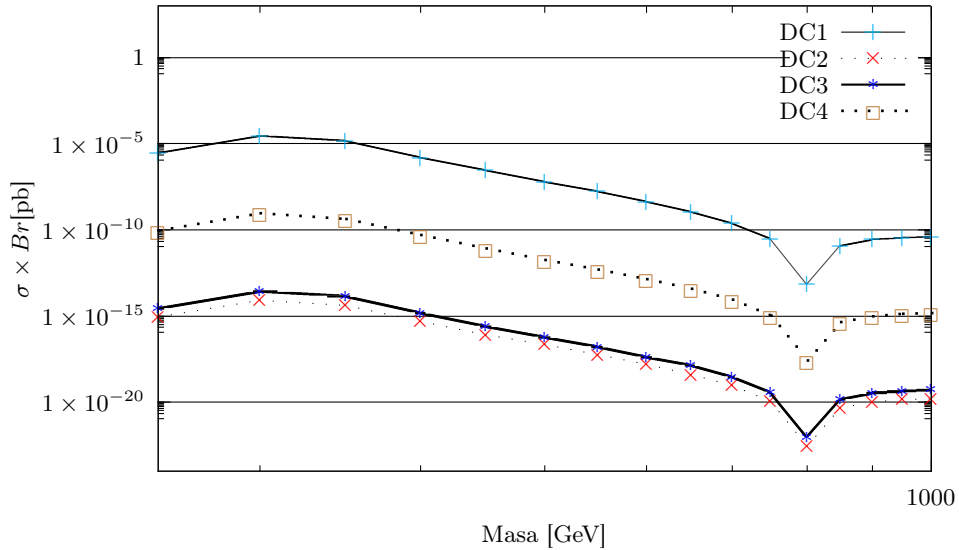


Figura 4.23: Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 1$ y $\lambda_7 = 1$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$.

4.2. VALORES DE LA SECCIÓN EFICAZ

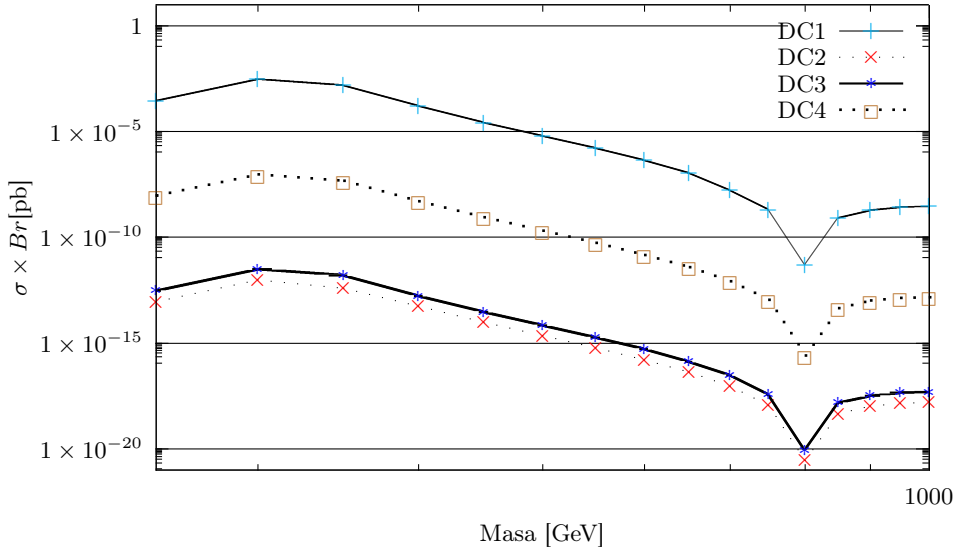


Figura 4.24: Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 10$ y $\lambda_7 = 10$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$.

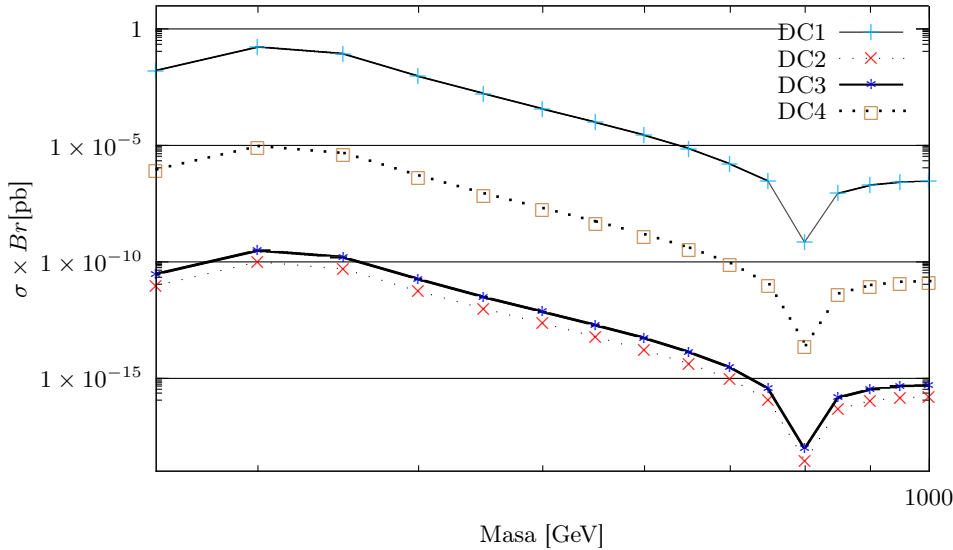


Figura 4.25: Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 100$ y $\lambda_7 = 100$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se hicieron simulaciones en el modelo 2HDM, con el software HDECAY y MadGraph 5, de un bosón de Higgs neutro pesado que decae a un par de bosones de Higgs de 125 GeV, como el del Modelo Estándar; uno de los bosones de Higgs decae, en los siguientes modos: $\tau \bar{\tau}$, $\mu \bar{\mu}$, $b \bar{b}$, y el otro bosón de Higgs decae, a dos leptones de diferente sabor: $\mu \bar{\tau}$. Nuestro interés particular, son los procesos que presenten violación del número leptónico de sabor, surgió por un trabajo que hizo la colaboración de CMS [9], en el año de 2015. Se estudiaron aspectos teóricos del Modelo Estándar y del Modelo de Dos Dobletes de Higgs, con la finalidad de poder tener un mayor entendimiento de los resultados. Con lo que finalmente podemos concluir:

- α Los valores de las razones de decaimiento de los procesos DC1, DC2, DC3, DC4 (ver subsección 4.2.1); tienen una probabilidad baja de suceder, de 5 a 9 órdenes de magnitud de diferencia (ver figura 4.3), en comparación de los siguientes modos de decaimiento para un bosón de Higgs neutro pesado: $w^+ h^-$, $w^+ w^-$, $z A^0$, $z z$, $h^- h^+$, $h^0 h^0$, y $t \bar{t}$, en el modelo 2HDM.
- α El proceso DC4 tiene una mayor posibilidad de suceder en comparación de los procesos DC2 y DC3. Los tres procesos precedentes, cuentan con violación de sabor del número leptónico, en uno de sus vértices. Cuando se les asignó el valor de 100, a los parámetros λ_6 y λ_7 , cuando $M_{A^0} \neq M_{H^0}$.
- α Se pudo conocer el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la tasa de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 GeV a 1000 GeV, con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 100$ y $\lambda_7 = 100$, y el proceso DC1 es el que tiene la mayor probabilidad de suceder (ver figura 4.18), cuando $M_{A^0} \neq M_{H^0}$.
- α Para los valores de la figura 4.6 de las razones de decaimiento de los procesos de nuestro interés, cuando se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$, mejoran en 6 ordenes de magnitud en comparación de los resultados de los valores de las razones de decaimiento de la figura 4.5.
- α Se pudo conocer el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la tasa de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 GeV a 1000 GeV, con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 100$ y $\lambda_7 = 100$, y el proceso DC1 es el que tiene la mayor probabilidad de suceder, ver figura (4.25), cuando se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$ y mejoran en 6 ordenes de magnitud en comparación de los resultados de la figura 4.18.

α Se encontró que el bosón de Higgs neutro pesado, que decae a dos bosones de Higgs de 125 GeV, en el rango de masas de 796.900-796.9181 GeV, tiene puntos en donde la función se anula (se vuelven cero), en el valor de la razón de decaimiento y también en el valor de 569 GeV, cuando decae a dos pseudoescalares (ver figura 4.2, 4.3). Esto sucede, porque se tienen ceros en las funciones de los acoplamientos trilineales de estos dos modos de decaimiento, ver figura 4.4. De igual manera se encontró que cerca del valor 800 GeV, se tiene un cero en el valor de la razón de decaimiento (ver figura 4.5), cuando se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$.

α El uso de recursos de computación de alto rendimiento (HPC), en física de altas energías, se ha vuelto una herramienta de análisis, almacenamiento, simulaciones, distribución, manipulación, etc. de los datos y muy indispensable para el desarrollo de la investigación científica.

Apéndice A

Teorema de Noether

Con el teorema de Noether podemos conocer las simetrías que tiene nuestro sistema físico. Por cada simetría que tenga la lagrangiana; existe una cantidad física que se conserva [64]. Desde el punto de vista de la teoría cuántica de campos: La simetría que tiene la acción de la densidad lagrangiana, se asocia con un término de corriente conservada. Consideramos un conjunto de campos $\phi_j(x)$ donde $j = 1, 2, \dots, N$. La acción tiene la siguiente estructura matemática [65]:

$$S[\phi] = \int \mathcal{L}(\phi_j(x), \partial_\mu \phi_j(x)) d^4x \quad (\text{A.1})$$

\mathcal{L} es la densidad lagrangiana. El índice j corresponde a un tipo de sabor del campo. Se consideró el caso más simple, cuando $j = 1$. La densidad lagrangiana sólo depende de un campo y la ecuación de movimiento es

$$\partial_\mu \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta(\partial_\mu \phi)} = \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \phi} \quad (\text{A.2})$$

Se hizo un cambio infinitesimal sobre el campo

$$S'[\phi] = S[\phi + \delta\phi] \quad (\text{A.3})$$

Con la variación de la acción y el uso del principio variacional, se especifica el valor inicial y final del campo. Con lo que se obtiene una trayectoria clásica única. El conjunto de todas las trayectorias quedó definido; como el espacio de fase del sistema [66].

$$\mathcal{L}(\phi + \delta\phi, \partial\phi + \delta\partial\phi) = \mathcal{L}(\phi, \partial\phi) + \partial_\mu V^\mu(\phi, \partial\phi, \delta\phi) \quad (\text{A.4})$$

donde V^μ , es un función vectorial de orden $\delta\phi$. Se descartan términos superficiales en la integral d^4x para que los términos de V^μ y no contribuyan a la acción. Se hace una resta de la ecuación A.4, menos el valor de la densidad lagrangiana original que, con lo que se obtuvo

$$\mathcal{L}(\phi + \delta\phi, \partial\phi + \delta\partial\phi) - \mathcal{L}(\phi, \partial\phi) = \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \phi} \delta\phi + \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta(\partial_\mu \phi)} \partial_\mu \delta\phi \quad (\text{A.5})$$

como δ no depende del parámetro μ ; se cumple que $\delta\partial_\mu \phi = \partial_\mu \delta\phi$. La ecuación A.5 no contiene ningún índice de sabor. Se definió un nuevo campo

$$N^\mu = \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta(\partial_\mu \phi)} \delta\phi - V^\mu \quad (\text{A.6})$$

se pide que la derivada respecto a μ de N^μ cumpla la siguiente relación

$$\partial_\mu N^\mu = 0 \quad (\text{A.7})$$

Nos interesarán las simetrías que puedan existir en la lagrangiana; no solo la acción, en cuyo caso $V = 0$. En particular las simetrías son transformaciones unitaria lineales en los campos. La variación infinitesimal del campo ϕ , se escribe como:

$$\delta\phi = i\epsilon_a T^a \phi \quad (\text{A.8})$$

donde T^a , es un conjunto matrices hermíticas (actúan sobre el espacio de sabores), de dimensiones $N \times N$, el valor de $a = 1 \dots m$, ϵ_a es un parámetro infinitesimal. Se pide que $\epsilon_a \ll 1$. Para garantizar que la transformación sea finita. Nos auxiliamos de la función exponencial y se hizo una nueva redefinición del campo ϕ

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{i\epsilon_a T^a} \phi \quad (\text{A.9})$$

los términos de T^a , se le conoce como los *generadores*¹ de las transformaciones. Aunque estos generadores no son cualquier matriz hermítica; deben cumplir la siguiente relación matemática

$$[T^a, T^b] = i f_{abc} T^c \quad (\text{A.10})$$

donde f_{abc} , es una constante de estructura de la álgebra de Lie. Para el grupo $SU(2)$ se pide que T^a para $a = 1, 2, 3$. y la ecuación A.10 tiene la siguientes estructura

$$[T^a, T^b] = i\epsilon_{abc} T^c \quad (\text{A.11})$$

conmutan con todos los demás generadores. ϵ_{abc} es un factor del grupo $SU(2)$. El álgebra siempre se puede descomponer en factores; llamados subálgebras *simples*, y este conjunto de generadores conmutan con el grupo llamado $U(1)$. Se normalizan las subálgebras simple

$$\sum_{c,d} f_{acd} f_{bcd} = k \delta_{ab} \quad (\text{A.12})$$

para está representación

$$\text{tr}(T^a T^b) \propto \delta_{ab} \quad (\text{A.13})$$

para el grupo $SU(n)$ la constante k , de la ecuación A.12 vale $k=n$. Por lo que para el grupo $SU(2)$, está constante vale $k=2$

$$\text{tr}(T^a T^b) = \frac{1}{2} \delta_{ab} \quad (\text{A.14})$$

La simetría de la ecuación A.8 ó A.9 actúa solo en el espacio de sabor; tiene dependencia en espacio-tiempo de los campos, se denomina *simetría de norma ó simetría local*. Si el parámetro ϵ_a ; de las ecuaciones A.8, A.9 es independiente del espacio y tiempo, se le denomina *simetría global*.

Las simetrías globales implican rotaciones del campo ϕ ; en el espacio de sabor, de igual manera en todos los puntos del espacio y en todo momento. Se introduce una simetría global sobre el campo ϕ de la ecuación A.6, el término $V^\mu = 0$. Se llama a esta función como: *Corriente Conservada*.

$$N^\mu = \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta(\partial_\mu \phi)} i\epsilon_a T^a \delta\phi \quad (\text{A.15})$$

el parámetro $\epsilon \ll 1$, la ecuación A.15 se reescribe en la ecuación A.16, se le conoce como la *Corriente de Noether*.

$$J_a^\mu = -i \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta(\partial_\mu \phi)} T^a \delta\phi \quad : \quad \text{para } a = 1 \dots m, m \in \mathbb{R}. \quad (\text{A.16})$$

¹Son operadores hermíticos, que originan una transformación unitaria en el espacio de Hilbert [66].

APÉNDICE A. TEOREMA DE NOETHER

La corriente de Noether desempeña un papel especial; para encontrar un conjunto de infinitesimales transformaciones sobre los campos ϕ_j que dejan al lagrangiano invariante [67]. En este caso, tenemos $\delta\mathcal{L} = 0$, y decimos que el lagrangiano tiene una simetría continua. Si tenemos que

$$\partial_\mu J^\mu = 0 \tag{A.17}$$

los campos ϕ_j , satisfacen la restricción de la ecuación A.17; por lo que se conserva la corriente de Noether [67].

Apéndice B

Reglas de Feynman

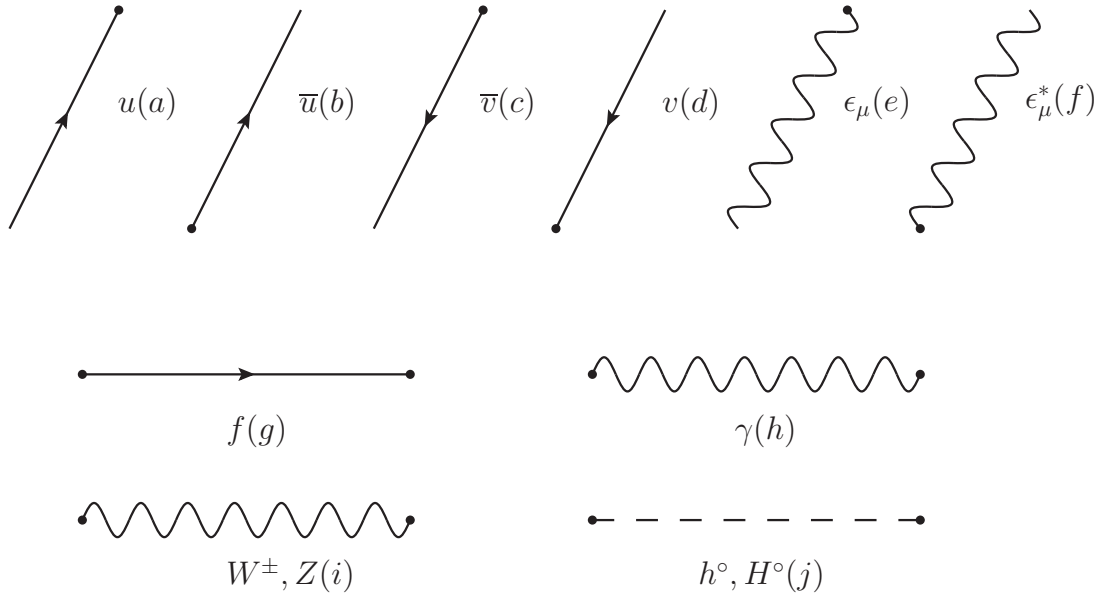


Figura B.1: Reglas de Feynman para fermiones; antifermiones y los bosones γ, Z, W^\pm . De las subfiguras (a) hasta la subfigura (f), se catalogan como líneas externas y de la subfigura (g) a la subfigura (j), son las líneas internas de un diagrama de Feynman. Información consultada en [68].

En la figura B.1 se tienen las líneas gráficas; que sirven para representar los fermiones, antifermiones y bosones. Sirven para construir de mejor manera la función, conocida como: **Amplitud** y la **amplitud cuadrática**. Las dos funciones mencionadas previamente son importantes: Porque son el núcleo de la función de la **sección eficaz** y la función del **ancho del decaimiento**. En la figura 4.10 las líneas con las etiquetas de los quarks y se conectan con el h^2 se conocen como vértices (punto en donde se crean o aniquilan las partículas); corresponden a las líneas externas (son partículas reales) del diagrama y donde se tiene la etiqueta de h^2 , es la línea interna (son partículas virtuales) del diagrama.

Para las líneas externas se tienen las siguientes reglas:

- En la subfigura (a); se tiene una línea de un fermión, que entra a un acoplamiento. Con un factor multiplicativo u .
- En la subfigura (b); se tiene una línea de un fermión, que sale de un acoplamiento. Con un factor multiplicativo de \bar{u} .
- En la subfigura (c); se tiene una línea de un antifermión, que sale de un acoplamiento. Con un factor multiplicativo v .
- En la subfigura (d); se tiene una línea de un antifermión, que entra a un acoplamiento. Con un factor multiplicativo de \bar{v} .
- En la subfigura (e); se tiene una línea de un fotón, que entra a un acoplamiento. Con un factor multiplicativo ϵ_μ .
- En la subfigura (f); se tiene una línea de un fotón, que sale de un acoplamiento. Con un factor multiplicativo ϵ_μ^* .

Para las líneas internas (**propagadores**) en un diagrama de Feynman se tienen las siguientes reglas; se consulto en diversas fuentes, para conocer el valor adecuado del factor multiplicativo [68],[69] y [70]:

- En la subfigura (g) se tiene un fermión; con su factor multiplicativo de

$$\frac{-i(\not{p} + m_f)}{p^2 - m_f^2} \quad (\text{B.1})$$

- En la subfigura (h) se tiene un fotón; con su factor multiplicativo de

$$\frac{-ig_{\mu\nu}}{p^2} \quad (\text{B.2})$$

- En la subfigura (i) se tiene un bosón (W^\pm, Z); con su factor multiplicativo de

$$\frac{-i\left(g_{\mu\nu} - \frac{P_\mu P_\nu}{m_B^2}\right)}{p^2 - m_B^2} \quad (\text{B.3})$$

- En la subfigura (j) se tiene un bosón de Higgs; con su factor multiplicativo de

$$\frac{i}{p^2 - m_h^2} \quad (\text{B.4})$$

para los acoplamientos¹ el factor que contribuyen con

$$ie\gamma^\mu \quad (\text{B.5})$$

¹Punto en donde se unen al menos dos líneas.

Apéndice C

Archivo run_card.dat

```
#####
# Standard Cuts
#####
#
#####
# Minimum and maximum pt's (for max, -1 means no cut) *
#####
 20 = ptj      ! minimum pt for the jets
 20 = ptb      ! minimum pt for the b
 10 = pta      ! minimum pt for the photons
 20 = ptl      ! minimum pt for the charged leptons
 0 = misset    ! minimum missing Et (sum of neutrino's momenta)
 0 = ptheavy   ! minimum pt for one heavy final state
 1.0 = ptonium ! minimum pt for the quarkonium states
-1 = ptjmax    ! maximum pt for the jets
-1 = ptbmax    ! maximum pt for the b
-1 = ptamax    ! maximum pt for the photons
-1 = ptlmax    ! maximum pt for the charged leptons
-1 = missetmax ! maximum missing Et (sum of neutrino's momenta)
#####
# Minimum and maximum E's (in the center of mass frame) *
#####
 0 = ej      ! minimum E for the jets
 0 = eb      ! minimum E for the b
 0 = ea      ! minimum E for the photons
 0 = el      ! minimum E for the charged leptons
-1 = ejmax   ! maximum E for the jets
-1 = ebmax   ! maximum E for the b
-1 = eamax   ! maximum E for the photons
-1 = elmax   ! maximum E for the charged leptons
#####
# Maximum and minimum absolute rapidity (for max, -1 means no cut) *
#####
 5 = etaj     ! max rap for the jets
 2.4 = etab   ! max rap for the b
 2.5 = etaa   ! max rap for the photons
```

```

2.5 = etal      ! max rap for the charged leptons
0.6 = etaonium ! max rap for the quarkonium states
  0 = etajmin  ! min rap for the jets
  0 = etabmin  ! min rap for the b
  0 = etaamin  ! min rap for the photons
  0 = etalmin  ! min rap for the charged leptons
#*****
# Minimum and maximum DeltaR distance *
#*****
  0.4 = drjj    ! min distance between jets
  0.4 = drbb    ! min distance between b's
  0.2 = drll    ! min distance between leptons
  0.4 = draa    ! min distance between gammas
  0    = drbj    ! min distance between b and jet
  0.4 = draj    ! min distance between gamma and jet
  0.4 = drjl    ! min distance between jet and lepton
  0    = drab    ! min distance between gamma and b
  0    = drbl    ! min distance between b and lepton
  0.4 = dral    ! min distance between gamma and lepton
-1    = drjjmax ! max distance between jets
-1    = drbbmax ! max distance between b's
-1    = drllmax ! max distance between leptons
-1    = draamax ! max distance between gammas
-1    = drbjmax ! max distance between b and jet
-1    = drajmax ! max distance between gamma and jet
-1    = drjlmax ! max distance between jet and lepton
-1    = drabmax ! max distance between gamma and b
-1    = drblmax ! max distance between b and lepton
-1    = dralmax ! max distance between gamma and lepton

```

Código C.1: Fragmento del archivo run_card.dat.

Apéndice D

Valores de los ceros en las Razones de Decaimiento

En la tablas [D.1](#),[D.2](#) se muestran los valores que se obtuvieron con HDECAY, de las razones de decaimiento, de un bosón de Higgs neutro pesado y se puede apreciar los valores en donde ocurren los ceros en la función (ver figura [4.3](#)). Se observa el comportamiento de los acoplamientos trilineales en la figura [4.4](#).

<i>Masa</i> [GeV]	$h^\circ h^\circ$	$A^\circ A^\circ$	$z A^\circ$	$h^- h^+$
250.000	0.5114E-02	0.1354	0.8437	0.000
275.000	0.1528	0.6688E-01	0.7669	0.000
300.000	0.1298	0.4085E-01	0.8157	0.000
350.000	0.7398E-01	0.1584E-01	0.8840	0.000
400.000	0.3278E-01	0.4930E-02	0.7585	0.000
450.000	0.1436E-01	0.1355E-02	0.6370	0.000
500.000	0.6586E-02	0.2804E-03	0.5605	0.000
550.000	0.3058E-02	0.1405E-04	0.5106	0.000
569.000	0.2272E-02	0.5372E-09	0.4961	0.000
570.000	0.2236E-02	0.4317E-07	0.4954	0.000
575.000	0.2066E-02	0.1236E-05	0.4919	0.000
577.000	0.2001E-02	0.2145E-05	0.4905	0.000
578.000	0.1969E-02	0.2686E-05	0.4899	0.000
580.000	0.1907E-02	0.3939E-05	0.4885	0.000
590.000	0.1623E-02	0.1328E-04	0.4821	0.000
600.000	0.1376E-02	0.2699E-04	0.4761	0.000
650.000	0.5645E-03	0.1353E-03	0.4507	0.7971E-03
675.000	0.3380E-03	0.2016E-03	0.4405	0.9984E-03
700.000	0.1871E-03	0.2701E-03	0.4317	0.1171E-02
750.000	0.3427E-04	0.4049E-03	0.4170	0.1459E-02
760.000	0.2025E-04	0.4309E-03	0.4145	0.1510E-02
770.000	0.1028E-04	0.4564E-03	0.4120	0.1558E-02
780.000	0.3879E-05	0.4814E-03	0.4097	0.1605E-02

Tabla D.1: Valores de las razones de decaimiento, de un bosón de Higgs neutro pesado, en el modelo 2HDM.

<i>Masa</i> [GeV]	$h^\circ h^\circ$	$A^\circ A^\circ$	$z A^\circ$	$h^- h^+$
790.000	0.6178E-06	0.5059E-03	0.4075	0.1650E-02
795.000	0.4550E-07	0.5180E-03	0.4064	0.1671E-02
796.000	0.1005E-07	0.5204E-03	0.4062	0.1676E-02
796.500	0.1927E-08	0.5216E-03	0.4061	0.1678E-02
796.800	0.1030E-09	0.5223E-03	0.4060	0.1679E-02
796.900	0.1189E-11	0.5226E-03	0.4060	0.1679E-02
796.905	0.2730E-11	0.5226E-03	0.4060	0.1679E-02
796.910	0.4902E-11	0.5226E-03	0.4060	0.1679E-02
796.915	0.7706E-11	0.5226E-03	0.4060	0.1679E-02
796.916	0.8343E-11	0.5226E-03	0.4060	0.1679E-02
796.917	0.9004E-11	0.5226E-03	0.4060	0.1679E-02
796.918	0.9691E-11	0.5226E-03	0.4060	0.1679E-02
796.9181	0.9762E-11	0.5226E-03	0.4060	0.1679E-02
796.9185	0.1004E-10	0.5226E-03	0.4060	0.1679E-02
796.920	0.1114E-10	0.5226E-03	0.4060	0.1680E-02
796.950	0.4501E-10	0.5227E-03	0.4060	0.1680E-02
796.999	0.1492E-09	0.5228E-03	0.4060	0.1680E-02
797.000	0.1519E-09	0.5228E-03	0.4060	0.1680E-02
797.050	0.3219E-09	0.5229E-03	0.4060	0.1680E-02
797.500	0.4683E-08	0.5240E-03	0.4059	0.1682E-02
798.000	0.1548E-07	0.5252E-03	0.4058	0.1684E-02
800.000	0.1205E-06	0.5299E-03	0.4054	0.1693E-02
807.000	0.1237E-05	0.5465E-03	0.4039	0.1722E-02
850.000	0.2864E-04	0.6422E-03	0.3960	0.1885E-02
900.000	0.8937E-04	0.7417E-03	0.3883	0.2047E-02
1000.00	0.2472E-03	0.9061E-03	0.3765	0.2300E-02
1500.00	0.8861E-03	0.1327E-02	0.3499	0.2898E-02
2000.00	0.1185E-02	0.1482E-02	0.3409	0.3105E-02

Tabla D.2: Valores de las razones de decaimiento, de un bosón de Higgs neutro pesado, en el modelo 2HDM.

Índice de figuras

1.1. Partículas actuales del ME, extraída de [12].	2
1.2. Para esta gráfica los valores de los parámetros son: $\mu^2 = 25$ y $\lambda = 0,5$. Se tiene un sólo estado de vacío para el sistema.	7
1.3. Para esta gráfica los valores de los parámetros son: $\mu^2 = -25$ y $\lambda = 0,5$. En este caso tenemos dos estados de vacío.	8
1.4. Modos de producción del bosón de Higgs.	9
4.1. Se muestra el comportamiento de las razones de decaimiento para los siguientes modos: $b \bar{b}$, $\tau \bar{\tau}$, $\mu \bar{\mu}$, $s \bar{s}$, $c \bar{c}$, $t \bar{t}$, $g g$ y $\gamma \gamma$	36
4.2. Se muestra el comportamiento de las razones de decaimiento de los siguientes modos: $z \gamma$, $w^- w^+$, $z z$, $h^0 h^0$, $A^0 A^0$, $z A^0$, $w^- h^+$ y $h^- h^+$	36
4.3. Se muestra una ampliación de la figura 4.2, de las razones de decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado, que presentan ceros en la función.	37
4.4. Se muestra el comportamiento del parámetro α , versus los valores del acoplamiento de un boson Higgs pesado, que decae a dos bosones de 125 GeV y a dos pseudoescalares, respectivamente. Con la $\tan \beta = 1$, el valor masa de los bosones de Higgs del ME, es de 125 GeV y de los pseudoescalares de 62.5 GeV. Valores de los parámetros que se ocuparon: $M_z = 91,78$ GeV, $M_{top} = 173$ GeV, $G_F = 1,16637^{-5} GeV^{-2}$ y $\tilde{M} = 125$ GeV.	38
4.5. Valores de las razones de decaimiento de los procesos de la subsección 4.2.1.	39
4.6. Valores de las razones de decaimiento de los procesos de nuestro interés, con $M_{A^0} = M_{H^0}$	40
4.7. Ejecución del software MadGraph 5 en el Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México.	41
4.8. Se cambio el valor de los siguientes parámetros λ_6, λ_7 (valores fraccionarios), para observar el comportamiento del valor de la sección eficaz.	42
4.9. Se muestra el comportamiento del valor de la sección eficaz en función del número de eventos por colisión.	42
4.10. Se muestra el diagrama de Feynman del decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado a un par de bosones de Higgs de 125 GeV; un bosón de Higgs, decae a dos quarks bottom: b, \bar{b} , y el otro bosón de Higgs, decae a dos leptones de diferente sabor: τ y $\bar{\mu}$	43
4.11. Se muestran los valores obtenidos para la sección eficaz, del decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado; que decae a dos bosones de Higgs neutros ligeros y cada uno de los bosones de Higgs decae en 2 fermiones (ver subsección 4.2.1). En un rango de 250 GeV a 1000 GeV, con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y con los valores de los parámetros $\lambda_6 = 0$ y $\lambda_7 = 0$	45

4.12. Se muestran los valores obtenidos para la sección eficaz, del decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado; que decae a dos bosones de Higgs neutros ligeros y cada uno de los bosones de Higgs decae en 2 fermiones (ver subsección 4.2.1). En un rango de 250 GeV a 1000 GeV, con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y con los valores de los parámetros $\lambda_6 = 1$ y $\lambda_7 = 1$	48
4.13. Se muestran los valores obtenidos para la sección eficaz, del decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado; que decae a dos bosones de Higgs neutros ligeros y cada uno de los bosones de Higgs decae en 2 fermiones (ver subsección 4.2.1). En un rango de 250 GeV a 1000 GeV, con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y con los valores de los parámetros $\lambda_6 = 10$ y $\lambda_7 = 10$	48
4.14. Se muestran los valores obtenidos para la sección eficaz, del decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado; que decae a dos bosones de Higgs neutros ligeros y cada uno de los bosones de Higgs decae en 2 fermiones (ver subsección 4.2.1). En un rango de 250 GeV a 1000 GeV, con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y con los valores de los parámetros $\lambda_6 = 100$ y $\lambda_7 = 100$	49
4.15. Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 0$ y $\lambda_7 = 0$	49
4.16. Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 1$ y $\lambda_7 = 1$	50
4.17. Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 10$ y $\lambda_7 = 10$	50
4.18. Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 100$ y $\lambda_7 = 100$	51
4.19. Se muestra el comportamiento de las razones de decaimiento para los siguientes modos: $b \bar{b}$, $\tau \bar{\tau}$, $\mu \bar{\mu}$, $s \bar{s}$, $c \bar{c}$ y $t \bar{t}$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$	51
4.20. Se muestra el comportamiento de las razones de decaimiento para los siguientes modos: $g g$, $\gamma \gamma$, $z \gamma$, $w^- w^+$ y $z z$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$	52
4.21. Se muestra el comportamiento de las razones de decaimiento para los siguientes modos: $h^\circ h^\circ$, $A^\circ A^\circ$, $z A^\circ$, $w^- h^+$ y $h^- h^+$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$	52
4.22. Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 0$ y $\lambda_7 = 0$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$	55
4.23. Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 1$ y $\lambda_7 = 1$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$	55

ÍNDICE DE FIGURAS

4.24. Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 10$ y $\lambda_7 = 10$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$	56
4.25. Se muestra el límite superior de la sección eficaz multiplicado por la producción de la razón de decaimiento en función de la masa de un bosón de Higgs neutro pesado. En un rango de 250 a 1000 GeV, se hicieron las simulaciones de protones con una energía de 13 TeV, en el centro de masa de la colisión y se establecieron los valores para los parámetros $\lambda_6 = 100$ y $\lambda_7 = 100$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^0} = M_{H^0}$	56
B.1. Reglas de Feynman para fermiones; antifermiones y los bosones γ, Z, W^\pm . De las subfiguras (a) hasta la subfigura (f), se catalogan como líneas externas y de la subfigura (g) a la subfigura (j), son las líneas internas de un diagrama de Feynman. Información consultada en [68].	63

Índice de tablas

1.1.	Lista actual de los fermiones del ME, información extraída de [15][16].	3
1.2.	Lista actual de fuerzas y bosones de norma [17][16].	3
1.3.	Descripción general de los grupos de simetría del ME [6] y los valores de las constantes de acoplamiento se obtuvieron de [18].	3
1.4.	Diversos modos de producción del bosón de Higgs [16].	10
2.1.	Simetrías Z_2 en el modelo 2HDM [42].	16
3.1.	Información contenida en el archivo slha.in, parámetros del ME.	25
3.2.	Información contenida en el archivo slha.in, valores para la matriz de mezcla del STOP.	25
4.1.	Valores de las razones de decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado en el modelo 2HDM.	35
4.2.	Valores de las razones de decaimiento de un bosón de Higgs neutro pesado en el modelo 2HDM.	37
4.3.	Valores de las razones de decaimiento para los procesos de la subsección 4.2.1.	39
4.4.	Valores obtenidos de la sección eficaz de las simulaciones hechas con MadGraph 5. Con una energía de 13 TeV en el c.m. y $\lambda_6 = 0$ y $\lambda_7 = 0$	43
4.5.	Valores obtenidos de la sección eficaz de las simulaciones hechas con MadGraph 5. Con una energía de 13 TeV en el c.m. y $\lambda_6 = 1$ y $\lambda_7 = 1$	44
4.6.	Valores obtenidos de la sección eficaz de las simulaciones hechas con MadGraph 5. Con una energía de 13 TeV en el c.m. y $\lambda_6 = 10$ y $\lambda_7 = 10$	44
4.7.	Valores obtenidos de la sección eficaz de las simulaciones hechas con MadGraph 5. Con una energía de 13 TeV en el c.m. y $\lambda_6 = 100$ y $\lambda_7 = 100$	45
4.8.	Valores de las razones de decaimiento de los siguientes modos: $b \bar{b}$, $\tau \bar{\tau}$, $\mu \bar{\mu}$, $s \bar{s}$, $c \bar{c}$ y $t \bar{t}$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$	53
4.9.	Valores de las razones de decaimiento de los siguientes modos: $g g$, $\gamma \gamma$, $z \gamma$, $w^- w^+$ y $z z$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$	53
4.10.	Valores de las razones de decaimiento de los siguientes modos: $h^\circ h^\circ$, $A^\circ A^\circ$, $z A^\circ$, $w^- h^+$ y $h^- h^+$. Se estableció la siguiente restricción $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$	54
4.11.	Valores de las razones de decaimiento para los procesos de nuestro interés, con $M_{A^\circ} = M_{H^\circ}$	54
D.1.	Valores de las razones de decaimiento, de un bosón de Higgs neutro pesado, en el modelo 2HDM.	67
D.2.	Valores de las razones de decaimiento, de un bosón de Higgs neutro pesado, en el modelo 2HDM.	68

Índice de códigos

3.1. Una función dentro del archivo dmb.f.	19
3.2. Parte de un conjunto de datos, se encuentran en el archivo elw.f.	20
3.3. Función dentro del archivo feynhiggs.f.	20
3.4. Función dentro del archivo haber.f.	21
3.5. Función dentro del archivo hdecay.f.	22
3.6. Parámetros del modelo 2HDM, dentro del archivo hdecay.in.	22
3.7. Función dentro del archivo hgaga.f.	23
3.8. Datos del archivo hgaga.f.	23
3.9. Función del archivo hgg.f.	24
3.10. Datos del archivo hgg.f.	24
3.11. Función dentro del archivo hsqsq.f.	24
3.12. Función dentro del archivo susylha.f.	25
3.13. Información contenida en el archivo <i>mg5_configuration.txt</i>	27
3.14. Información contenida en el archivo <i>_init_.py</i>	28
3.15. Información contenida en el archivo <i>2HDM_UFO.log</i>	28
3.16. Información contenida en el archivo <i>coupling_orders.py</i>	29
3.17. Información contenida en el archivo <i>couplings.py</i>	29
3.18. Información contenida en el archivo <i>function_library.py</i>	29
3.19. Información contenida en el archivo <i>lorentz.py</i>	30
3.20. Información contenida en el archivo <i>object_library.py</i>	30
3.21. Información contenida en el archivo <i>parameters.py</i>	30
3.22. Información contenida en el archivo <i>particle.py</i>	31
3.23. Información contenida en el archivo <i>vertices.py</i>	31
3.24. Información contenida en el archivo <i>write_param_card.py</i>	32
3.25. Información contenida en el archivo <i>param_card.dat</i>	32
3.26. Información contenida en el archivo <i>run_card.dat</i>	33
C.1. Fragmento del archivo <i>run_card.dat</i>	65

Bibliografía

- [1] A. M. Sirunyan et al. Search for lepton flavour violating decays of the Higgs boson to $\mu\tau$ and $e\tau$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Submitted to: JHEP*, 2017.
- [2] G. Aad et al. Search for lepton-flavour-violating $H \rightarrow \mu\tau$ decays of the Higgs boson with the ATLAS detector. *JHEP*, 11:211, 2015.
- [3] G. C. King. *Physics of Energy Sources*. Manchester Physics Series. Wiley, 2017.
- [4] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [5] F.E. Close. *An introduction to Quarks and Partons*. Academic Press, 1980.
- [6] A. Vanhoefer. *Search for lepton-flavour violating decays of the Higgs boson at the LHC*. Ph.d., Universität Hamburg, Hamburg, 2017.
- [7] The CMS collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:30–61, 2012.
- [8] D. Overbye. *For Nobel, They Can Thank the “God Particle”, Higgs and Englert Are Awarded Nobel Prize in Physics*. 2013. <http://www.nytimes.com/2013/10/09/science/englert-and-higgs-win-nobel-physics-prize.html>.
- [9] V. Khachatryan et al. Search for Lepton-Flavour-Violating Decays of the Higgs Boson. *Phys. Lett.*, B749:337–362, 2015.
- [10] A. Bettini. *Introduction to elementary particle physics*. Cambridge University Press, 2008.
- [11] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, 2007.
- [12] S. Gadatsch. The higgs boson. Phd thesis, Universiteit van Amsterdam, Junio 2015.
- [13] J. F. Donoghue, E. Golowich, and B. R. Holstein. *Dynamics of the standard model*. Cambridge University Press, 1992.
- [14] R. Noriega-Papaqui. Supersimetría y el problema de sabor. Tesis de doctorado, Benemerita Universidad Autónoma de Puebla, Diciembre 2006.
- [15] M. Robinson. *Symmetry and the Standard Model, Mathematical and Particle Physics*. Springer, 2011.
- [16] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016. <http://pdg.lbl.gov/2017/reviews/rpp2016-rev-higgs-boson.pdf>.
- [17] G. Kane. *Modern Elementary Particle Physics The Fundamental Particles and Forces?* Perseus Publishing, 1993.

-
- [18] C. G. Vayenas et al. *Gravity, special relativity, and the strong force*. Springer, New York, USA, 2012.
- [19] D.J.R. Aitchison and A.J.G. Hey. *Gauge Theories in Particle Physics*. Non-Abelian Gauge Theories: QCD and the Electroweak Theory. IOP Publishing, 2004.
- [20] The CMS Collaboration. Evidence for the direct decay of the 125 gev higgs boson to fermions. *Nat Phys*, 10(8):557–560, 08 2014.
- [21] V. Khachatryan et al. Search for lepton flavour violating decays of the Higgs boson to $e\tau$ and $e\mu$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Phys. Lett.*, B763:472–500, 2016.
- [22] A. D. Dolgov. Baryogenesis and cosmological antimatter. *AIP Conf. Proc.*, 1116:155–170, 2009.
- [23] M. Gell-Mann. Symmetries of baryons and mesons. *Phys. Rev.*, 125:1067–1084, 1962.
- [24] F. J. Yndurain. *The Theory of Quark and Gluon Interactions*. Theoretical and Mathematical Physics. Springer, Berlin, Germany, 2006.
- [25] K. Huang. *QUARKS, LEPTONS AND GAUGE FIELDS*. World Scientific Publishing, 1982.
- [26] J. Hernández-Sánchez. Procesos y decaimientos de bosones de higgs a 1-loop para futuros colisionadores. Tesis de doctorado, Benemerita Universidad Autónoma de Puebla, Septiembre 2001.
- [27] V. Ilisie. S.m. higgs decay and production channels. Tesis de maestría, Universidad de Valencia, Septiembre 2011.
- [28] A. Taroni. Nobel prize 2015: Kajita and mcdonald. *Nat Phys*, 11(11):891–891, 12 2015.
- [29] 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. *Phys. Rept.*, 516:1–102, 2012.
- [30] V. M. López-Guerrero. Producción de bosones de higgs cargados en la colisión pp (lhc). Tesis de licenciatura, Benemerita Universidad Autónoma de Puebla, 2016.
- [31] The Belle II collaboration. Experimento belle ll. <https://www.belle2.org>.
- [32] Wikipedia. Experimento desy. <https://es.wikipedia.org/wiki/DESY>.
- [33] A. J. Buras. Flavor changing neutral current processes. In *High energy physics: Proceedings, 28th International Conference, ICHEP'96, Warsaw, Poland, July 25-31, 1996. Vol. 1, 2*, pages 243–270, 1996.
- [34] J.F. Gunion. *The Higgs hunter's guide*. Frontiers in physics. Addison-Wesley, 1990.
- [35] J.F. Donoghue, E. Golowich, and B.R. Holstein. *Dynamics of the Standard Model*. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 2014.
- [36] D. Aristizabal-Sierra and A. Vicente. Explaining the CMS Higgs flavor violating decay excess. *Phys. Rev.*, D90(11):115004, 2014.
- [37] R. Harnik, J. Kopp, and J. Zupan. Flavor Violating Higgs Decays. *JHEP*, 03:026, 2013.
- [38] A. Castillo, R. A. Diaz, and J. Morales. Unitarity constraints for Yukawa couplings in the two Higgs doublet model type III. *Int. J. Mod. Phys.*, A29(18):1450085, 2014.
-

-
- [39] C. S. Kim, Y. W. Yoon, and X. Yuan. Exploring top quark FCNC within 2HDM type III in association with flavor physics. *JHEP*, 12:038, 2015.
- [40] A. Degée. Higgs mechanism in the general two-higgs-doublet model. Tesis de maestría, UNIVERSITÉ DE LIÉGE, 2009.
- [41] S. Davidson and G. J. Grenier. Lepton flavour violating Higgs and tau to mu gamma. *Phys. Rev.*, D81:095016, 2010.
- [42] P. S. Bhupal Dev and A. Pilaftsis. Natural Alignment in the Two Higgs Doublet Model. *J. Phys. Conf. Ser.*, 873(1):012008, 2017.
- [43] I. F. Ginzburg and M. Krawczyk. Symmetries of two Higgs doublet model and CP violation. *Phys. Rev.*, D72:115013, 2005.
- [44] D. Eriksson, J. Rathsman, and O. Stal. 2HDMC: Two-Higgs-Doublet Model Calculator Physics and Manual. *Comput. Phys. Commun.*, 181:189–205, 2010.
- [45] J. F. Gunion and H. E. Haber. The CP conserving two Higgs doublet model: The Approach to the decoupling limit. *Phys. Rev.*, D67:075019, 2003.
- [46] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira. HDECAY: A Program for Higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension. *Comput. Phys. Commun.*, 108:56–74, 1998.
- [47] M. Spira. Software hdecay. <http://tiger.web.psi.ch/hdecay/>.
- [48] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer, and T. Stelzer. MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP*, 06:128, 2011.
- [49] F. Tanedo. Monte Carlo with Madgraph Personal notes and how-to guide. 2011. <https://www.physics.uci.edu/~tanedo/files/notes/ColliderMadgraph.pdf>.
- [50] G. S. Fishman. *Monte Carlo Concepts, Algorithms, and Applications*. Springer-Verlag New York, LLC, 1996.
- [51] N. D. Christens et. al A. Alloul. Software feynrules. <http://feynrules.irmp.ucl.ac.be>.
- [52] Wikipedia. Clúster computacional. [https://es.wikipedia.org/wiki/Clúster_\(informática\)](https://es.wikipedia.org/wiki/Clúster_(informática)).
- [53] A. Vicente. Computer tools in particle physics. 2017.
- [54] Colaboración MadGraph. Software madgraph. <https://launchpad.net/mg5amcnlo/+download>.
- [55] A. Djouadi, W. Kilian, M. Muhlleitner, and P. M. Zerwas. The Reconstruction of trilinear Higgs couplings. In *5th Workshop of the 2nd ECFA - DESY Study on Physics and Detectors for a Linear Electron - Positron Collider Obernai, France, October 16-19, 1999*, pages 791–811, 1999. [791(1999)].
- [56] A. M. Sirunyan et al. Search for a light pseudoscalar Higgs boson produced in association with bottom quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *JHEP*, 11:010, 2017.
- [57] A. Salvucci. *The Higgs Boson in the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ decay channel with the ATLAS detector at the LHC*. PhD thesis, Nijmegen U., 2014-04-09.
-

-
- [58] H. Y. Tong. Search for heavy resonances decaying into a Z boson and a Higgs boson in the $2l2b$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Master's thesis, Taiwan, Natl. Central U., 2016.
- [59] CMS Collaboration. Evidence for the decay of the Higgs Boson to Bottom Quarks. 2017.
- [60] M. Aaboud et al. Evidence for the $H \rightarrow b\bar{b}$ decay with the ATLAS detector. *JHEP*, 12:024, 2017.
- [61] A. M. Sirunyan et al. Observation of the Higgs boson decay to a pair of τ leptons with the CMS detector. *Phys. Lett.*, B779:283–316, 2018.
- [62] A. M. Sirunyan et al. Evidence for the Higgs boson decay to a bottom quark-antiquark pair. *Phys. Lett.*, B780:501–532, 2018.
- [63] CMS Collaboration. Search for heavy resonances decaying into two Higgs bosons or into a Higgs and a vector boson in proton-proton collisions at 13 TeV. 2017.
- [64] H Goldstein, C. Poole, and J. Safko. *Classical Mechanics*. Addison Wesley, 2001.
- [65] H. Georgi. *Weak interactions and modern particle theory*. Dover, 2009.
- [66] V.P. Nair. *Quantum Field Theory: A Modern Perspective*. Graduate Texts in Contemporary Physics. Springer New York, 2006.
- [67] M. Srednicki. *Quantum Field Theory*. Cambridge University Press, 2007.
- [68] F. Halzen and A. D. Martin. *QUARKS AND LEPTONS: AN INTRODUCTORY COURSE IN MODERN PARTICLE PHYSICS*. 1984.
- [69] J. C. Romao and J. P. Silva. A resource for signs and Feynman diagrams of the Standard Model. *Int. J. Mod. Phys.*, A27:1230025, 2012.
- [70] D. Y. Bardin. Field Theory and the Standard Model. (CERN-OPEN-2000-292), 2000.