



**UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE  
HIDALGO**

---

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS**

”Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”

**Decaimiento del bosón de Higgs a dos leptones con  
violación de sabor.**

TESIS QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
MAESTRA EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA.

Presenta:

**Norma Tututi Guillén**

ASESOR: Dr. J. Jesús Toscano Chávez

COASESOR: Dr. Eduardo Salvador Tututi Hernández

Morelia, Michoacán, agosto 2023.



# Dedicatoria

Con todo mi amor dedico esta tesis a mis padres Norma Alicia y Eduardo Salvador, quienes me han dado grandes lecciones de vida, me han enseñado a no darme por vencida, a conseguir mis metas y nunca rendirme; por darme su amor incondicional y no esperar nada a cambio. Ellos son mis maestros de vida y siempre estaré eternamente agradecida por todo lo que han hecho por mí, son un gran ejemplo a seguir. A mis hermanos Eduardo, Eréndira y Herlinda que me han ayudado a crecer como persona, llenado de sabiduría y siempre han estado conmigo en todo momento. Mis victorias son también de ustedes.

# Agradecimientos

Agradezco al Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías (CONAHCYT) por su apoyo económico brindado durante la realización de la Maestría.

Agradezco al Posgrado en Ingeniería Física, institución de enorme calidad, por brindar todo el apoyo posible durante el periodo de estadía. A toda la comunidad de la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas conformada por profesores y trabajadores. Los profesores por haberme llenado de conocimiento, a los trabajadores por ser amables y dedicados a su trabajo. Gracias por crear un buen ambiente escolar.

Quiero agradecer a mi asesor de tesis, quien además es mi padre, el Dr. Eduardo Salvador Tututi Hernández. Gracias por ser un maravilloso padre y excelente maestro; por enseñarme tanto de la vida y darme todo tu apoyo. También quiero agradecerle por haber aceptado ser mi director de tesis, tenerme paciencia y por guiarme en esta difícil pero emocionante etapa.

A mi coasesor, el Dr. J. Jesús Toscano Chavéz por haber aceptado ser mi coasesor y por brindarme un poco de su tiempo al explicarme mi tema de tesis.

A mi Comité Tutorial por haber tenido la responsabilidad, amabilidad y paciencia de la asesoría y trayectoria académica.

A mi madre, Norma Alicia, por brindarme su amor incondicional, amistad, tiempo, paciencia y apoyo. Estoy eternamente agradecida por todo lo que han hecho por mi y mis hermanos. A mis hermanos Eduardo, Eréndira y Linda. Sin ustedes no sería la persona que soy ahora, me han llenado de sabiduría. Gracias por estar siempre conmigo en mis peores y mejores momentos; por estar apoyándome y siendo ustedes mismos. Los amo mucho.

A la familia Tututi y la familia Guillén por brindarme siempre su amor y apoyo.

A mis mascotas Monina, Suki, Mechis, Toy, Wilson y Sunny, quienes son las creaturas más leales que he conocido. Nunca me siento sola y siempre me acompañan.

A mis amigos, que han estado conmigo en todo momento, me han apoyado y dado ánimos; hemos pasado tiempos llenos de diversión, miedo y felicidad. La amistad es un hermoso regalo que da la vida y hay que atesorarlo, porque no cualquiera te da la libertad de ser tú mismo. Gracias a Jerson, Salathiel, Richard, Rocío, Luis, Alex, Alejandro, Victor, Andy, Griss, Flor, y a todos aquellos con los que conviví en distintas épocas de mi vida. Han dejado una huella enorme en mi corazón.

# Índice general

Lista de figuras	5
<b>1. Modelo Estándar y sectores extendidos</b>	<b>12</b>
1.1. Teoría electrodébil del Modelo Estándar	12
1.1.1. Sector fermionico	13
1.1.2. Sector bosónico	14
1.1.3. El Mecanismo de Higgs y los sectores del ME.	15
1.1.4. El sector de Yukawa.	18
1.1.5. Sector de Corrientes	19
1.2. Más allá del Modelo Estándar.	21
1.2.1. Teorías Efectivas	22
1.2.2. Extensiones del Modelo Estándar.	22
1.2.3. Lagrangiana en una teoría efectiva.	23
<b>2. El decaimiento <math>H \rightarrow l_i l_j</math>.</b>	<b>28</b>
<b>3. Límites Experimentales</b>	<b>35</b>
3.1. La transición con cambio de sabor de $l_j \rightarrow l_i \gamma$	36
3.1.1. $\mu \rightarrow e \gamma$	42
3.1.2. $\tau \rightarrow e \gamma$	43
3.1.3. $\tau \rightarrow \mu \gamma$	44
3.2. El caso diagonal estático	45
3.2.1. Momento dipolar magnético y eléctrico del electrón.	50
3.2.2. Momento dipolar magnético y eléctrico del muón.	50
3.2.3. Momento dipolar magnético y eléctrico del tau.	51
<b>4. Análisis de resultados para el decaimiento del Higgs</b>	<b>54</b>
4.1. $H \rightarrow e \mu$	56

4.2. $H \rightarrow e\tau$ . . . . .	57
4.3. $H \rightarrow \mu\tau$ . . . . .	59
<b>5. Conclusiones</b>	<b>61</b>
<b>A. Identidades de Gordon</b>	<b>62</b>
A.1. Identidades con cambio de sabor. . . . .	62
A.2. Identidades de Gordon sin cambio de Sabor . . . . .	62
<b>B. Funciones de Passarino-Veltman</b>	<b>64</b>
<b>C. Factores de Forma de los procesos de estudio</b>	<b>66</b>
C.1. Proceso de transición $l_j \rightarrow l_i\gamma$ . . . . .	66
C.2. Dipolos electromagnéticos . . . . .	67
C.3. $H \rightarrow l_i l_j$ . . . . .	68

# Índice de figuras

1.1. Modelo Estándar . . . . .	14
1.2. Caso $\mu^2 > 0$ con $\lambda > 0$ . . . . .	16
1.3. Caso $\mu^2 < 0$ con $\lambda > 0$ . . . . .	16
1.4. Reglas de Feynman para los decaimientos. . . . .	27
2.1. Diagrama 1. Primer diagrama de Feynman que contribuye al decaimiento $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$ . . . . .	28
2.2. Diagrama 2. Segundo diagrama de Feynman que contribuye al decaimiento $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$ . . . . .	29
2.3. Diagrama 3. Tercer diagrama de Feynman que contribuye al decaimiento $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$ . . . . .	29
3.1. Regla de Feynman: acoplamiento $\phi l_i \bar{l}_j$ . . . . .	35
3.2. Diagrama 1 del proceso $l_j \rightarrow l_i \gamma$ . . . . .	36
3.3. Diagrama 2 del proceso $l_j \rightarrow l_i \gamma$ . . . . .	37
3.4. Diagrama 3 del proceso $l_j \rightarrow l_i \gamma$ . . . . .	37
3.5. Comportamiento de las funciones $f_{1jik}$ y $g_{1jik}$ variando $m_\phi$ . . . . .	41
3.6. Proceso de transición $l_j \rightarrow l_i \gamma$ . Cotas para las entradas de matrices del acoplamiento $\phi l_i l_j$ . . . . .	45
3.7. Comparación de las cotas para los diferentes procesos de $l_j \rightarrow l_i \gamma$ . . . . .	46
3.8. Diagrama del proceso estático. . . . .	47
3.9. Cotas para las entradas de matrices del acoplamiento del momento dipolar magnético y eléctrico del electrón. . . . .	51
3.10. Cotas para las entradas de matrices del acoplamiento del momento dipolar magnético y eléctrico del muón. . . . .	52
3.11. Cotas para las entradas de matrices del acoplamiento del momento dipolar magnético y eléctrico del tau. . . . .	53
4.1. Comparación de las funciones $s_1$ y $s_2$ variando $m_\phi$ . . . . .	55
4.2. Comparación de las funciones $p_1$ y $p_2$ variando $m_\phi$ . . . . .	56
4.3. Comparación de las funciones $s_1$ y $p_1$ variando $m_\phi$ . . . . .	56
4.4. $ s_{1_{ijk}} ^2$ vs $m_\phi$ donde $s_{1_{ijk}}$ es una función proveniente del proceso $H \rightarrow l_i l_j$ . . . . .	57

4.5.	$ f_{1_{jik}} ^2$ vs $m_\phi$ donde $f_{1_{jik}}$ es una función proveniente del proceso $l_j \rightarrow l_i \gamma$ . . . . .	57
4.6.	Cotas para el proceso $Br(H \rightarrow e\mu)$ . . . . .	58
4.7.	Cotas para el proceso $Br(H \rightarrow e\tau)$ . . . . .	59
4.8.	Cotas para el proceso $Br(H \rightarrow \mu\tau)$ . . . . .	60
4.9.	Comparación de las cotas de $Br(H \rightarrow l_i l_j)$ . . . . .	60

# Resumen

El Modelo Estándar (ME), una Teoría Cuántica de Campos que estudia las partículas elementales a través de simetrías de norma bajo transformaciones de fase local. Aunque el ME fue validado con el descubrimiento del Bosón de Higgs en 2012, no puede explicar la generación de masa de los neutrinos y la materia oscura, ni la violación de sabor en las corrientes leptónicas. En la actualidad, las extensiones del ME ofrecen perspectivas que incluyen la predicción de nuevos bosones de Higgs y alteraciones en la dinámica de la física de sabor.

En este trabajo, se estudian los efectos de la violación del sabor leptónico mediado por el bosón de Higgs y el fotón a través de los decaimientos  $H \rightarrow l_i l_j$ ,  $l_j \rightarrow l_i \gamma$  y las propiedades electromagnéticas de los leptones cargados. Para ello se propone un lagrangiano efectivo que involucra acoplamientos de nuevas partículas escalares en el sector leptónico de Yukawa. Los resultados de esta nueva física pueden implicar violación de CP y cambios de sabor. Además, se realiza un estudio teórico-fenomenológico del decaimiento de un bosón de Higgs con cambio de sabor en los leptones cargados a nivel de un lazo. Los procesos se desarrollan utilizando el formalismo de Feynman y se resuelven mediante el método de Passarino-Veltman para las integrales de lazo. Se utilizan paquetes de software como Mathematica, FeynCalc y Package-X. Se demuestra que las amplitudes invariantes de cada proceso son finitas, lo que permite desarrollar el problema. Finalmente, se obtienen cotas para los parámetros del acoplamiento y, por lo tanto, para la anchura y la fracción de decaimiento de los diferentes procesos del decaimiento del Higgs con cambio de sabor. La fracción del decaimiento del  $H \rightarrow e\mu$  anda oscilando entre  $\sim 10^{-21}$  y  $\sim 10^{-20}$ , mientras que las fracciones de decaimiento del  $H \rightarrow e\tau$  y  $H \rightarrow \mu\tau$  están rondando alrededor de  $\sim 10^{-12}$ .

**Palabras clave:** Teorías más allá del Modelo Estándar, partículas elementales, leptones, partículas escalares, cambio de sabor.

# Abstract

The Standard Model (SM) is a Quantum Field Theory that studies elementary particles through gauge symmetries under local phase transformations. Although the SM was validated with the discovery of the Higgs Boson in 2012, it cannot explain the mass generation of neutrinos and dark matter, nor the flavor violation in lepton currents. Currently, extensions of the SM offer insights that include the prediction of new Higgs bosons and alterations in the dynamics of flavor physics.

In this work, we study the effects of lepton flavor violation mediated by the Higgs boson and the photon through the  $H \rightarrow l_i l_j$ ,  $l_j \rightarrow l_i \gamma$  decays and the electromagnetic properties of charged leptons. For this purpose, an effective Lagrangian involving couplings of new scalar particles in the leptonic Yukawa sector is proposed. The results of this new physics may involve CP violation and flavor changes. In addition, a phenomenological-theoretic study of the decay of a Higgs boson with flavor change in charged leptons at the one-loop level is performed. The processes are developed using the Feynman formalism and solved using the Passarino-Veltman method for loop integrals. Software packages such as Mathematica, FeynCalc and Package-X are used. It is shown that the invariant amplitudes of each process are finite, which allows the problem to be developed. Finally, bounds are obtained for the coupling parameters and, therefore, for the decay width and the branching ratio of the different Higgs decay processes with flavor change. The branching ratio of the  $H \rightarrow e\mu$  decay oscillates between  $\sim 10^{-21}$  and  $\sim 10^{-20}$ , while the branching fractions of  $H \rightarrow e\tau$  and  $H \rightarrow \mu\tau$  decays are around  $\sim 10^{-12}$ .

# Introducción

El bosón de Higgs es una partícula fundamental con espín-0 y está asociada al campo de Higgs, el cual imparte masa a otras partículas en el Modelo Estándar (ME). Con el descubrimiento del bosón de Higgs en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) en 2012, se confirmó la existencia de esta partícula y respaldó la teoría del ME [1, 2, 3]. La detección experimental del bosón de Higgs se realiza mediante el estudio de los productos de su desintegración. El Higgs es una partícula inestable y tiende a decaer en partículas más ligeras poco después de su creación. Los canales de desintegración más comunes que se utilizaron para identificar el bosón de Higgs en el LHC fueron  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  y  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ . El descubrimiento del bosón de Higgs en el LHC se logró identificando una señal consistente con una partícula de masa alrededor de  $125\text{ GeV}$ . Las mediciones de su masa, junto con otras propiedades, confirmaron que esta partícula era consistente con el bosón de Higgs, validando así el Modelo Estándar. Sin embargo, existen muchas preguntas abiertas en la física de partículas que podrían sugerir la existencia de nueva física que va más allá del ME. Los datos actuales no descartan la posibilidad de nuevos mecanismos de la ruptura de la simetría electrodébil y de teorías que den luz a la violación de corrientes en el sector leptónico. Los efectos de esta nueva física permitirán introducir nuevas interacciones que están ausentes en el ME.

Cada modelo propuesto más allá del Modelo Estándar tiene el propósito de estudiar una física que va más allá de lo que el ME puede explicar y, en muchos casos, estos modelos pueden permitir interacciones adicionales que involucran leptones con cambio de sabor. Para abordar estas limitaciones, los físicos han propuesto diversas extensiones y cada una de ellas predicen la existencia de nuevos bosones de Higgs y la alteración de la física de sabor. Existen modelos basados en ampliaciones del grupo electrodébil, los cuales extienden el sector de Higgs y generan una importante fenomenología. La más popular de estas extensiones es el modelo de dos dobletes (THDM) [4, 5, 6, 7, 8], el cual ha sido exitosamente estudiado. Otros modelos de extensión conocidos son el modelo de tres dobletes, el modelo de supersimetría (SUSY), los modelos llamados izquierdos-derechos y los modelos 331 [9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16].

La búsqueda de interacciones que involucran leptones con cambio de sabor en los decaimientos del bosón de Higgs es una línea de investigación importante en los experimentos de partículas, y estos modelos más allá del ME proporcionan un marco teórico para explorar y diseñar experimentos que

puedan revelar la existencia de nueva física. En el ME, las interacciones entre leptones y el bosón de Higgs están determinadas por las propiedades de masa de los leptones, lo que implica que el Higgs decae preferentemente en leptones de la misma generación. Si se observa el decaimiento de Higgs a un par de leptones con cambio de sabor, entonces esto indicaría una violación del sabor leptónico, ya que los leptones de diferentes generaciones estarían involucrados en la interacción. Esta violación del sabor sería un indicio claro de la existencia de nueva física más allá del Modelo Estándar, ya que el ME no permite este tipo de decaimientos. La búsqueda de violaciones del sabor leptónico en los decaimientos del bosón de Higgs es un objetivo importante en la física de partículas. Los experimentos en el LHC, como el ATLAS y el CMS, están investigando activamente esta posibilidad [17, 18]. Por otro lado, las líneas de investigación teórica están proponiendo los modelos teóricos mencionados anteriormente para estudiar el decaimiento de Higgs a nivel de un lazo, en particular aquellos basados en una teoría efectiva con requisitos de renormalizabilidad [19].

En los modelos extendidos, los decaimientos de violación de cambio de sabor pueden ocurrir a través de los acoplamientos de Yukawa fuera de la diagonal ( $Y_{e\mu}$ ,  $Y_{e\tau}$  y  $Y_{\mu\tau}$ ) que acoplan el bosón de Higgs con leptones de diferente sabor [20]. Los acoplamientos de violación de sabor leptónico, responsables de decaimientos como  $H \rightarrow e\mu$ ,  $H \rightarrow e\tau$  y  $H \rightarrow \mu\tau$  pueden correlacionarse con los procesos de baja energía como  $l_j \rightarrow l_i\gamma$  [4], incluso los límites de exclusión de los momentos dipolares magnéticos y eléctricos de electrones y muones también proporcionan restricciones complementarias [21]. Los canales con leptones tau en estados finales son más fuertes para restringir los acoplamientos de violación de sabor en comparación con las conversiones actuales de baja energía  $\tau \rightarrow e$  y  $\tau \rightarrow \mu$ , respectivamente [22]. Entre los procesos  $H \rightarrow l_i l_j$ , el proceso  $H \rightarrow e\mu$  está fuertemente suprimido debido a la restricción estricta sobre el acoplamiento de Yukawa  $Y_{\mu e}$  y por factores como las masas de los leptones. Además, el acoplamiento está influenciado por la rara descomposición de  $\mu$  [23, 24]. Por otro lado,  $H \rightarrow \tau e$  y  $H \rightarrow \tau\mu$  están menos restringidos debido a la presencia de violaciones de sabor de baja energía.

En la actualidad, se han estado estudiando los decaimientos del Higgs con cambio de sabor en diferentes modelos para encontrar las fracciones de decaimiento de  $H \rightarrow e\mu$ ,  $H \rightarrow e\tau$  y  $H \rightarrow \mu\tau$ . El proceso con más interés en la comunidad científica es el decaimiento  $H \rightarrow \mu\tau$ . En el modelo de dos dobletes (THDM) se han encontrado la fracción de decaimiento de dicho proceso oscilando entre  $\sim 10^{-4}$  y  $\sim 10^{-3}$  en función de la fracción de decaimiento de  $Br(\tau \rightarrow \mu\gamma)$  en un rango de  $10^{-12}$  a  $10^{-7}$  [25]. Por otro lado, en el modelo THDM-III la fracción alcanza valores de  $10^{-2}$  [8]. En el caso del modelo  $\nu$ SM la fracción de decaimiento  $Br(H \rightarrow \tau\mu)$  es del orden  $\sim 10^{-12}$ , mientras que en el modelo escotogénico es aproximadamente  $\sim 10^{-9}$  [26]. También se ha estudiado en un contexto de modelo multi-Higgs considerando un doblete de Higgs y un singlete de Froggatt-Nielsen, de tal forma que en este enfoque la fracción de decaimiento es del orden de  $10^{-3}$  [27]. En cambio, en el modelo 3-3-1 con neutrinos se han encontrado los valores más grandes de las fracciones de  $Br(H \rightarrow \tau e)$  y  $Br(H \rightarrow \tau\mu)$ , y son del orden de  $10^{-4}$  y  $10^{-3}$ , respectivamente [16]. Si se asume nuevas partículas en la escala de TeV,  $Br(H \rightarrow \tau\mu)$  y  $Br(H \rightarrow \tau e)$  pueden alcanzar los órdenes de

$10^{-3}$  y  $10^{-4}$  de magnitud, mientras que  $Br(H \rightarrow e\mu)$  puede alcanzar los  $10^{-6}$  [28]. Finalmente, la fracción de decaimiento de  $H \rightarrow \mu\tau$  en el contexto del modelo de LeptoQuarks está entre  $10^{-9}$  y  $10^{-7}$ , dependiendo del espacio de parámetros [29].

Toda extensión del ME debe de contener un bosón de Higgs que reproduzca al del ME. En particular, el bosón de Higgs del ME no cambia el sabor a nivel de árbol. Sin embargo, en extensiones del ME que involucran al sector de Higgs y al sector de Yukawa, los nuevos posibles bosones de Higgs pueden inducir cambio de sabor leptónico a nivel de árbol. De acuerdo con lo mencionado anteriormente, nuestra hipótesis de trabajo es la existencia de un Lagrangiano efectivo que genere el acoplamiento  $\phi_a l_i l_j$ , donde  $\phi_a, a = 1, 2, \dots$  son los nuevos escalares neutros. Este acoplamiento da origen al decaimiento que viola sabor leptónico:  $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$  a nivel de un lazo. El objetivo de esta tesis es predecir la anchura y fracción de decaimiento total de  $H \rightarrow l_i l_j$  mediante los efectos de violación del sabor leptónico mediado por el bosón de Higgs y por el fotón, a través de los decaimientos de  $l_j \rightarrow l_i \gamma$  y de las propiedades electromagnéticas de los leptones cargados. Se propone un lagrangiano efectivo que genere el acoplamiento  $H l_i l_j$  a orden de un lazo, involucrando nuevos bosones de Higgs, los cuales inducen el cambio de sabor leptónico.

Esta tesis está organizada de la siguiente manera: En el capítulo 1 se presenta los aspectos generales del Modelo Estándar y se exponen de forma introductoria algunas extensiones del ME. En este capítulo también se propone un lagrangiano efectivo que genere el acoplamiento  $H l_i l_j$  a orden de un lazo, involucrando nuevos bosones de Higgs los cuales inducen el cambio de sabor leptónico. El capítulo 2 está enfocado en el estudio del decaimiento del bosón de Higgs a nivel de un lazo con cambio de sabor leptónico ( $H \rightarrow l_i l_j$ ) en donde se están involucrando las partículas escalares. En este apartado se obtiene la amplitud invariante total del proceso y se demuestra que es finita, además, se encuentran las ecuaciones explícitas para la anchura de decaimiento. En el capítulo 3 se estudian los procesos de transición de  $l_j \rightarrow \gamma l_i$  y el dipolo electromagnético. Esto con el fin de encontrar las mejores cotas para el acoplamiento  $\phi l_i l_j$  que se deriva del lagrangiano efectivo. El capítulo 4 está enfocado al análisis de resultados del problema, es decir, se obtienen las cotas para las anchuras y fracciones de decaimiento de los procesos  $H \rightarrow e\mu$ ,  $H \rightarrow e\tau$  y  $H \rightarrow \mu\tau$ . Finalmente, en el capítulo 5 se exponen las conclusiones y perspectivas obtenidas del problema.

# Capítulo 1

## Modelo Estándar y sectores extendidos

A lo largo de los años, el ser humano ha tenido un gran interés por la ciencia y el conocimiento; por tal razón, se ha despertado la curiosidad en dar respuesta en torno al todo. Las investigaciones que se han desarrollado continuamente en relación a los fenómenos físicos, nos han llevado a formular teorías que van más allá de lo inimaginable. Algunas de estas hipótesis han sido demostradas con el tiempo, de las cuales nos han llevado a obtener grandes logros y descubrimientos. Entre estas teorías tenemos el Modelo Estándar (ME), la cual fue validada gracias a la detección del bosón de Higgs en el año 2012, en el Gran Colisionador de Hadrones, LHC. En esta teoría, la masa de las partículas elementales son generadas a través del Mecanismo de Higgs.

### 1.1. Teoría electrodébil del Modelo Estándar

El Modelo Estándar (ME) es una teoría que estudia a las partículas elementales y sus respectivas interacciones mediante un formalismo matemático. El Modelo Estándar se basa de una Teoría Cuántica de Campos en donde se cumple la simetría de norma bajo transformaciones de fase local. Además, es descrita por los grupos de simetría

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

donde  $SU(3)_C$  está relacionado con la interacción fuerte y los grupos  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  con las interacciones electrodébiles. Estos grupos describen la estructura fundamental de la materia, catalogando a las partículas en dos sectores distintos: el sector fermiónico y el sector bosónico. El primero de ellos es descrito por estados antisimétricos y por partículas de espín semientero, mientras que el segundo es representado por estados simétricos y partículas con espín entero. Ambos sectores están relacionados, las interacciones que hay entre los fermiones es mediada por los bosones de norma [30].

En general, la teoría del Modelo Estándar está desarrollado por una densidad lagrangiana dada por

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{ME} &= \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EW} \\ &= \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_C + \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_Y\end{aligned}\tag{1.1}$$

donde  $\mathcal{L}_{QCD}$  es la densidad lagrangiana que describe a la interacción fuerte y  $\mathcal{L}_{EW}$  está relacionada con la teoría electrodébil. La densidad lagrangiana del Modelo Estándar contiene términos cinéticos y de interacciones.

### 1.1.1. Sector fermionico

En el modelo estándar, los fermiones actúan como campos de materia obedeciendo el principio de exclusión de Pauli. El sector fermionico describe a las partículas de espín semientero, como lo son los leptones y los quarks. Estas partículas son descritas por estados antisimétricos y están organizados por generaciones de tres dobletes izquierdos de  $SU_L(2)$  y tres singletes derechos de  $SU_L(2)$ , esto es, solo se transforman bajo el grupo  $U(1)_Y$ . Se suelen representar como

$$\text{Leptones} = \begin{cases} L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L & SU(2)_L \\ l_{iR} & U(1)_Y \end{cases},\tag{1.2}$$

$$\text{Quarks} = \begin{cases} Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L & SU(2)_L \\ u_{iR} \quad y \quad d_{iR} & U(1)_Y \end{cases},\tag{1.3}$$

donde  $L_i$  es el doblete izquierdo de  $SU(2)_L$  y  $l_{iR}$  es el singlete derecho de los leptones; para los quarks,  $Q_i$  está relacionado con el doblete y  $u_{iR}$  y  $d_{iR}$  son los singletes derechos de  $SU(2)_L$ . El subíndice  $i = 1, 2, 3$  denota el tipo de familia. Cada familia contiene dos sabores de leptones y dos de quarks. La primera generación ( $i = 1$ ) está formada por las partículas más ligeras (el electrón, su neutrino asociado, el up y el down), mientras que las otras dos familias ( $i = 2, 3$ ) se caracterizan por ser más pesadas. Estas generaciones tienen las mismas propiedades, exceptuando la masa. Este último resultado es debido a que el acoplamiento de los campos fermiónicos con el campo de Higgs es distinto. En la Fig.1.1 se muestra la clasificación de las familias.

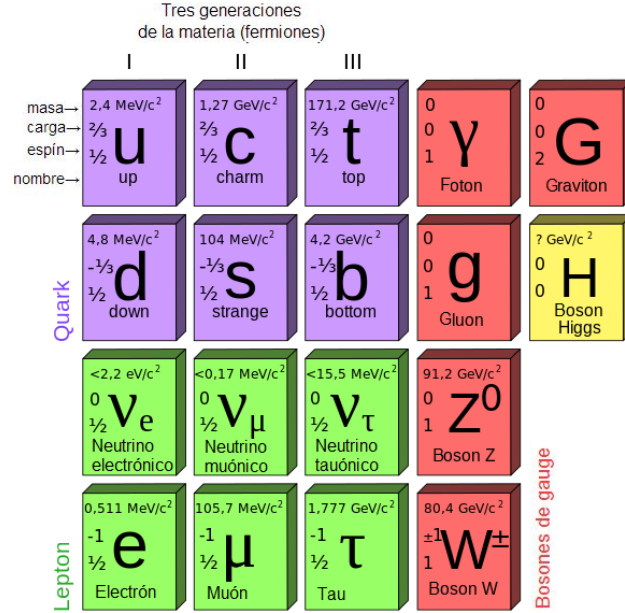


Figura 1.1: Modelo Estándar

### 1.1.2. Sector bosónico

El sector bosónico describe a las partículas que tienen espín entero, y además es determinado por estados simétricos. El bosón de norma actúa como portador de las interacciones fundamentales. En el Modelo Estándar, hay cuatro tipos de bosones de norma: fotones, gluones y bosones W y Z. En este sector, se introduce la derivada covariante con el propósito de hacer invariante la lagrangiana correspondiente bajo transformaciones de fase local. Al establecer la derivada covariante a la lagrangiana, los campos de norma describen la interacción o acoplamiento que hay entre las partículas elementales. Dichos campos son

$$\begin{aligned} \text{QCD: } & SU(3)_C \rightarrow G_\mu^a \quad \text{con } a = 1, \dots, 8, \\ \text{Teoría Electrodébil: } & \begin{cases} SU(2)_L \rightarrow W_\mu^i \quad \text{con } i = 1, 2, 3, \\ U(1)_Y \rightarrow B_\mu. \end{cases} \end{aligned}$$

Los grupos de simetría tienen generadores y con cada generador hay un campo de norma asociado. Los campos  $B_\mu$  y  $W_\mu^i$  están representados por las matrices de Pauli y corresponden a los grupos  $U(1)_Y$  y  $SU(2)_L$ . El grupo  $SU_C(3)$  tienen ocho generadores, los cuales, en la representación fundamental son dados por las matrices de Gell-Mann.

### 1.1.3. El Mecanismo de Higgs y los sectores del ME.

En el Modelo Estándar, las masas de las partículas elementales son generadas a través del Mecanismo de Higgs, mediante el rompimiento de la simetría electrodébil a la simetría electromagnética,  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ . Dicha ruptura se logra por medio de un conjunto de cuatro escalares complejos dados en una representación de doblete de  $SU_L(2)$ . Este doblete adquiere un valor esperado del vacío no nulo a través de sus autointeracciones, rompiendo la simetría electrodébil. La interacción del campo de Higgs permite introducir términos de masa para los fermiones y bosones al lagrangiano de la teoría electrodébil, sin embargo, la intensidad de los acoplamientos del Higgs a fermiones y bosones está establecida por la masa de las partículas [30, 31, 32]. Para implementar esta idea en el Mecanismo de Higgs, se introduce un campo escalar complejo o doblete escalar de  $SU(2)_L$  en la teoría mencionada:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Consideremos una densidad lagrangiana de campos escalares e invariante bajo transformaciones de Norma en los grupos  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ :

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (1.5)$$

donde se ha introducido la derivada covariante para hacer invariante la lagrangiana del sector de Higgs. La derivada de este grupo de simetría es

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (1.6)$$

con  $i = 1, 2, 3$ . Los generadores de los grupos de la teoría electrodébil son  $\sigma_i/2$  y  $Y$ ; mientras que  $g$  y  $g'$  son constantes de acoplamiento de los grupos mencionados. El potencial de Higgs está definido por

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (1.7)$$

donde  $\lambda > 0$  y el término  $\mu^2$  es un parámetro que tiene unidades de masa al cuadrado. Para que se produzca una ruptura espontánea, el valor esperado del campo de Higgs en el vacío es no nulo. Asimismo, la simetría del sistema se rompe si el estado fundamental no es invariante bajo las transformaciones del grupo. El potencial de Higgs cambia con respecto a la variación del parámetro  $\mu^2$ . Al analizar el potencial anterior se observa que existen dos casos posibles: cuando  $\mu^2 > 0$  y  $\mu^2 < 0$ . Para el primer caso,  $\mu^2 > 0$ , el valor del estado vacío es no degenerado y el estado de mínima energía es cuando  $\Phi = 0$ . Sin embargo, cuando  $\mu^2 < 0$  el estado fundamental es degenerado. En las Figs. (1.2) y (1.3) se muestran los respectivos gráficos de los casos mencionados anteriormente. Estas figuras corresponden a un caso unidimensional. En el caso del ME, la superficie de estados de mínima energía es una 4-esfera.

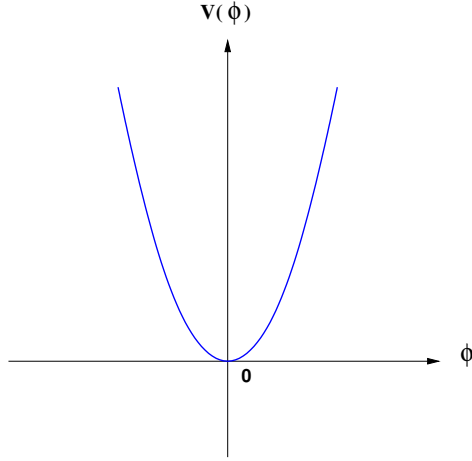


Figura 1.2: Caso  $\mu^2 > 0$  con  $\lambda > 0$ .

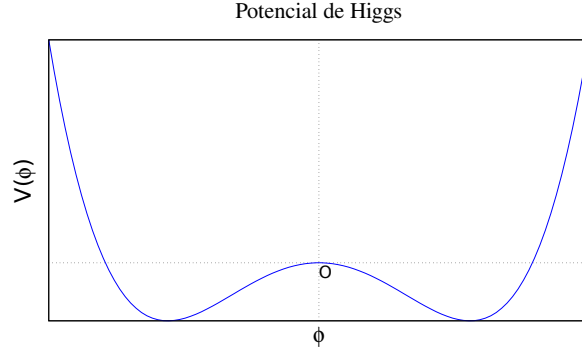


Figura 1.3: Caso  $\mu^2 < 0$  con  $\lambda > 0$ .

Para inducir el rompimiento de la simetría electrodébil, el doblete de Higgs debe de adquirir un valor esperado del vacío no nulo, el cual corresponde al estado de mínima energía en el potencial. El generador del grupo electromagnético  $U_Q(1)$  es  $Q = T^3 + \frac{Y}{2}$ . El grupo  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  es roto espontáneamente al grupo  $U_Q(1)$  en el sentido de que  $\Phi_0$  es dejado invariante por  $U_Q(1)$ . Esto es, si  $U$  es un elemento de  $U_Q(1)$ , entonces  $U\Phi_0 = \Phi_0$ , lo cual implica que  $Q\Phi_0 = 0$ . Sin pérdida de generalidad, se elige el estado vacío con  $Y = +1$  y  $T^3 = -\frac{1}{2}$

$$\Phi_0 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{con} \quad v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}. \quad (1.8)$$

Al expandir la densidad lagrangiana con el valor esperado del vacío, la teoría debe desarrollarse en torno al valor mínimo elegido mediante excitaciones, por lo cual es conveniente parametrizar a  $\Phi_0$  para transformar al doblete de Higgs, de tal forma que  $\Phi \rightarrow \Phi_0 + \Phi$ . Al considera una transformación de fase local de norma

$$\Phi \rightarrow \exp\left(-i\frac{\sigma_i}{2}\theta_i(x)\right)\Phi, \quad (1.9)$$

los pseudobosones de Goldstone pueden ser removidos y el sistema se excita con la misma energía. Por simplicidad, tomaremos la norma unitaria

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

donde ahora sólo hay un campo escalar físico, el bosón de Higgs y los  $\theta_i$  se convierten en las componentes longitudinales de los tres bosones de Gauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  que son masivos[33].

Dentro de la parte cinética de la lagrangiana de Higgs se pueden determinar las masas de los bosones. Al sustituir la norma unitaria y considerar  $Y = +1$ , el término cinético de lagrangiana (1.5) es

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) &= \left| \left( \partial_\mu - ig \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{1}{8} g^2 (v + H)^2 |W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8} g^2 (v + H)^2 |gW_\mu^3 - g'B_\mu|^2. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Ahora, definimos los siguientes campos

$$\begin{aligned} W^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \\ Z_\mu &= \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W, \\ A_\mu &= \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W, \end{aligned}$$

donde  $\theta_W$  es el ángulo de Weinberg. Reescribiendo la Ec. (1.11) con los campos anteriores, tenemos que el término cinético es

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + (v + H)^2 \left( \frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{8} \frac{g^2}{\cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right). \quad (1.12)$$

Por otra parte, el potencial en la norma unitaria se escribe como

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = -\lambda \left[ \frac{1}{4} (H^4 - v^4) + vH^3 + v^2 H^2 \right]. \quad (1.13)$$

De las Ecs. (1.12) y (1.13) se identifican los términos de masa de los bosones  $W$  y  $Z$ , así como el bosón de Higgs  $H$ , los cuales están dadas por

$$M_W = \frac{1}{2} vg, \quad M_Z = \frac{1}{2} \frac{vg}{\cos \theta_W}, \quad M_H = v\sqrt{2\lambda}.$$

Es importante mencionar que el campo  $A_\mu$  asociado como el campo electromagnético se mantiene sin masa. Finalmente, tomando en cuenta las ecuaciones anteriores, tenemos que la densidad lagrangiana es [33]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 - \frac{1}{2} M_H^2 H^2 - \frac{1}{4} \lambda H^4 - \lambda v^3 H + \frac{1}{2} vg^2 W_\mu^+ W^{\mu-} H + \frac{1}{4} \frac{vg^2}{\cos \theta_W} Z_\mu Z^\mu H \\ &\quad + \frac{1}{4} g^2 W_\mu^+ W^{\mu-} H^2 + \frac{1}{4} \frac{vg^2}{\cos \theta_W} Z_\mu Z^\mu H^2 + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + M_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{\lambda v^4}{4} \end{aligned} \quad (1.14)$$

De esta forma los bosones generan masa a través del mecanismo de Higgs.

### 1.1.4. El sector de Yukawa.

Los fermiones adquieren masa mediante los acoplamientos de Yukawa, es decir, los términos del campo de Higgs se acoplan con los campos de los quarks y de los leptones. En el sector de Yukawa podemos introducir masas para los campos fermiónicos manteniendo la invariancia de norma. Por ello, definimos el campo escalar conjugado con hipercarga  $Y = -1$

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2\Phi^* = \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^- \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

donde se ha transformado bajo  $SU(2)_L$ . En la norma unitaria, el campo escalar conjugado es

$$\tilde{\Phi} = \begin{pmatrix} \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.16)$$

El sector de Yukawa está establecido por el sector fermiónico y los acoplamientos con el Higgs. Además, corresponde de invariantes electrodébiles de dimensión cuatro. Este sector se construye con dobletes izquierdos, singletes derechos y con el doblete de Higgs. La densidad lagrangiana de Yukawa está estructurada por el sector de quarks y el sector leptónico

$$\mathcal{L}_Y = \sum_{i,j}^3 \left[ -Y_{ij}^l \bar{L}_i \Phi l_{Rj} - Y_{ij}^u \bar{Q}_i \tilde{\Phi} U_{Rj} - Y_{ij}^d \bar{Q}_i \Phi D_{Rj} + h.c. \right], \quad (1.17)$$

donde  $Y_{ij}^l$ ,  $Y_{ij}^u$  y  $Y_{ij}^d$  son las constantes de acoplamiento de Yukawa; los términos  $L_i$ ,  $l_j$ ,  $Q_j$ ,  $U_{Rj}$  y  $D_{Rj}$  corresponden a los dobletes y singletes de las generaciones de leptones y quarks mencionadas anteriormente; los subíndices  $i$  y  $j$  nos indican la respectiva familia de fermiones ( $i, j = 1, 2, 3$ ). La densidad lagrangiana anterior no conserva el sabor ya que las matrices  $Y_{ij}^l$ ,  $Y_{ij}^u$  y  $Y_{ij}^d$  no están sujetas a ningún tipo de restricción y no son diagonales. De este modo, definimos los vectores en el espacio de sabor como

$$E' = \begin{pmatrix} e'^- \\ \mu'^- \\ \tau'^- \end{pmatrix}, \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}, \quad U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}, \quad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

Al considerar los vectores del espacio de sabor y la norma unitaria, podemos reescribir la lagrangiana de la Ec. (1.17) como

$$\mathcal{L}_Y = - \left( 1 + \frac{H}{v} \right) \left[ \bar{E}'_L M'^l E'_R + \bar{U}'_L M'^u U'_R + \bar{D}'_L M'^d D'_R + h.c. \right] \quad (1.19)$$

donde se han definido las matrices de masa como

$$M^{l,u,d} = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^{l,u,d}. \quad (1.20)$$

Dichas matrices son generales y deben de ser diagonalizadas para determinar físicamente la masa de los leptones y quarks cargados. Dado que las matrices de masa no son hermíticas, debemos introducir matrices unitarias con el fin de diagonalizarlas, para esto se consideran las siguientes transformaciones:

$$\begin{aligned} E_L &= V_L^l E'_L & U_L &= V_L^u U'_L & D_L &= V_L^d U'_L \\ E_R &= V_R^l E'_R & U_R &= V_R^u U'_R & D_R &= V_R^d D'_R \end{aligned} \quad (1.21)$$

donde  $V_{L,R}^{l,u,d}$  son matrices unitarias. En el Modelo Estándar, los neutrinos son consideradas partículas sin masa porque en su formulación original sólo hay neutrinos de helicidad izquierda y no de helicidad derecha. Sin embargo, los experimentos de oscilaciones de neutrinos han demostrado que sí tienen masa. Continuando con el desarrollo, las transformaciones anteriores son sustituidas en la Ec. (1.19). Por lo tanto, la densidad lagrangiana de Yukawa se puede expresar como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= - \left( 1 + \frac{H}{v} \right) \left[ \bar{E}_L V_L^l M^l V_R^{l\dagger} E_R + \bar{U}_L V_L^u M^u V_R^{u\dagger} U_R + \bar{D}_L V_L^d M^d V_R^{d\dagger} D_R + h.c. \right] \\ &= - \left( 1 + \frac{H}{v} \right) \left[ \bar{E}_L M^l E_R + \bar{U}_L M^u U_R + \bar{D}_L M^d D_R \right], \end{aligned} \quad (1.22)$$

donde las matrices unitarias han diagonalizado toda la lagrangiana de Yukawa, permitiendo acoplar el bosón de Higgs con los fermiones cargados y así generar la masa de estas partículas de espín-1/2. Las matrices diagonales están dadas por

$$M^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}; \quad M^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}; \quad M^d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}.$$

Los elementos de la diagonal son las masas respectivas de los leptones y quarks cargados. El acoplamiento del Higgs con los fermiones es proporcional a la masa de los leptones y de los quarks. En este sector no hay cambio de sabor.

### 1.1.5. Sector de Corrientes

Otro sector importante que tiene el Modelo Estándar es el sector de corrientes. En la teoría electrodébil, este sector se origina al intercambiar la derivada ordinaria por la derivada covariante

con el propósito de preservar la invariancia en la lagrangiana correspondiente. Por ende, se obtienen los términos de interacción de los fermiones con los bosones, dando origen a las corrientes neutras y cargadas. La densidad lagrangiana invariante del sector de corrientes es

$$\mathcal{L}_C = \mathcal{L}_C^l + \mathcal{L}_C^q \quad (1.23)$$

donde  $\mathcal{L}_C^l$  y  $\mathcal{L}_C^q$  son las densidades de los sectores de corrientes de leptónico y de quarks respectivamente. Estas se definen como

$$\mathcal{L}_C^l = i\bar{L}_i\gamma^\mu D_\mu^L L_i + i\bar{l}_{iR}\gamma^\mu D_\mu^R l_{iR} \quad (1.24)$$

$$\mathcal{L}_C^q = i\bar{Q}_i\gamma^\mu D_\mu^L Q_i + i\bar{u}_{iR}\gamma^\mu D_\mu^R u_{iR} + i\bar{d}_{iR}\gamma^\mu D_\mu^R d_{iR}. \quad (1.25)$$

Recordemos que  $L_i$  y  $Q_i$  son dobletes izquierdos de  $SU(2)_L$  con hipercarga  $Y = -1$ ; mientras que  $l_{iR}$ ,  $u_{iR}$  y  $d_{iR}$  son los singletes derechos de  $SU(2)_L$  y tienen una hipercarga  $Y = -2$ . Las derivadas covariantes  $D_\mu^L$  y  $D_\mu^R$  están definidas como

$$D_\mu^L \equiv \partial_\mu - ig\frac{\sigma^i}{2}W_\mu^i - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \quad \text{asociada a } SU(2)_L, \quad (1.26)$$

$$D_\mu^R \equiv \partial_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \quad \text{asociada a } U(1)_Y.$$

donde  $Y$  es la hipercarga y ésta cambia con respecto al grupo de simetría asociado. Si consideramos el espacio de sabor, los autoestados de masa de la Ec. (1.21) se mantienen igual. En el caso de los neutrinos, debido a su masa casi nula, se pueden transformar a los neutrinos de la misma forma que los leptones cargados,

$$\nu_L = V_L^l \nu'_L \quad \nu_R = V_R^l \nu'_R. \quad (1.27)$$

Considerando los autoestados de las Ecs. (1.21) y (1.27), la lagrangiana del sector leptónico se puede escribir en términos de las corrientes. Dicha lagrangiana resulta ser

$$\mathcal{L}_C^l = i\bar{E}_L\partial E_L + i\bar{\nu}_L\partial\nu_L + \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W_\mu^-) + \frac{g}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu \quad (1.28)$$

donde se han definido las corrientes cargadas y las corrientes neutras como:

$$J^{+\mu} = \bar{\nu}_L\gamma^\mu E_L \quad (1.29)$$

$$J^{-\mu} = \bar{E}_L\gamma^\mu \nu_L \quad (1.30)$$

$$J_Z^\mu = \bar{\nu}_L\gamma^\mu(g_V^\nu + g_A^\nu\gamma^5)\nu_L + \bar{E}_L\gamma^\mu u(g_V^{E_i} + g_A^{E_i}\gamma^5)E_L, \quad (1.31)$$

$$J_A^\mu = \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{E}_L \gamma^\mu E_L. \quad (1.32)$$

Cabe mencionar que las corrientes neutras y cargadas del sector leptónico son las mismas que los autoestados de masa, por lo tanto, no hay cambio de sabor. Además, la lagrangiana de este sector queda invariante bajo las transformaciones mencionadas anteriormente. Por otro lado, la densidad lagrangiana del sector de corrientes de quarks queda como

$$\mathcal{L}_C^l = i\bar{U}_L \partial U_L + i\bar{D}_L \partial D_L + \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W_\mu^-) + \frac{g}{2c_W} Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu \quad (1.33)$$

donde se han definido las corrientes cargadas y las corrientes neutras como:

$$J^{+\mu} = \bar{D}_L V_L^D \gamma^\mu V_L^{U\dagger} U_L = \bar{D}_L \gamma^\mu V_{CKM}^\dagger U_L, \quad (1.34)$$

$$J^{-\mu} = \bar{U}_L V_L^U \gamma^\mu V_L^{D\dagger} D_L = \bar{U}_L \gamma^\mu V_{CKM} D_L, \quad (1.35)$$

$$J_Z^\mu = \bar{U}_L \gamma^\mu (g_V^u + g_A^u \gamma^5) U_L + \bar{D}_L \gamma^\mu u (g_V^d + g_A^d \gamma^5) D_L, \quad (1.36)$$

$$J_A^\mu = \bar{U}_L \gamma^\mu U_L + \bar{D}_L \gamma^\mu D_L \quad (1.37)$$

donde  $V_{CKM} = V_L^U V_L^{D\dagger}$  es la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, mientras que  $g_{V,A}^{\nu, E_i, u, d}$  son constantes de acoplamiento de los leptones y de los quarks respectivamente. Es evidente que en el sector de corriente de quarks no se conserva ya que las transformaciones no son invariantes. Por lo tanto, las corrientes cargadas dan lugar al cambio de sabor.

## 1.2. Más allá del Modelo Estándar.

Con el descubrimiento del Bosón de Higgs, se ha corroborado la teoría del Modelo Estándar y la explicación del origen de ciertas partículas elementales a través del Mecanismo de Higgs. Sin embargo, existen ciertas inquietudes que esta Teoría Cuántica de Campos no ha podido explicar, como lo es la generación de la masa de los neutrinos y la materia oscura. Además, en esta teoría el único sector donde hay cambio de sabor es en el sector de corrientes de quarks. En virtud de ello, se han propuesto teorías que van más allá del Modelo Estándar y que se espera que den luz a una nueva física, permitiendo que las corrientes cargadas en el sector leptónico den lugar al cambio de sabor. Entre estas teorías innovadoras están la extensión del sector de Higgs y las teorías efectivas. La primera teoría extiende el sector de Higgs a más dobletes, dando como resultado la aparición de nuevos bosones de Higgs y la alteración de la física de sabor. Por otro lado, las teorías efectivas cuánticas de campo (EFT) son herramientas teóricas que se han utilizado para estudiar el comportamiento de un fenómeno en un cierto rango de energías donde se conoce el grado de libertad relevante.

### 1.2.1. Teorías Efectivas

Las teorías efectivas de campo (EFT) fueron desarrolladas como una herramienta para estudiar un fenómeno físico en un cierto rango de energía, y esto con el propósito de calcular cantidades que podrían medirse en los experimentos que se hacen en los aceleradores de partículas. Esta teoría ha aportado conocimientos sobre la naturaleza de las partículas elementales, por lo que se ha convertido en un artilugio de aproximación atractivo. Además, describe la física a través de parámetros de baja energía, los cuales simplifican considerablemente los cálculos y se pueden calcular en términos de parámetros en una teoría de alta energía más fundamental. En casos donde aparecen escalas de masas muy grandes, es ventajoso construir una teoría efectiva, ya que los grados de libertad se vuelven relevantes solo a distancias mucho más pequeñas, es decir, a escalar de energías muy altas[36, 37]. En la literatura, las teorías efectivas se han usado como un medio para estudiar y determinar la física más allá del Modelo Estándar de una manera independiente. En este caso, con el fin de estudiar el proceso de decaimiento  $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$  en donde se involucra el sector de Higgs extendido, se propone en el sector leptónico de Yukawa una lagrangiana basada en una teoría efectiva.

### 1.2.2. Extensiones del Modelo Estándar.

El Modelo Estándar sólo asume un doblete escalar de Higgs y éste permite introducir términos de masa a los fermiones y bosones. [31, 32] Sin embargo, con la detección del bosón de Higgs en el LHC, se ha despertado el interés en suponer la existencia de más dobletes escalares y estudiar sus respectivas consecuencias. Como ya se había mencionado anteriormente, existen propuestas de teorías que van más allá del Modelo Estándar y que se espera que den luz a una nueva física. Todas las extensiones de esta teoría conllevan a predecir la existencia de nuevos bosones de Higgs, los cuales pueden alterar la física de sabor. Una de las extensiones que se ha estado estudiando hasta el momento es el sector de Higgs extendido a más dobletes escalares [38]. La ampliación de este sector es atractiva porque los campos escalares están dotados de grupos de simetría discreta y permiten acoplamientos simples a dobletes de fermiones del Modelo Estándar. Según Miguel P. Bento y colaboradores (2018), un estudio detallado de las predicciones de un modelo de  $N$  dobletes de Higgs (NHDM) puede guiar las búsquedas experimentales de nuevos fenómenos escalares [39]. Este tipo de modelo generalizado predice tanto escalares neutros como cargados y dan como resultado una mezcla entre ambos donde son posibles nuevas fuentes de violación CP en la mezcla de escalares neutros y en la mezcla de escalares cargados en los acoplamientos de escalares con fermiones. El ejemplo más popular de estas extensiones es el modelo de dos dobletes (2HDM), el cual ha sido extensamente estudiado debido a que genera una violación CP y permite la aparición de cinco bosones de Higgs[40, 41]. Otra extensión que ha sido objeto de importante interés en los años recientes es el modelo de tres dobletes (3HDM) [11]. En estos modelos, la dependencia de

las masas adicionales del bosón de Higgs provienen de constricciones teóricas como la unitariedad perturbativa y la estabilidad del vacío. Los efectos de lazo en el sector de Higgs extendido pueden ser grandes debido al efecto de desacoplamiento[13]. Existen otros modelos basados en ampliaciones del grupo electrodébil, los cuales contienen sectores de Higgs que generan una rica fenomenología. Una extensión muy popular son los llamados modelos izquierdos-derechos, los cuales están basados en el grupo de norma  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$  [14, 15]. Finalmente, el último tipo de extensión que ha sido objeto de importante interés en los últimos años son los llamados modelos 331, éstos están basados en el grupo de norma  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)$  [42, 43].

### 1.2.3. Lagrangiana en una teoría efectiva.

El enfoque lagrangiano efectivo es una parametrización independiente del modelo conveniente de los efectos de baja energía de la nueva física que puedan aparecer a altas energías [44]. De forma general, los lagrangianos describen los sistemas estudiados en la física de partículas y son vital estudiarlos, ya que de aquí se derivan los acoplamientos que hay entre las interacciones de las partículas y las leyes de conservación del proceso de interés. Una forma de discutir los efectos de una física que va más allá del Modelo Estándar es ver este principio como una pieza renormalizable de una teoría efectiva que ocurre a gran escala. En particular, para estudiar los efectos de violación del sabor leptónico, se propone un lagrangiano efectivo en el sector de Yukawa leptónico. De aquí se conduce a una de las reglas de Feynman que estaremos utilizando en los cálculos del proceso de decaimiento  $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$ . Esta regla de Feynman nos permitirá acoplar a un campo escalar con un leptón y un antileptón en un entorno con cambio de sabor. En lugar de realizar estos estudios en el contexto de alguno de los modelos específicos mencionados anteriormente, adoptaremos un enfoque independiente de modelo por medio de teorías efectivas. A nivel de árbol es típico que en el sector de Yukawa extendido los acoplamientos de escalares de Higgs con leptones cargados sean de diferente sabor. Aunque esto no ocurre en el Modelo Estándar, el fenómeno de cambio de sabor se presenta en la extensión del modelo. De acuerdo con lo mencionado anteriormente, nuestra hipótesis de trabajo para construir un lagrangiano efectivo que genere el acoplamiento  $H l_i l_j$  a orden de un lazo, siendo  $H$  el bosón de Higgs del Modelo Estándar, tendrá como base los siguientes requerimientos:

- Los nuevos bosones de Higgs  $\phi_a$  ( $a=1,2,\dots$ ) inducen cambio de sabor leptónico a nivel de árbol, los cuales surgirían de un sector de Yukawa extendido.
- Se propone una lagrangiana efectiva sujeta a respetar los siguientes principios:
  1. Renormalizabilidad
  2. Hermiticidad
  3. Invariancia de Lorentz

#### 4. Invariancia de norma electromagnética

Para poder analizar el lagrangiano efectivo, introducimos los campos escalares complejos de  $SU(2)_L$ , los cuales están definidos como

$$\Phi_a = \left( \begin{array}{c} H_a^\dagger \\ \frac{v_a + H_a^0 + iA_a^0}{\sqrt{2}} \end{array} \right) \quad (1.38)$$

siendo  $v_a$  el valor esperado del vacío (VEVs) de los tres dobletes de Higgs y están limitados por la masa de bosón  $W^\pm$  [45]. La interacción que hay con el campo de Higgs permite introducir términos de masa a los fermiones y en nuestro caso para los leptones. Por otro lado, recordemos que podemos introducir masas para los campos fermiónicos manteniendo la invariancia mediante los acoplamientos de Yukawa. En cada familia, las generaciones se pueden dividir debido a la presencia de un vacío de sabor casi plano, por tal motivo, los acoplamientos de Yukawa de quarks y leptones corresponden a los valores propios de una matriz de acoplamiento [46]. En general, el sector de Yukawa se descompone en el sector leptónico y el sector de quarks:

$$\mathcal{L}_Y = \mathcal{L}_Y^l + \mathcal{L}_Y^q. \quad (1.39)$$

Para encontrar la matriz de acoplamiento que nos permita enlazar los campos escalares con los leptones, nos centramos en el sector leptónico de Yukawa,  $\mathcal{L}_Y^l$ . Dado que toda extensión del Modelo Estándar debe contener un bosón de Higgs que reproduzca al Modelo de origen; es de esperarse que ese bosón en particular no medie cambio de sabor a nivel de árbol, por lo que no significa que no pueda generar a un lazo. De tal forma que el lagrangiano tiene una estructura como la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^l &\equiv \mathcal{L}_{\phi_a l_i l_j} \\ &= \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{\phi_\alpha} \\ &= \underbrace{\phi_H \Omega_{ij}^H \bar{l}_i P_L l_j}_{\text{ME}} + \underbrace{\phi_\alpha \Omega_{ij}^\alpha \bar{l}_i P_L l_j}_{\text{Nueva Física}} + h.c.. \end{aligned} \quad (1.40)$$

En las dos últimas igualdades de la ecuación anterior, en el primer término está asociado con el Modelo Estándar donde  $\phi_H$  es el doblete de Higgs y el segundo está relacionado con una nueva física que involucra el acoplamiento de campos escalares con leptones, h.c. es el hermítico conjugado. Una lagrangiana general que satisface todos los requerimientos es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\phi_a l_i l_j} &= \phi_a \Omega_{ij}^a \bar{l}_i P_L l_j + h.c. \\ &= \phi_a \Omega_{ij}^a \bar{l}_{Ri} l_{Lj} + h.c. \end{aligned} \quad (1.41)$$

donde hay una suma implícita sobre  $a$ , la cual contiene el término relacionado con el Modelo Estándar. Con el fin de determinar nuestra regla de Feynman, definimos el espacio de sabor

$$E = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} l_1 \\ l_2 \\ l_3 \end{pmatrix}. \quad (1.42)$$

Si consideramos el espacio de sabor, el lagrangiano del sector leptónico en la norma unitaria se puede reescribir como

$$\mathcal{L}_{\phi_a l_i l_j} = \phi_a \bar{E}_R \Omega^a E_L + \phi_a \bar{E}_L \Omega^{a\dagger} E_R \quad (1.43)$$

donde  $\Omega^a$  es una matriz  $3 \times 3$  completamente general y adimensional en el espacio de sabor. Tomando en consideración las siguientes transformaciones:

$$E_L = P_L E \quad \text{y} \quad E_R = P_R E. \quad (1.44)$$

Aquí  $P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$  y  $P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)$  son los proyectores quirales. Sustituyendo la Ec. (1.44) en el lagrangiano de la Ec. (1.43), tenemos que la densidad lagrangiana es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\phi_a l_i l_j} &= \phi_a \bar{E} \left[ \Omega^a P_L + \Omega^{a\dagger} P_R \right] E \\ &= \phi_a \bar{E} \left[ \underbrace{\frac{1}{2}(\Omega^a + \Omega^{a\dagger})}_{S_{ij}} + \underbrace{\frac{1}{2}(\Omega^{a\dagger} - \Omega^a) \gamma^5}_{P_{ij}} \right] E \end{aligned} \quad (1.45)$$

Por conveniencia cambiamos la notación de los proyectores quirales  $P_R$  y  $P_L$  por las componentes axiales y vectoriales en el lagrangiano anterior. Los efectos de la nueva física están dados por dicho lagrangiano, es decir, las matrices  $\Omega^{(a)}$  pueden ocasionar violación CP y son fuente del cambio de sabor. Además, cabe mencionar que dichas matrices no son hermíticas y tampoco unitarias. En este lagrangiano efectivo se deriva el acoplamiento entre campos escalares del modelo extendido con dos leptones cargados con cambio de sabor,  $\phi_a l_i \bar{l}_j$ . De tal forma que podemos definir nuestra regla de Feynman con un vértice igual a  $-i(S_{ij} + P_{ij}\gamma^5)$ . La estructura del sabor está fijada por los acoplamientos de Yukawa de los leptones al sector de Higgs extendido. Los parámetros  $\Omega_{ij}^{(a)}$  y  $\Omega_{ij}^{(a)\dagger}$  representan la fuerza que hay entre los acoplamientos de  $\phi_a l_i \bar{l}_j$  donde  $a = 1, 2, \dots$  y  $i, j = e^-, \mu^-, \tau^-$ .

Estas reglas están en la notación de los proyectores quirales. En la Fig.1.4, los incisos a) y b) representan las reglas de Feynman del acoplamiento  $\phi_a l_i \bar{l}_j$  con las componentes axiales y vectoriales, la cual es la que estaremos utilizando en cálculos subsecuentes. Las entradas de las matrices  $S_{ij}$  y  $P_{ij}$  las hemos definido como:

$$\begin{aligned} S_{ij} &= \frac{1}{2} \left( [\Omega^{(a)}]_{ij} + [\Omega^{(a)\dagger}]_{ij} \right) \\ P_{ij} &= \frac{1}{2} \left( [\Omega^{(a)}]_{ij} - [\Omega^{(a)\dagger}]_{ij} \right), \end{aligned} \quad (1.46)$$

donde los subíndices están relacionado con los leptones cargados ( $i, j = e, \mu, \tau$ ) y el superíndice está asociado con los nuevos campos escalares ( $a = 1, 2, \dots$ ).

En general, en el sector leptónico del Modelo Estándar, la simetría del sabor se conserva, lo que implica que el número leptónico también se conserve. Por esta razón las transiciones entre leptones cargados están prohibidas en el Modelo Estándar. En cambio, en nuestro lagrangiano efectivo, los nuevos campos escalares conducen a nuevos bosones de Higgs y la alteración de la física de sabor, permitiendo acoplar fermiones del Modelo Estándar [47]. Una violación del sabor del leptón es una transición entre los leptones cargados ( $e, \mu$  y  $\tau$ ), por lo que no se conserva el número de familia de los leptones. Sin embargo, las transiciones entre leptones se pueden realizar a nivel de un lazo a través de las corrientes neutras que cambian el sabor y son mediadas por una partícula masiva. Cualquier observación y detección de un proceso donde hay violación del sabor de leptones cargados sería una señal evidente de una física que va más allá del Modelo Estándar. En nuestro caso, para el estudio del decaimiento del Bosón de Higgs a dos leptones cargados con cambio de sabor, el cambio de sabor puede inducirse a nivel de un lazo debido al intercambio de campos escalares, los cuales deben ser masivos[48, 49]. Para determinar los acoplamientos del lagrangiano efectivo de la Ec. (1.45) se pretende estudiar los momentos dipolares magnéticos y eléctricos de los leptones cargados, involucrando partículas escalares masivas para inducir el cambio de sabor entre los leptones. Para encontrar dichos acoplamientos se estudian dos procesos distintos: un proceso de transición y un proceso estático o diagonal. El primer proceso es de transición ( $l_i \rightarrow \gamma l_j$ ) o también conocido como no diagonal y ocurre cuando  $i \neq j$ . El segundo caso es un proceso diagonal y ocurre cuando  $i = j$ . Estos procesos nos permiten determinar la matriz  $\Omega_{ij}^{(a)}$  y definir a los dipolos magnéticos y eléctricos del lepton cargado.

Las reglas de Feynman describen los acoplamientos que hay entre las partículas y que corresponden a cada uno de los diagramas que involucran al proceso estudiado. En los procesos mencionados anteriormente se consideran las reglas de Feynman que se obtuvieron del lagrangiano efectivo, visto en el capítulo anterior. En la Fig.1.4 se muestran las reglas de Feynman que son necesarias para describir los diagramas de Feynman que contribuyen a este proyecto de investigación. En los incisos a) y b) se tienen los acoplamientos de un campo escalar con dos leptones distintos, mientras que en c) se tiene el vértice del campo escalar de Higgs acoplado a los leptones es extraído de la literatura y se obtiene del Modelo Estándar [33]. Es importante mencionar que el vértice  $\phi_a l_i \bar{l}_j$  es un acoplamiento general y viene dado de un lagrangiano efectivo. Es necesario definir las entradas de las matrices  $S_{ik}$  y  $P_{ik}$ , ya que están determinadas por los acoplamientos del campo escalar con los leptones. Recordemos que esas entradas de matrices son definidas en la Ec. (1.46). Las entradas de las matrices se pueden calcular mediante los momentos dipolares magnético y eléctrico de los leptones cargados. Para el caso de la diagonal de la matriz, consideramos un proceso estático, mientras que en el caso no diagonal, tomaremos las cotas experimentales para las transiciones con cambio de sabor del decaimiento  $l_j \rightarrow l_i \gamma$ .

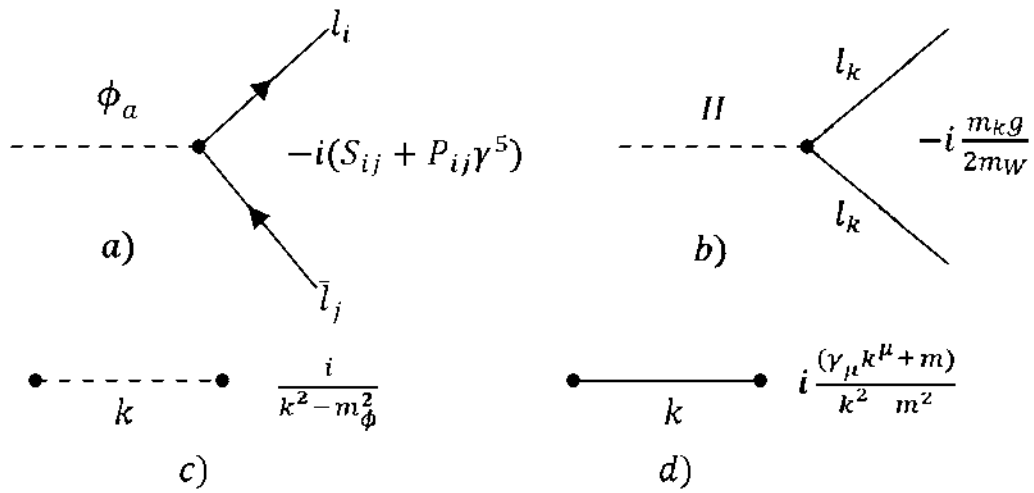


Figura 1.4: Reglas de Feynman para los decaimientos.

# Capítulo 2

## El decaimiento $H \rightarrow l_i l_j$ .

Nuestro estudio de interés son los efectos de violación del sabor leptónico mediado por el decaimiento de un bosón de Higgs a nivel de un lazo con cambio de sabor ( $H \rightarrow l_i l_j$ ) y el proceso de transición de  $l_j \rightarrow l_i \gamma$ , así como de las propiedades de los leptones cargados. El primer proceso de interés es el estudio del decaimiento  $H \rightarrow l_i l_j$  a nivel de un lazo, en el cual se involucran los campos escalares y se da el cambio de sabor.

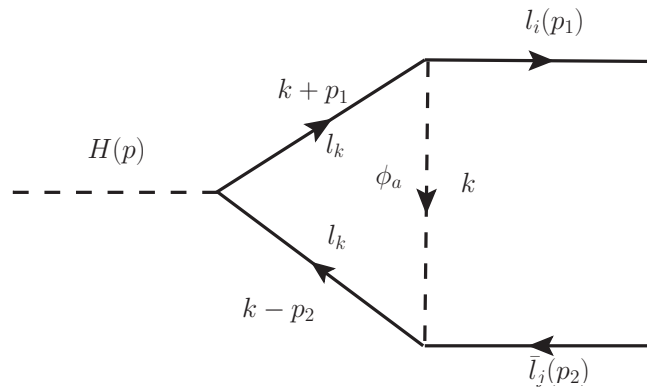


Figura 2.1: Diagrama 1. Primer diagrama de Feynman que contribuye al decaimiento  $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$ .

Los diagramas son una representación sencilla de cálculos matemáticos que describen las interacciones que hay entre las partículas, y éstos nos ayudan a entender y estudiar el decaimiento. A continuación, en las Figs. 2.1, 2.2 y 2.3 se muestran los diagramas que han sido utilizados para el proceso de decaimiento. En cada diagrama, la línea entrante es el bosón de Higgs y las partículas salientes son los leptones cargados, los cuales se denotan como  $H$ ,  $l_i$  y  $\bar{l}_j$ . Los subíndices de los leptones  $l_i$  y  $\bar{l}_j$  nos indican el tipo de partícula que está saliendo y éstos toman los valores de  $i, j = e, \mu, \tau$ .



Para encontrar las amplitudes explícitas, consideraremos la siguiente cinemática del proceso

$$\begin{aligned}
P &= p_1 + p_2 && \text{Conservación del momento,} \\
m_H^2 &= P^2, \quad p_1^2 = m_i^2, \quad p_2^2 = m_j^2 && \text{Condición de capa de masas,} \\
p_1 \cdot p_2 &= \frac{1}{2} (m_H^2 - m_i^2 - m_j^2) && \text{Producto punto} \quad (2.3)
\end{aligned}$$

donde P es el momento del Higgs,  $p_1$  y  $p_2$  son los momentos de las partículas salientes, es decir, los leptones cargados. Una vez aplicada las reglas de Feynman correspondientes a los diagramas y tomando en cuenta la cinemática, las amplitudes respectivas se escriben como las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_1 &= \bar{u}(p_1) \sum_{\phi} \sum_{l_k} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left( -i(S_{ik} + P_{ik}\gamma^5) \right) \left[ \frac{i(\not{k} + \not{p}_1 + m_k)}{((k+p_1)^2 - m_k^2)} \right] \left[ -i \frac{m_k g}{2M_W} \right] \left[ \frac{i(\not{k} - \not{p}_2 + m_k)}{((k-p_2)^2 - m_k^2)} \right] \\
&\quad \times \left( -i(S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5) \right) \left[ \frac{i}{(k^2 - m_{\phi_a}^2)} \right] v(p_2) \\
&= \bar{u}(p_1) \sum_{\phi} \sum_{l_k} \left[ \frac{m_k g}{2M_W} \right] \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} (S_{ik} + P_{ik}\gamma^5) \left[ \frac{(\not{k} + \not{p}_1 + m_k)}{((k+p_1)^2 - m_k^2)} \right] \\
&\quad \times \left[ \frac{(\not{k} - \not{p}_2 + m_k)}{((k-p_2)^2 - m_k^2)} (S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5) \right] \left[ \frac{1}{(k^2 - m_{\phi_a}^2)} \right] v(p_2), \quad (2.4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_2 &= \bar{u}(p_1) \sum_{\phi} \sum_{l_k} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left( -i(S_{ik} + P_{ik}\gamma^5) \right) \frac{i(\not{k} + m_k)}{k^2 - m_k^2} \left( -i(S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5) \right) \\
&\quad \times \frac{i(\not{p}_1 + m_j)}{p_1^2 - m_j^2} \left( \frac{-igm_j}{2M_W} \right) \frac{i}{(k-p_1)^2 - m_{\phi_a}^2} v(p_2) \\
&= \frac{m_j}{2M_W} \frac{g}{m_i^2 - m_j^2} \bar{u} \sum_{\phi} \sum_{l_k} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} (S_{ik} + P_{ik}\gamma^5) \left[ \frac{(\not{k} + m_k)}{k^2 - m_k^2} (S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5) \right] \\
&\quad \times (\not{p}_1 + m_j) \frac{1}{(k-p_1)^2 - m_{\phi_a}^2} v(p_2), \quad (2.5)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_3 &= \bar{u}(p_1) \sum_{\phi} \sum_{l_k} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left( \frac{-igm_i}{2M_W} \right) \left[ \frac{i(-\not{p}_2 + m_i)}{p_2^2 - m_i^2} \right] \left( -i(S_{ik} + P_{ik}\gamma^5) \right) \\
&\quad \times \left[ \frac{i(\not{k} + m_k)}{k^2 - m_k^2} \right] \left( -i(S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5) \right) \frac{i}{(k + p_2)^2 - m_{\phi_a}^2} v(p_2) \\
&= \frac{m_i}{2M_W} \frac{g}{m_j^2 - m_1^2} \bar{u}(p_1) \sum_{\phi} \sum_{l_k} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} [-\not{p}_2 + m_i] (S_{ik} + P_{ik}\gamma^5) \\
&\quad \times \left[ \frac{(\not{k} + m_k)}{k^2 - m_k^2} \right] (S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5) \frac{1}{(k + p_2)^2 - m_{\phi_a}^2} v(p_2),
\end{aligned} \tag{2.6}$$

donde  $g$  es una constante de acoplamiento dada por  $g = \frac{e}{\sin\theta_W}$ ;  $m_i, m_j$  y  $m_k$  son la masa de los leptones que están involucrados en el proceso;  $m_{\phi_a}$  es la masa de los campos escalares;  $S_{ik}, S_{jk}^*, P_{ik}, P_{jk}^*$  son las entradas de las matrices y se determinan de los momentos dipolares magnéticos y eléctricos de los leptones cargados, así como de las cotas experimentales para las transiciones con cambio de sabor  $l_j \rightarrow l_i\gamma$ .

Para calcular las amplitudes anteriores, se han implementado las herramientas que tienen los programas de `FeynCalc` y `Package-X`. Ambos programas son paquetes de `Mathematica` y son necesarios para la evaluación simbólica de los diagramas de Feynman [50, 51]. Las integrales de lazo correspondientes a cada uno de los diagramas son calculados por el método de Passarino-Veltman[56]. Al sumar las tres amplitudes correspondientes, la amplitud implícita total del decaimiento se puede reescribir como

$$\mathcal{M}_{\mathcal{H}} = \bar{u}(p_1)(F_1^H + F_2^H \gamma^5)v(p_2) \tag{2.7}$$

donde  $F_1$  y  $F_2$  son los factores que acompañan a la parte escalar y pseudoescalar del proceso. Estos factores contienen la información de interés y dependen de los acoplamientos ( $S_{ik}$  y  $P_{ik}$ ), así como de las masas de los escalares y la masa de los leptones. Dichos factores tienen la siguiente estructura:

$$\begin{aligned}
F_1^H &= \frac{-ig}{64\pi^2 m_W (m_i - m_j) \left(1 - \frac{(m_i + m_j)^2}{m_H^2}\right)} \sum_k m_k^2 \left[ (P_{ik} P_{jk}^* - S_{ik} S_{jk}^*) \left\{ -\frac{m_{\phi}^2}{m_k^2} \left(1 - \frac{(m_i + m_j)^2}{m_H^2}\right) \left(\frac{m_i}{m_j} (B_{04} - B_{01} - 1)\right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{m_i m_j}{m_{\phi}^2} (B_{03} - B_{04}) + \frac{m_j}{m_i} (B_{01} - B_{03} - 1) \right\} + 2 \frac{m_i^2}{m_H^2} \left( B_{02} + 2B_{03} - B_{04} - 2B_{05} - (m_H^2 + 2m_{\phi}^2) C_{01} + 1 \right) \right. \\
&\quad \left. - 2 \frac{m_j^2}{m_H^2} \left( B_{02} - B_{03} + 2B_{04} - 2B_{05} - (m_H^2 - m_j^2 + 2m_{\phi}^2) C_{01} + 1 \right) - \frac{m_i}{m_j} \left( \left(1 - \frac{m_i^2}{m_H^2}\right) (B_{02} - B_{04} + 1) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + 3 \frac{m_j^2}{m_H^2} (B_{03} - B_{04}) \right) + \frac{m_j}{m_i} \left(1 - \frac{m_j^2}{m_H^2}\right) (B_{02} - B_{03} + 1) + 2 \frac{m_i^4}{m_H^2} C_{01} + 4 \frac{m_k^2}{m_H^2} (m_i^2 - m_j^2) C_{01} \right\} \\
&\quad \left. + (P_{ik} P_{jk}^* + S_{ik} S_{jk}^*) \left\{ \frac{2m_j}{m_k} \left[ \left(\frac{m_i^3}{m_j m_H^2} + \frac{m_i^2}{m_H^2} + \frac{m_i m_j}{m_H^2} + \frac{m_j^2}{m_H^2}\right) (B_{04} - B_{03}) + \frac{m_i}{m_j} (B_{05} - B_{04}) + B_{03} - B_{05} \right. \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \left(1 - \frac{m_i}{m_j}\right) (m_i m_j + m_{\phi}^2) C_{01} \right] + 2m_k (m_i - m_j) \left(1 - \frac{2(m_i + m_j)^2}{m_H^2}\right) C_{01} \right\} \right]
\end{aligned} \tag{2.8}$$

$$\begin{aligned}
F_2^H = & \frac{-ig}{64\pi^2 m_W (m_i + m_j) \left(1 - \frac{(m_i - m_j)^2}{m_H^2}\right)} \sum_k m_k^2 \left[ (S_{ik} P_{jk}^* + P_{ik} S_{jk}^*) \left\{ -\frac{m_\phi^2}{m_k^2} \left(1 - \frac{(m_i - m_j)^2}{m_H^2}\right) \left(\frac{m_i}{m_j} (B_{04} - B_{01} - 1)\right. \right. \right. \\
& + \frac{m_i m_j}{m_\phi^2} (B_{03} - B_{04}) + \frac{m_j}{m_i} (B_{01} - B_{03} + 1) \left. \left. \left. \right) - 2 \frac{m_i^2}{m_H^2} \left( B_{02} + 2B_{03} - B_{04} - 2B_{05} - (m_H^2 + 2m_\phi^2) C_{01} + 1 \right) \right. \right. \\
& - 2 \frac{m_j^2}{m_H^2} \left( B_{02} - B_{03} + 2B_{04} - 2B_{05} - (m_H^2 - m_j^2 + 2m_\phi^2) C_{01} + 1 \right) - \frac{m_i}{m_j} \left( \left(1 - \frac{m_i^2}{m_H^2}\right) (B_{02} - B_{04} + 1) \right. \\
& + 3 \frac{m_j^2}{m_H^2} (B_{03} - B_{04}) \left. \right) + \frac{m_j}{m_i} \left(1 - \frac{m_j^2}{m_H^2}\right) (B_{02} - B_{03} + 1) - 2 \frac{m_i^4}{m_H^2} C_{01} + 4 \frac{m_k^2}{m_H^2} (m_i^2 - m_j^2) C_{01} \left. \right\} \\
& - (S_{ik} P_{jk}^* - P_{ik} S_{jk}^*) \left\{ \frac{2m_j}{m_k} \left[ \left(\frac{m_i^3}{m_j m_H^2} - \frac{m_i^2}{m_H^2} + \frac{m_i m_j}{m_H^2} + \frac{m_j^2}{m_H^2}\right) (B_{03} - B_{04}) + \frac{m_i}{m_j} (B_{04} - B_{05}) + B_{03} - B_{05} \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(1 + \frac{m_i}{m_j}\right) (m_i m_j - m_\phi^2) C_{01} \right] - 2m_k (m_i + m_j) \left(1 - \frac{2(m_i - m_j)^2}{m_H^2}\right) C_{01} \right\} \right] \quad (2.9)
\end{aligned}$$

donde  $B_{01}, B_{02}, \dots, C_{01}$  y  $C_{02}$  son las funciones  $B_0$ 's y  $C_0$ 's de Passarino-Veltman [ver Apéndice]. Es importante mencionar que en los factores anteriores se obtuvieron funciones  $A_0$ 's pero fueron expresadas en términos de  $B_0$ 's. En esta etapa, la amplitud tiene contribuciones ultravioleta que proceden de las funciones  $B_0$ 's en los diagramas. Sin embargo, las divergencias se anulan al sumar explícitamente todos los términos de la amplitud, dando como resultado unos factores de forma finitos. Por lo tanto, la amplitud total del proceso también es finita. En los factores de las Ecs. (2.8) y (2.9) se puede apreciar que las contribuciones se anulan. Al expandir explícitamente las funciones de Passarino-Veltman en *Package-X*, los factores de forma se reducen a una expresión como las siguientes:

$$F_{S_H} = \sum_k \sum_\phi [(P_{ik} P_{jk}^* + S_{ik} S_{jk}^*) f_1(m_{\phi_a}, m_k) + (P_{ik} P_{jk}^* - S_{ik} S_{jk}^*) f_2(m_{\phi_a}, m_k)], \quad (2.10)$$

$$F_{P_H} = \sum_k \sum_\phi [(S_{ik} P_{jk}^* + P_{ik} S_{jk}^*) f_3(m_{\phi_a}, m_k) + (S_{ik} P_{jk}^* - P_{ik} S_{jk}^*) f_4(m_{\phi_a}, m_k)], \quad (2.11)$$

donde  $f_1, f_2, f_3$  y  $f_4$  son funciones que depende de todas las masas que están involucradas en este proceso. Estos factores han sido renombrados con el fin de identificar la parte relacionada con la escalar y la otra parte con la pseudoescalar. En las expansiones de los factores se hizo la suposición de que las masas  $m_{\phi_a}$  son positivas y mayores que la masa del Higgs. Además, se consideró que las masas de los escalares son muchísimo mayores que la masa de los leptones, es decir,  $m_{\phi_a} \gg m_{i,j,k}$ . Posteriormente, dichos factores serán evaluados numéricamente en PX, tomando en consideración la variación de las masas de los escalares ( $m_{\phi_a}$ ). La amplitud total finita queda como

$$\mathcal{M}_H = \bar{u}(p_1) (F_{S_H} + F_{P_H} \gamma^5) v(p_2) \quad (2.12)$$

donde  $F_{S_H}$  y  $F_{P_H}$  son nuestros nuevos factores de forma finitos, los cuales se obtuvieron de haber expandido las funciones de Passarino-Veltman en las Ecs. (2.8) y (2.9). Finalmente concluimos en esta sección que la amplitud total del proceso  $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$  es finita. Una vez que se ha obtenido la ecuación implícita de la amplitud total es indispensable encontrar su promedio para obtener la anchura de decaimiento. Para calcular la amplitud invariante

promedio también conocida como la amplitud cuadrada, es necesario sumar sobre todos los posibles estados iniciales y finales del spin que tiene el proceso de estudio. En este caso, la amplitud cuadrada está dada por

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}}_H|^2 &= \frac{1}{2} \sum_{\text{spin}} \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger = \frac{1}{2} \sum_{s=-1/2}^{1/2} \sum_{s'=-1/2}^{1/2} \mathcal{M}^\mu \mathcal{M}^{\mu' \dagger} \\ &= 2 \left[ (m_H^2 - (m_i + m_j)^2) |F_{S_H}|^2 + (m_H^2 - (m_i - m_j)^2) |F_{P_H}|^2 \right] \end{aligned} \quad (2.13)$$

donde  $F_{S_H}$  y  $F_{P_H}$  son los factores de forma finitos del proceso  $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$ . La amplitud cuadrada se va a calcular numéricamente en *Package-X* en donde se analizarán los posibles casos del decaimiento y se discutirán los resultados. La anchura de decaimiento está relacionada con la vida de las partículas. En general, la anchura del decaimiento a dos cuerpos se define como

$$d\Gamma(X \rightarrow YZ) = \frac{1}{32\pi^2} \frac{|\vec{p}_Y|}{m_H^2} \mathcal{S} |\overline{\mathcal{M}}_H|^2 d\Omega_{CM} \quad (2.14)$$

donde  $\vec{p}_Y$  es el momento de una de las partículas salientes del proceso en estudio,  $d\Omega_{CM}$  es el ángulo sólido y  $\mathcal{S}$  es un factor estadístico que está relacionado con las partículas en el estado final. Si integramos la ecuación anterior se tiene que el decaimiento es

$$\begin{aligned} \Gamma(X \rightarrow YZ) &= \frac{1}{8\pi} \frac{|\vec{p}_Y|}{m_X^2} \mathcal{S} |\mathcal{M}|^2 \\ &= \frac{\mathcal{S}}{16\pi m_X} \sqrt{\left(1 - \frac{(m_Y + m_Z)^2}{m_X^2}\right) \left(1 - \frac{(m_Y - m_Z)^2}{m_X^2}\right)} |\mathcal{M}|^2. \end{aligned} \quad (2.15)$$

en donde  $|\mathcal{M}|^2$  es la amplitud cuadrada. En nuestro proceso de decaimiento la partícula entrante es un bosón de Higgs, mientras que las partículas salientes son dos leptones distintos. Por tal motivo, entonces definimos a  $H \rightarrow l_i l_j \equiv H \rightarrow l_i \bar{l}_j + H \rightarrow \bar{l}_i l_j$ . La anchura de decaimiento para este proceso de estudio está dado por la suma incoherente de los dos estados finales

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow l_i l_j) &= \Gamma(H \rightarrow l_i \bar{l}_j) + \Gamma(H \rightarrow \bar{l}_i l_j) \\ &= 2\Gamma(H \rightarrow l_i \bar{l}_j) \end{aligned} \quad (2.16)$$

donde tomando en consideración la amplitud cuadrada de la Ec. (2.13), el decaimiento de  $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$  está dado por la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow l_i \bar{l}_j) &= \frac{1}{8\pi} \frac{|\vec{p}_1|}{m_H^2} |\mathcal{M}_H|^2 \\ &= \frac{m_H}{8\pi} \sqrt{\left(1 - \frac{(m_i + m_j)^2}{m_H^2}\right) \left(1 - \frac{(m_i - m_j)^2}{m_H^2}\right)} \left[ \left(1 - \frac{(m_i + m_j)^2}{m_H^2}\right) |F_{S_H}|^2 + \left(1 - \frac{(m_i - m_j)^2}{m_H^2}\right) |F_{P_H}|^2 \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

Dado que  $m_H > m_i, m_j$ , entonces de la ecuación anterior se tiene que  $1 > \frac{(m_i \pm m_j)^2}{m_H^2}$ . Si aproximamos la anchura de decaimiento de (2.17), la anchura total de decaimiento incoherente de dos estados finales se puede reescribir como:

$$\Gamma(H \rightarrow l_i l_j) \approx \frac{m_H}{4\pi} \left[ |F_{S_H}|^2 + |F_{P_H}|^2 \right] \quad (2.18)$$

donde  $F_{S_H}$  y  $F_{P_H}$  son los factores de forma que acompañan a la parte escalar y pseudoescalar del proceso, los cuales fueron aproximados en `Mathematica 11` tomando en consideración que  $m_{\phi_a} \gg m_i, m_j, m_k$ . El ***Branching Ratio*** es la fracción de decaimiento que hay entre las partículas que decaen de un modo de decaimiento individual con respecto al decaimiento total de partículas que se desintegran. En general, la fracción de decaimiento de este proceso es

$$B(H \rightarrow l_i l_j) = \frac{\Gamma(H \rightarrow l_i l_j)}{\Gamma_H} \quad (2.19)$$

donde el numerador es la anchura de decaimiento individual y el denominador es el decaimiento total de la partícula que decae. Los subíndices toman los valores de  $i, j = e, \mu, \tau$ , con  $i \neq j$ .

# Capítulo 3

## Límites Experimentales

Con el fin de predecir la anchura de decaimiento total de  $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$ , es necesario calcular el acoplamiento de los campos escalares con los leptones cargados ( $\phi_a l_i \bar{l}_j$ ). El acoplamiento se deriva de un lagrangiano efectivo del sector de Yukawa leptónico. En la Fig. 3.1 se muestra el acoplamiento de interés y su respectiva regla de Feynman. Con respecto al vértice  $-i(S_{ij} + P_{ij}\gamma^5)$ , las entradas de las matrices están definidas en la Ec. (1.46) y serán determinadas de los momentos dipolares magnéticos y eléctricos de los leptones cargados, así como de las cotas experimentales para las transiciones con cambio de sabor de  $l_j \rightarrow l_i \gamma$ . A continuación se muestra un esquema de los procesos que vamos a estudiar para encontrar las entradas diagonales y no diagonales de la matriz del acoplamiento.

$$\text{Entradas del acoplamiento } \phi l_i \bar{l}_j = \begin{cases} \text{Procesos diagonales (estático)} & i = j \\ \text{Procesos no diagonales o transición con cambio de sabor} & i \neq j \end{cases}$$

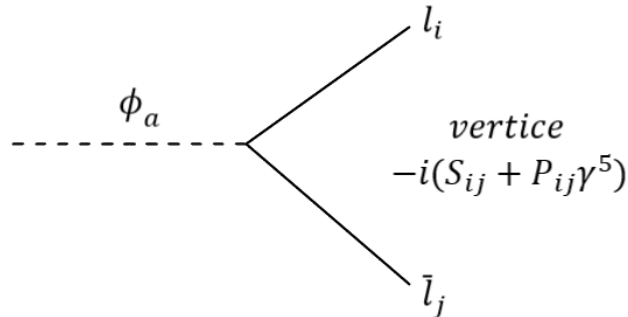


Figura 3.1: Regla de Feynman: acoplamiento  $\phi l_i \bar{l}_j$

### 3.1. La transición con cambio de sabor de $l_j \rightarrow l_i \gamma$

Un ejemplo de diagramas de lazo que conducen efectivamente a corrientes neutras con cambio de sabor son los procesos con fotones y leptones[37]. Las amplitudes de transición que cambian el sabor entre los distintos fermiones pueden resultar de elementos de matriz de sabor de la corriente electromagnética y conducir a decaimientos de  $f_i \rightarrow f_j \gamma$ . Las entradas de las matrices  $S_{ik}$ ,  $P_{ik}$ ,  $S_{jk}^*$  y  $P_{jk}^*$  se pueden determinar de los momentos dipolares magnéticos y eléctricos de los leptones cargados, bajo las cotas experimentales para las transiciones con cambio de sabor  $\phi_a l_i \bar{l}_j$ . Con la finalidad de estimar la contribución de violación de sabor en el vértice  $\phi_a l_i \bar{l}_j$  dado por las entradas mencionadas, partimos del proceso de decaimiento  $l_j \rightarrow l_i \gamma$  para poder encontrar la fracción de decaimiento y a su vez el acoplamiento del campo escalar con los leptones. La estructura de Lorentz más general de la función vértice para un proceso de transición  $l_j \rightarrow l_i \gamma$  es [52]

$$\Gamma_\mu^{l_i l_j} = (q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu) \gamma^\nu \left[ F_{E0}^{l_i l_j}(q^2) + \gamma^5 F_{M0}^{l_i l_j}(q^2) \right] + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu \left[ F_M^{l_i l_j}(q^2) + \gamma^5 F_E^{l_i l_j}(q^2) \right] \quad (3.1)$$

donde  $F_{E0}^{l_i l_j}(q^2)$  y  $F_{M0}^{l_i l_j}(q^2)$  son factores de forma relacionados con carga eléctrica y el momento anapolar;  $F_M^{l_i l_j}(q^2)$  y  $F_E^{l_i l_j}$  son los factores de forma de transición dipolar magnética y eléctrica, respectivamente. Definimos nuestra amplitud invariante como

$$\mathcal{M}^{l_i l_j} = \bar{u}(p_2) \Gamma_\mu^{l_i l_j} u(p_1) \epsilon_\mu^* \quad (3.2)$$

donde  $u(p_1)$  y  $\bar{u}(p_2)$  son los espinores de Dirac de las partículas entrante y saliente;  $\epsilon_\mu^*$  es el vector de polarización del fotón.

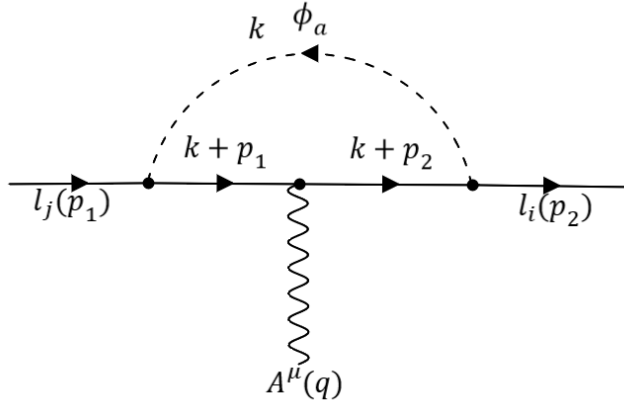


Figura 3.2: Diagrama 1 del proceso  $l_j \rightarrow l_i \gamma$ .

El vértice  $\phi_a l_i \bar{l}_j$  puede contribuir a través de los siguientes diagramas de las Figs. 3.2, 3.3 y 3.4. Las reglas de Feynman que utilizaremos para este proceso se encuentran en las Figs. 1.4 y 3.1. En este proceso de transición, la amplitud total implícita está dado por la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{l_i l_j} &= \mathcal{M}_{l_i l_j}^\mu \epsilon_\mu^* \\ &= (\mathcal{M}_{1 l_i l_j}^\mu + \mathcal{M}_{2 l_i l_j}^\mu + \mathcal{M}_{3 l_i l_j}^\mu) \epsilon_\mu^* \end{aligned} \quad (3.3)$$

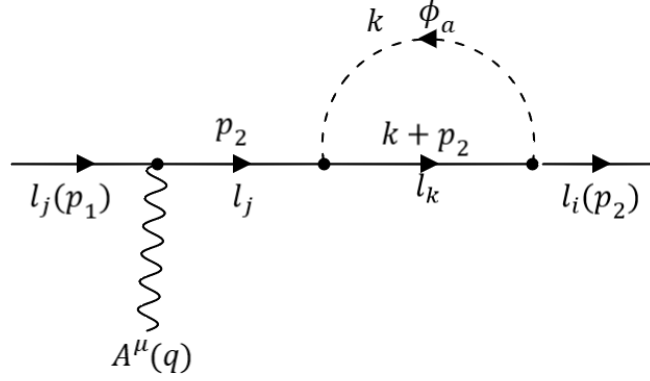


Figura 3.3: Diagrama 2 del proceso  $l_j \rightarrow l_i \gamma$ .

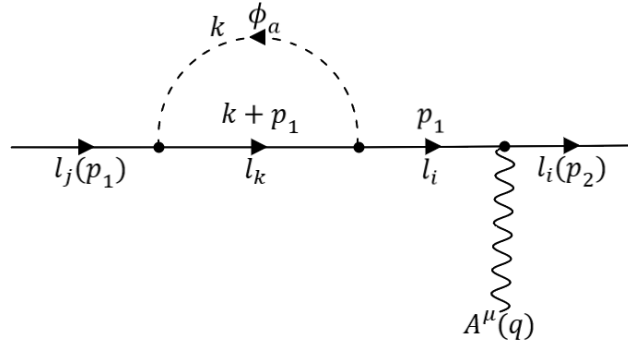


Figura 3.4: Diagrama 3 del proceso  $l_j \rightarrow l_i \gamma$ .

donde  $\epsilon_\mu^*$  es el vector de polarización del fotón y  $\mathcal{M}^\mu$  es la amplitud tensorial de los diagramas 1, 2 y 3. Las amplitudes tensoriales de cada uno de los diagramas están dadas por las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{1_i l_j}^\mu &= \bar{u}(p_2) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \sum_{k=e,\mu,\tau} \sum_{\phi} [-i(S_{ik} + P_{ik}\gamma^5)] \left( i \frac{\not{k} + \not{p}_2 + m_k}{(k+p_2)^2 - m_k^2} \right) (-ie\gamma^\mu) \left( i \frac{\not{k} + \not{p}_1 + m_k}{(k+p_1)^2 - m_k^2} \right) \\
&\quad \times [-i(S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5)] \left( \frac{i}{k^2 - m_{\phi_a}} \right) u(p_1) \\
&= e\bar{u}(p_2) \sum_{k=e,\mu,\tau} \sum_{\phi} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} (S_{ik} + P_{ik}\gamma^5) \left( \frac{\not{k} + \not{p}_2 + m_k}{(k+p_2)^2 - m_k^2} \right) (\gamma^\mu) \left( \frac{\not{k} + \not{p}_1 + m_k}{(k+p_1)^2 - m_k^2} \right) \\
&\quad \times (S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5) \left( \frac{i}{k^2 - m_{\phi_a}} \right) u(p_1), \tag{3.4}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{2i,l_j}^\mu &= \bar{u}(p_2) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \sum_{k=e,\mu,\tau} \sum_\phi [-i(S_{ik} + P_{ik}\gamma^5)] \left( i \frac{\not{k} + \not{p}_2 + m_k}{(k+p_2)^2 - m_k^2} \right) [-i(S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5)] \left( i \frac{\not{p}_2 + m_j}{p_2^2 - m_j^2} \right) \\
&\quad \times (-ie\gamma^\mu) \left( \frac{i}{k^2 - m_{\phi_a}^2} \right) u(p_1) \\
&= \frac{e}{m_i^2 - m_j^2} \bar{u}(p_2) \sum_{k=e,\mu,\tau} \sum_\phi \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} (S_{ik} + P_{ik}\gamma^5) \left( \frac{\not{k} + \not{p}_2 + m_k}{(k+p_2)^2 - m_k^2} \right) (S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5) (\not{p}_2 + m_j) \\
&\quad \times (\gamma^\mu) \left( \frac{i}{k^2 - m_{\phi_a}^2} \right) u(p_1)
\end{aligned} \tag{3.5}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{3i,l_j}^\mu &= \bar{u}(p_2) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \sum_{k=e,\mu,\tau} \sum_\phi (-ie\gamma^\mu) \left( i \frac{\not{p}_1 + m_i}{p_1^2 - m_i^2} \right) [-i(S_{ik} + P_{ik}\gamma^5)] \left( i \frac{\not{k} + \not{p}_1 + m_k}{(k+p_1)^2 - m_k^2} \right) [-i(S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5)] \\
&\quad \times \left( \frac{i}{k^2 - m_{\phi_a}^2} \right) u(p_1) \\
&= \frac{e}{m_j^2 - m_i^2} \bar{u}(p_2) \sum_{k=e,\mu,\tau} \sum_\phi \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} (\gamma^\mu) (\not{p}_1 + m_i) (S_{ik} + P_{ik}\gamma^5) \left( \frac{\not{k} + \not{p}_1 + m_k}{(k+p_1)^2 - m_k^2} \right) (S_{jk}^* - P_{jk}^*\gamma^5) \\
&\quad \times \left( \frac{i}{k^2 - m_{\phi_a}^2} \right) u(p_1),
\end{aligned} \tag{3.6}$$

donde  $m_{i,j,k}$  son masas de los leptones cargados y  $m_{\phi_a}$  son las masas del campo escalar que se encuentran en los lazos. La cinemática y las condiciones que se deben de tomar en cuenta en este proceso de transición son las siguientes:

$$\begin{aligned}
p_1 &= q + p_2 && \text{Conservación del momento,} \\
p_1^2 &= m_j^2, \quad p_2^2 = m_i^2, \quad q^2 = 0 && \text{Condición de capa de masas,} \\
p_1 \cdot p_2 &= \frac{1}{2} (m_j^2 + m_i^2) && \text{Producto punto,} \\
q_\mu \epsilon^\mu(q, \lambda) &= 0 && \text{Condición transversalidad,}
\end{aligned} \tag{3.7}$$

donde  $p_1$  es el momento del lepton cargado entrante,  $q$  es el momento del fotón y  $p_2$  es el leptón con cambio de sabor. La condición de transversalidad se ha implementado. La amplitud implícita total del proceso está dada por la suma de las amplitudes de cada uno de los diagramas que contribuyen al proceso, por lo que al desarrollar los cálculos correspondientes, la amplitud total del proceso toma la siguiente estructura

$$\mathcal{M}_{i,l_j}^\mu = \frac{1}{(m_i + m_j)} \bar{u}(p_2) (F_1^{l_i l_j} \gamma^\mu + F_2^{l_i l_j} \gamma^5 \gamma^\mu + p_1^\mu F_3^{l_i l_j} + p_1^\mu F_4^{l_i l_j} \gamma^5) u(p_1). \tag{3.8}$$

En la amplitud anterior, los términos  $F_1^{l_i l_j}$ ,  $F_2^{l_i l_j}$ ,  $F_3^{l_i l_j}$  y  $F_4^{l_i l_j}$  son los factores de forma de este proceso de estudio, es decir,  $l_j \rightarrow l_i \gamma$ . Los factores mencionados anteriormente están relacionados entre sí y dependen de las funciones de Passarino-Veltman. Al aplicar la **Identidad de Gordon** [ver Apéndice] en la Ec. (3.8), la amplitud resultante se puede comparar con la amplitud de la estructura de Lorentz Ec. (3.2) tomando a  $q^2 = 0$ . De tal forma que al relacionar ambas ecuaciones, los factores de forma dependientes de las Passarino se escriben como

$$F_{1,2}^{l_i l_j} = F_{E0}^{l_i l_j} = F_{M0}^{l_i l_j} = 0, \tag{3.9}$$

Es importante mencionar que los factores  $F_1^{l_i l_j}$  y  $F_2^{l_i l_j}$  están obligados a ser cero, debido a la invariancia de norma. Además, para simplificar el análisis se considera el caso de un solo nuevo bosón de Higgs  $\phi_a$ , el cual denotaremos simplemente por  $\phi$ . Los factores de forma magnético y eléctrico son:

$$\begin{aligned}
F_3^{l_i l_j} &= F_M^{l_i l_j} \\
&= -\frac{e}{32\pi^2} \frac{m_\phi^2}{(m_i^2 - m_j^2)} \frac{m_j}{m_i} \sum_k \left[ (S_{ik} P_{jk^*} + P_{ik} S_{jk^*}^*) \left\{ B_{01} - B_{03} + 1 - \frac{m_i^2}{m_j^2} (B_{01} - B_{04} - 1) - \frac{m_i^2}{m_\phi^2} (B_{03} - B_{04}) \right. \right. \\
&+ \frac{m_i^3}{m_j m_\phi^2} - \frac{2m_i}{m_j} (B_{03} - B_{04}) - \frac{m_i m_j}{m_\phi^2} + \frac{m_k^2}{m_\phi^2 j^2} (B_{03} - B_{02} - 1) + \frac{m_i^2 m_k^2}{m_j^2 m_\phi^2} (B_{02} - B_{04} - 1) \\
&- \left. \frac{2m_i m_k^2}{m_j m_\phi^2} (B_{04} - B_{03} + m_j^2 C_{02}) + \frac{2m_i^3 m_k^2}{m_j m_\phi^2} C_{02} \right\} - 2(P_{ik} P_{jk^*} - S_{ik} S_{jk^*}^*) \frac{m_i}{m_j} \frac{m_k (m_i + m_j)}{m_\phi^2} \\
&\times \left( B_{03} - B_{04} + (m_i^2 - m_j^2) C_{02} \right) \Big] \tag{3.10}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_4^{l_i l_j} &= F_E^{l_i l_j} \\
&= \frac{e}{32\pi^2} \frac{m_\phi^2}{(m_i - m_j)^2} \frac{m_j}{m_i} \sum_k \left[ (P_{ik} P_{jk^*} + S_{ik} S_{jk^*}^*) \left\{ B_{03} - B_{01} - 1 + \frac{m_i^2}{m_j^2} (B_{01} - B_{04} + 1) + \frac{m_i^2}{m_\phi^2} (B_{03} - B_{04}) \right. \right. \\
&+ \frac{m_i^3}{m_j m_\phi^2} - \frac{2m_i}{m_j} (B_{03} - B_{04}) - \frac{m_i m_j}{m_\phi^2} + \frac{m_k^2}{m_\phi^2 j^2} (B_{02} - B_{03} - 1) + \frac{m_i^2 m_k^2}{m_j^2 m_\phi^2} (B_{04} - B_{02} - 1) \\
&- \left. \frac{2m_i m_k^2}{m_j m_\phi^2} (B_{04} - B_{03} + m_j^2 C_{02}) + \frac{2m_i^3 m_k^2}{m_j m_\phi^2} C_{02} \right\} - 2(P_{ik} P_{jk^*} - S_{ik} S_{jk^*}^*) \frac{m_i}{m_j} \frac{m_k (m_i - m_j)}{m_\phi^2} \\
&\times \left( B_{03} - B_{04} + (m_i^2 - m_j^2) C_{02} \right) \Big], \tag{3.11}
\end{aligned}$$

donde  $B_{01}, B_{02}, \dots, C_{02}$  son las funciones de Passarino-Veltman [ver Apéndice]. En las Ecs. (3.10) y (3.11) se puede apreciar a simple vista que las contribuciones divergentes que provienen de las funciones de Passarino se cancelan entre ellas. El único diagrama que aporta dichas divergencias ultravioleta es el diagrama 1. Sin embargo, al expandir las funciones de Passarino-Veltman de forma explícita los términos divergentes ( $\frac{1}{\epsilon_{UV}}$ ) se anulan, dando como resultado finitud en los factores. Los factores de forma completos se encuentran en el Apéndice [ver Ecs. (C.1) y (C.2)]. Para simplificar el análisis de los factores de forma se considerará el caso de sólo un nuevo bosón de Higgs  $\phi_a$ , el cual denotaremos simplemente por  $\phi$ . Por otro lado, las masas de las partículas escalares son más masivas que las masas de los leptones, por lo que se puede hacer una aproximación a los factores de forma. El rango que se está considerando en la masa escalar es  $100\text{GeV} \leq m_{\phi_a} \leq 1000\text{GeV}$ ; mientras que la masa del electrón es  $m_e = 5.10999 \times 10^{-4}\text{GeV}$ , la masa del muón es  $m_\mu = 0.10566\text{GeV}$  y la masa del tau es  $m_\tau = 1.77686\text{GeV}$ . Ambos factores de forma son adimensionales y han sido aproximados, ya que  $m_{\phi_a} \gg m_i, m_j, m_k$ . Tomando en consideración lo mencionado, el factor de forma magnético se puede reescribir como:

$$\begin{aligned}
F_M^{l_i l_j} &\approx \left[ f_{1jik} S_{ik} S_{jk^*}^* + f_{2jik} P_{ik} P_{jk^*}^* \right] \\
&\approx f_{1jik} \left[ S_{ik} S_{jk^*}^* + \frac{f_{2jik}}{f_{1jik}} P_{ik} P_{jk^*}^* \right] \tag{3.12}
\end{aligned}$$

donde  $f_{1jik}$  y  $f_{2jik}$  son funciones que dependen de la masa del campo escalar  $m_\phi$  y están dadas por las siguientes ecuaciones

$$f_{1jik} = \frac{e}{96\pi^2} \frac{(m_i + m_j)}{m_\phi^2} \sum_k \left[ m_j + m_i - 6m_k \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) - 9m_k \right] \quad (3.13)$$

$$f_{2jik} = \frac{e}{96\pi^2} \frac{(m_i + m_j)}{m_\phi^2} \sum_k \left[ m_j + m_i + 6m_k \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) + 9m_k \right]. \quad (3.14)$$

Por otra parte, el factor de forma eléctrico aproximado es

$$\begin{aligned} F_E^{l_i l_j} &\approx \left[ g_{1jik} S_{ik} P_{jk}^* + g_{2jik} P_{ik} S_{jk}^* \right] \\ &\approx g_{1jik} \left[ S_{ik} P_{jk}^* + \frac{g_{2jik}}{g_{1jik}} P_{ik} S_{jk}^* \right] \end{aligned} \quad (3.15)$$

donde  $g_{1jik}$  y  $g_{2jik}$  son funciones que dependen de todas las masas involucradas en el proceso y se definen como

$$g_{1jik} = \frac{e}{96\pi^2} \frac{(m_i + m_j)}{m_\phi^2} \sum_k \left[ m_j - m_i + 6m_k \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) + 9m_k \right], \quad (3.16)$$

$$g_{2jik} = \frac{e}{96\pi^2} \frac{(m_i + m_j)}{m_\phi^2} \sum_k \left[ m_j - m_i - 6m_k \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) - 9m_k \right]. \quad (3.17)$$

Las funciones  $f_{1jik}$ ,  $f_{2jik}$ ,  $g_{1jik}$  y  $g_{2jik}$  se pueden consultar en el apartado C del Apéndice. Los subíndices  $j, i$  de las funciones que constituyen los factores de forma están asociados con los leptones externos y  $k$  representa el lepton que contribuye a la corrección radiativa, es decir, el lepton interno. Restringiremos la discusión sólo para el caso cuando el lepton interno es  $k = \tau$ , dado que las funciones son un orden de magnitud en  $k = \mu$  y tres órdenes de magnitud mayor que en  $k = e$ . En la Fig. 3.5 se muestra el comportamiento de las funciones  $f_{1jik}$  y  $g_{1jik}$  para los diferentes procesos en donde se fue variando la masa de la partícula escalar  $m_\phi$  en un rango de  $100\text{GeV} \leq m_{\phi_a} \leq 1000\text{GeV}$ . En el gráfico se puede apreciar que las funciones  $f_{1jik}$  y  $g_{1jik}$  son muy próximas pero con signo distinto. Tomando esto en consideración lo mencionado anteriormente, obtenemos la siguiente relación

$$\frac{f_{2ji\tau}}{f_{1ji\tau}} \approx \frac{g_{2ji\tau}}{g_{1ji\tau}} \approx -1. \quad (3.18)$$

donde el signo negativo surge de la relación que hay entre las funciones. Sustituyendo la Ec. (3.18) en Ecs. (3.12) y (3.15), los factores de forma magnético y eléctrico finales son

$$F_M^{l_i l_j} = f_{1jik} \left[ S_{ik} S_{jk}^* - P_{ik} P_{jk}^* \right], \quad (3.19)$$

$$F_E^{l_i l_j} = -f_{1jik} \left[ S_{ik} P_{jk}^* - P_{ik} S_{jk}^* \right]. \quad (3.20)$$

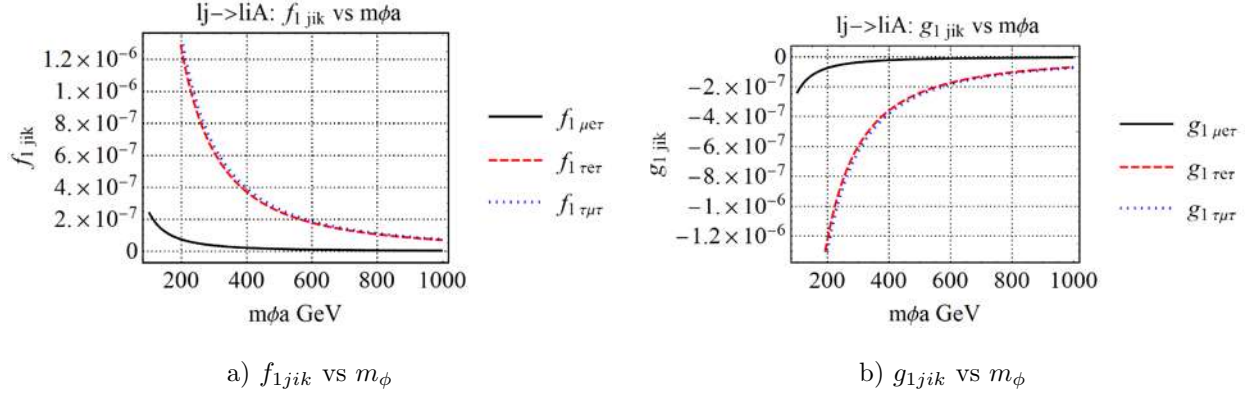


Figura 3.5: Comportamiento de las funciones  $f_{1jik}$  y  $g_{1jik}$  variando  $m_{\phi}$ .

La amplitud de la Ec. (3.8) se puede reescribir como la siguiente ecuación

$$\mathcal{M}_{l_i l_j}^{\mu} = \frac{1}{(m_i + m_j)} \bar{u}(p_2) (F_M^{l_i l_j} i\sigma_{\mu\nu} q^{\nu} + F_E^{l_i l_j} i\gamma^5 \sigma_{\mu\nu} q^{\nu}) \epsilon^{*}(q, \lambda) u(p_1) \quad (3.21)$$

donde los factores de forma  $F_3^{l_i l_j}$  y  $F_4^{l_i l_j}$  han sido reetiquetados por  $F_M^{l_i l_j}$  y  $F_E^{l_i l_j}$  respectivamente, los cuales son los factores correspondientes de la transición magnética y eléctrica. Por lo tanto, la amplitud total es finita. Además, es importante mencionar que la invariancia de norma se cumple, es decir, satisface **la identidad de Ward**,

$$q_{\mu} \mathcal{M}_{l_i l_j}^{\mu} = 0. \quad (3.22)$$

Para obtener la anchura de decaimiento, primero es necesario calcular la amplitud cuadrada de la Ec. (3.21), la cual es una amplitud invariante promedio. La amplitud promedio de este proceso está dada por

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}}_{l_i l_j}|^2 &= \frac{1}{2} \sum_{\text{spin}} \mathcal{M}_{l_i l_j} \mathcal{M}_{l_i l_j}^{\dagger} = \frac{1}{2} \sum_{s=-1/2}^{1/2} \sum_{s'=-1/2}^{1/2} \mathcal{M}_{l_i l_j}^{\mu} \mathcal{M}_{l_i l_j}^{\prime \dagger} \sum_{\lambda=-1}^1 \epsilon_{\mu}^{*} \epsilon_{\mu} \\ &= 2(m_i - m_j)^2 (|F_M^{l_i l_j}|^2 + |F_E^{l_i l_j}|^2). \end{aligned} \quad (3.23)$$

La anchura de decaimiento está relacionada con la vida de las partículas. En este sistema, tomando de referencia la Ec. (2.15), la anchura de decaimiento de este proceso es

$$\begin{aligned} \Gamma(l_j \rightarrow l_i \gamma) &= \frac{1}{16\pi m_j} \left(1 - \frac{m_i^2}{m_j^2}\right) |\overline{\mathcal{M}}_{l_i l_j}|^2 \\ &= \frac{(m_j - m_i)^3 (m_i + m_j)}{8\pi m_j^3} (|F_M^{l_i l_j}|^2 + |F_E^{l_i l_j}|^2). \end{aligned} \quad (3.24)$$

donde los factores de forma tienen una suma implícita sobre la masa interna del decaimiento y los subíndices nos indican el tipo de lepton con cambio de sabor, es decir,  $i \neq j$ . Una vez aproximados los factores de forma magnético

y eléctrico, podemos simplificar la anchura de decaimiento de una forma general para relacionar nuestros posibles procesos de transición. Finalmente, tenemos que la ecuación explícita de la anchura de decaimiento aproximada es

$$\Gamma(l_j \rightarrow l_i \gamma) \approx \frac{(m_j - m_i)^3 (m_i + m_j)}{8\pi m_j^3} |f_{1j i \tau}|^2 \left[ |S_{ik} S_{jk}^* - P_{ik} P_{jk}^*|^2 + |S_{ik} P_{jk}^* - S_{ik} S_{jk}^*|^2 \right]. \quad (3.25)$$

La **fracción de decaimiento** de este proceso es

$$Br(l_j \rightarrow l_i \gamma) = \frac{\Gamma(l_j \rightarrow l_i \gamma)}{\Gamma_{l_j}} \quad (3.26)$$

donde el numerador es la anchura de decaimiento individual y el denominador es el decaimiento total de la partícula que decae. Los subíndices toman los valores de  $i, j = e, \mu, \tau$ , con  $i \neq j$ . En este caso, para encontrar los parámetros de acoplamiento de  $\phi l_i l_j$ , tomaremos las cotas experimentales de la fracción de decaimiento de los procesos  $\mu \rightarrow e\gamma$ ,  $\tau \rightarrow e\gamma$  y  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  que están registradas en el **Particle Data Group** (PDG)[57]. Las cotas experimentales de las fracciones de decaimiento sobre los posibles procesos de  $l_j \rightarrow l_i \gamma$  son los siguientes [57]:

- $Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$
- $Br(\tau \rightarrow e\gamma) < 3.3 \times 10^{-8}$
- $Br(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4.2 \times 10^{-8}$

A continuación, analizaremos la fracción de decaimiento de cada uno de los procesos distintos y compararemos con la cota experimental correspondiente, con el fin de encontrar las cotas más relevantes para las entradas de las matrices. Es importante mencionar que siempre se debe de cumplir la siguiente relación:

$$Br(l_j \rightarrow l_i \gamma) < Br(l_j \rightarrow l_i \gamma)_{\text{Exp}} \quad (3.27)$$

donde  $Br(l_j \rightarrow l_i \gamma)$  es la fracción de decaimiento y  $Br(l_j \rightarrow l_i \gamma)_{\text{Exp}}$  es la cota experimental de la fracción de decaimiento.

### 3.1.1. $\mu \rightarrow e\gamma$

Para la anchura de decaimiento de este proceso, tomaremos los subíndices como  $j = \mu, i = e$  y  $k = \tau$ . Recordemos que la fracción de decaimiento es la anchura individual entre el decaimiento total de la partícula. En este caso, la relación que se debe de cumplir es  $Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ . Por otro lado, si escribimos explícitamente la anchura de decaimiento de  $\mu \rightarrow e\gamma$ , tenemos que la fracción de decaimiento es

$$\begin{aligned} Br(\mu \rightarrow e\gamma) &= \frac{\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma)}{\Gamma_\mu} \\ &\approx \frac{(m_\mu - m_e)^3 (m_\mu + m_e)}{8\pi m_\mu^3 \Gamma_\mu} |f_{\mu e \tau}|^2 \left[ |S_{e\tau} S_{\mu\tau}^* - P_{e\tau} P_{\mu\tau}^*|^2 + |S_{e\tau} P_{\mu\tau}^* - P_{e\tau} S_{\mu\tau}^*|^2 \right] \\ &< 4.2 \times 10^{-13}. \end{aligned} \quad (3.28)$$

De la ecuación anterior podemos encontrar la siguiente relación que depende únicamente de las entradas de matrices

$$|S_{e\tau} S_{\mu\tau}^* - P_{e\tau} P_{\mu\tau}^*|^2 + |S_{e\tau} P_{\mu\tau}^* - P_{e\tau} S_{\mu\tau}^*|^2 < \frac{4.2 \times 10^{-13}}{|f_{\mu e \tau}|^2} \left( \frac{8\pi m_\mu^3 \Gamma_\mu}{(m_\mu - m_e)^3} \right) \left( \frac{1}{m_\mu + m_e} \right) \quad (3.29)$$

La masa de los leptones cargados tienen los siguientes valores:  $m_e = 5.10999 \times 10^{-4} \text{GeV}$ , la masa del muón es  $m_\mu = 0.10566 \text{GeV}$  y la masa del tau es  $m_\tau = 1.77686 \text{GeV}$ . La anchura de decaimiento total del muon es  $\Gamma_\mu = 2.99 \times 10^{-19} \text{GeV}$  y la masa del campo escalar se varió de  $100 \text{GeV}$  hasta  $1000 \text{GeV}$ . Al considerar las datos experimentales ya conocidos, tenemos la siguiente relación

$$|S_{e\tau}S_{\mu\tau}^* - P_{e\tau}P_{\mu\tau}^*|^2 + |S_{e\tau}P_{\mu\tau}^* - P_{e\tau}S_{\mu\tau}^*|^2 < \frac{3.01632 \times 10^{-29}}{|f_{\mu e\tau}|^2} \quad (3.30)$$

o bien

$$(|S_{e\tau}|^2 + |P_{e\tau}|^2)(|S_{\mu\tau}|^2 + |P_{\mu\tau}|^2) - (S_{e\tau}P_{e\tau}^* + P_{e\tau}S_{e\tau}^*)(S_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* + P_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^*) < \frac{3.01632 \times 10^{-29}}{|f_{\mu e\tau}|^2}. \quad (3.31)$$

Recordemos que la función  $f_{\mu e\tau}$  depende de la masa  $m_\phi$  donde es la variable independiente. En el gráfico de la Fig. 3.6 inciso a) se muestra la variación de parámetros de las cotas del producto de las entradas de las matrices del acoplamiento ( $\phi l_i l_j$ ) en función de la masa del campo escalar  $m_\phi$ . Aquí se puede apreciar que las entradas deben de estar en un rango de entre  $\sim 10^{-15}$  y  $\sim 10^{-12}$  cuando el rango está entre  $100 \text{GeV}$  y  $1000 \text{GeV}$ . Cuando  $m_\phi = 100 \text{GeV}$ , las entradas  $(|S_{e\tau}|^2 + |P_{e\tau}|^2)(|S_{\mu\tau}|^2 + |P_{\mu\tau}|^2) - (S_{e\tau}P_{e\tau}^* + P_{e\tau}S_{e\tau}^*)(S_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* + P_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^*) = 5.34 \times 10^{-16}$  y cuando  $m_\phi = 1000 \text{GeV}$  entonces  $(|S_{e\tau}|^2 + |P_{e\tau}|^2)(|S_{\mu\tau}|^2 + |P_{\mu\tau}|^2) - (S_{e\tau}P_{e\tau}^* + P_{e\tau}S_{e\tau}^*)(S_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* + P_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^*) = 1.84 \times 10^{-12}$ . Notemos que al aumentar la masa  $m_\phi$ , los parámetros de las entradas son cada vez más grandes y tienen un comportamiento logarítmico.

### 3.1.2. $\tau \rightarrow e\gamma$

En este proceso se está analizando el decaimiento de un leptón tau el cual decae a un electrón con un fotón. Tomaremos los subíndices como  $j = \tau$ ,  $i = e$  y  $k = \tau$ . Para este proceso se debe de cumplir que  $Br(\tau \rightarrow e\gamma) < 3.3 \times 10^{-8}$ . La fracción de decaimiento es

$$\begin{aligned} Br(\tau \rightarrow e\gamma) &= \frac{\Gamma(\tau \rightarrow e\gamma)}{\Gamma_\tau} \\ &\approx \frac{(m_\tau - m_e)^3(m_\tau + m_e)}{8\pi m_\tau^3 \Gamma_\tau} |f_{\tau e\tau}|^2 \left[ |S_{e\tau}S_{\tau\tau}^* - P_{e\tau}P_{\tau\tau}^*|^2 + |S_{e\tau}P_{\tau\tau}^* - P_{e\tau}S_{\tau\tau}^*|^2 \right] \\ &< 3.3 \times 10^{-8} \end{aligned} \quad (3.32)$$

donde la anchura de decaimiento total del tau es  $\Gamma_\tau = 2.27 \times 10^{-12} \text{GeV}$ . En este proceso se estuvo trabajando con un rango de  $100 \text{GeV} \leq m_\phi \leq 1000 \text{GeV}$ . Teniendo en cuenta los datos experimentales mencionados anteriormente, encontramos la siguiente relación

$$|S_{e\tau}S_{\tau\tau}^* - P_{e\tau}P_{\tau\tau}^*|^2 + |S_{e\tau}P_{\tau\tau}^* - P_{e\tau}S_{\tau\tau}^*|^2 < \frac{1.06017 \times 10^{-18}}{|f_{\tau e\tau}|^2} \quad (3.33)$$

o bien,

$$(|S_{e\tau}|^2 + |P_{e\tau}|^2)(|S_{\tau\tau}|^2 + |P_{\tau\tau}|^2) - (S_{e\tau}P_{e\tau}^* + P_{e\tau}S_{e\tau}^*)(S_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* + P_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^*) < \frac{1.06017 \times 10^{-18}}{|f_{\tau e\tau}|^2}. \quad (3.34)$$

En la Fig. 3.6 inciso b) se muestra el comportamiento del producto de las entradas de la matriz del acoplamiento  $\phi l_i l_j$ . La función  $f_{\tau e\tau}$  depende de la masa del campo escalar y se encuentra variando entre un rango de  $100 \text{GeV} \leq m_\phi \leq$

1000GeV. Las entradas de matrices adimensionales del acoplamiento se encuentra variando entre los  $\sim 10^{-7}$  y  $\sim 10^{-4}$ . Si  $m_\phi = 100\text{GeV}$ , las entradas  $(|S_{e\tau}|^2 + |P_{e\tau}|^2)(|S_{\tau\tau}|^2 + |P_{\tau\tau}|^2) - (S_{e\tau}P_{e\tau}^* + P_{e\tau}S_{e\tau}^*)(S_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* + P_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^*) = 6.39 \times 10^{-8}$ , mientras que si  $m_\phi = 1000\text{GeV}$ , dichas entradas valen  $(|S_{e\tau}|^2 + |P_{e\tau}|^2)(|S_{\tau\tau}|^2 + |P_{\tau\tau}|^2) - (S_{e\tau}P_{e\tau}^* + P_{e\tau}S_{e\tau}^*)(S_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* + P_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^*) = 2.22 \times 10^{-4}$ . Notemos que dentro del rango de 100GeV a los 400GeV las variables dependientes están creciendo más rápido y están oscilando entre  $\sim 10^{-7}$  y  $\sim 10^{-5}$ . Sin embargo, a partir de los 500GeV  $\sim 600\text{GeV}$ , los parámetros crecen más lento y se mantienen entre  $\sim 10^{-5}$  y  $\sim 10^{-4}$ .

### 3.1.3. $\tau \rightarrow \mu\gamma$

En este proceso, los subíndices de la anchura de decaimiento están dados por  $j = \tau$ ,  $i = \mu$  y  $k = \tau$ . La cota experimental que siempre se debe de cumplir es  $Br(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4.2 \times 10^{-8}$ . El **Branching Ratio** es

$$\begin{aligned} Br(\tau \rightarrow \mu\gamma) &= \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \mu\gamma)}{\Gamma_\tau} \\ &\approx \frac{(m_\tau - m_\mu)^3(m_\tau + m_\mu)}{8\pi m_\tau^3 \Gamma_\tau} |f_{\tau\mu\tau}|^2 \left[ |S_{\mu\tau}S_{\tau\tau}^* - P_{\mu\tau}P_{\tau\tau}^*|^2 + |S_{\mu\tau}P_{\tau\tau}^* - P_{\mu\tau}S_{\tau\tau}^*|^2 \right] \\ &< 4.2 \times 10^{-8} \end{aligned} \quad (3.35)$$

donde la anchura de decaimiento total del tau es  $\Gamma_\tau = 2.27 \times 10^{-12}\text{GeV}$ . Comparando nuestra fracción de decaimiento con la cota experimental mencionada al inicio de este apartado, tenemos la siguiente ecuación:

$$|S_{\mu\tau}S_{\tau\tau}^* - P_{\mu\tau}P_{\tau\tau}^*|^2 + |S_{\mu\tau}P_{\tau\tau}^* - P_{\mu\tau}S_{\tau\tau}^*|^2 < \frac{1.52985 \times 10^{-18}}{|f_{\tau\mu\tau}|^2} \quad (3.36)$$

o bien,

$$(|S_{\mu\tau}|^2 + |P_{\mu\tau}|^2)(|S_{\tau\tau}|^2 + |P_{\tau\tau}|^2) - (S_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* + P_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^*)(S_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* + P_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^*) < \frac{1.52985 \times 10^{-18}}{|f_{\tau\mu\tau}|^2}. \quad (3.37)$$

Dado que el propósito es encontrar y acotar un rango de valores para los parámetros de las entradas de las matrices del acoplamiento  $\phi l_i l_j$ , se gráfico una relación entre las entradas de la Ec. (3.37) y la cota  $\frac{1.52985 \times 10^{-18}}{|f_{\tau\mu\tau}|^2}$ . La función  $f_{\tau\mu\tau}$  depende de la variable independiente  $m_\phi$ , la cual tiene valores entre  $100\text{GeV} \leq m_\phi \leq 1000\text{GeV}$ . Notemos que si  $m_\phi = 100\text{GeV}$ ,  $(|S_{\mu\tau}|^2 + |P_{\mu\tau}|^2)(|S_{\tau\tau}|^2 + |P_{\tau\tau}|^2) - (S_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* + P_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^*)(S_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* + P_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^*) = 8.19 \times 10^{-8}$ , mientras que para  $m_\phi = 1000\text{GeV}$ ,  $(|S_{\mu\tau}|^2 + |P_{\mu\tau}|^2)(|S_{\tau\tau}|^2 + |P_{\tau\tau}|^2) - (S_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* + P_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^*)(S_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* + P_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^*) = 2.89 \times 10^{-4}$ . Las entradas involucradas en este proceso andan rondando entre los  $\sim 10^{-7}$  y  $\sim 10^{-4}$ , pero a diferencia del proceso  $\tau \rightarrow e\gamma$ , es que los parámetros crecen desde el inicio más lentamente.

En la Fig. 3.7 se puede apreciar una comparación entre los parámetros de las entradas de las matrices de los procesos  $\mu \rightarrow e\gamma$ ,  $\tau \rightarrow e\gamma$  y  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ . En esta figura, la línea morada representa el proceso  $\mu \rightarrow e\gamma$  y sus cotas están a  $5.38 \times 10^{-16}$  cuando  $m_\phi = 100\text{GeV}$  y  $1.84 \times 10^{-12}$  cuando  $m_\phi = 1000\text{GeV}$ . La línea discontinua verde está relacionada con  $\tau \rightarrow e\gamma$  y sus respectivas cotas están  $6.39 \times 10^{-8}$  para  $m_\phi = 100\text{GeV}$  y  $2.25 \times 10^{-4}$  en  $1000\text{GeV}$ . Finalmente, la línea discontinua roja representa las cotas para  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ , las cuales tienen valores de  $8.19 \times 10^{-8}$  en  $100\text{GeV}$  y  $2.89 \times 10^{-4}$  en  $1000\text{GeV}$ . En el gráfico podemos observar que al aumentar la masa  $m_\phi$ , los parámetros de las entradas de las matrices del acoplamiento buscado son cada más grandes. La diferencia entre el proceso de  $\mu \rightarrow e\gamma$  y los procesos de  $\tau \rightarrow e\gamma$  y  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  son aproximadamente ocho ordenes de magnitud.



a) Valores de las entradas para  $\mu \rightarrow e\gamma$    b) Valores de las entradas para  $\tau \rightarrow e\gamma$    c) Valores de las entradas para  $\tau \rightarrow \mu\gamma$

Figura 3.6: Proceso de transición  $l_j \rightarrow l_i\gamma$ . Cotas para las entradas de matrices del acoplamiento  $\phi l_i l_j$ .

## 3.2. El caso diagonal estático

El momento dipolar magnético y el momento dipolar eléctrico son propiedades físicas que tienen las partículas elementales. En 1948, Julian Schwinger calculó del momento dipolar magnético anómalo del electrón, siendo uno de los primeros cálculos de lazo [55]. En la actualidad, estos fenómenos físicos estáticos siguen siendo estudiados a través de correcciones radiativas con el fin de cancelar las dificultades de divergencia, atribuibles a los efectos de polarización del vacío y la energía propia. Por esta razón, se ha prestado el interés en estudiar los momentos dipolares eléctrico y magnético para acotar los parámetros  $S_{ik}$  y  $P_{ik}$  que vienen dados del acoplamiento  $\phi_a l_i \bar{l}_i$ . Para estudiar los efectos de violación se debe de cumplir que que los momentos dipolares magnéticos y eléctricos respeten la cota experimental, es decir,  $a_{l_i} < a_{l_i}^{Exp}$  y  $d_{l_i} < d_{l_i}^{Exp}$ . Anteriormente se estudió el caso no diagonal de la matriz de sabor, es decir, cuando hay transición con cambio de sabor para el acoplamiento  $\phi_a l_i \bar{l}_j$ , donde  $j \neq i$ . Ahora vamos a estudiar el caso diagonal de la matriz en donde  $j = i$ . Los límites experimentales sobre los dipolos eléctricos de leptones cargados también puede ser aplicados para obtener las cotas de los parámetros  $S_{ik}$  y  $P_{ik}$ , los cuales deben ser siempre complejos. En este proceso estático, la estructura de Lorentz más general de la función vértice es [52, 54]:

$$\Gamma_\mu^{l_i l_i} = F_1^{l_i l_i}(q^2)\gamma^\mu - iF_M^{l_i l_i}(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu + F_E^{l_i l_i}(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu\gamma^5 + F_A^{l_i l_i}(q^2)(\gamma^\mu q^2 - 2m_i q_\mu)\gamma^5, \quad (3.38)$$

donde  $F_1^{l_i l_i}$  es la carga eléctrica,  $F_M^{l_i l_i}$  es el factor del momento dipolar magnético,  $F_E^{l_i l_i}$  es el factor del momento dipolar eléctrico y  $F_A^{l_i l_i}$  es el momento anapolar. Usualmente el momento del fotón es  $q = p_1 - p_2$  y  $\sigma_{\mu\nu}$  es la sigma de Dirac. En nuestro proceso, el término anapolar es nulo si el fotón está en capa de masa, esto es,  $q^2 = 0$  y  $\epsilon_\mu q^\mu = 0$  [53]. Es importante mencionar que en  $q^2 = 0$  está definido la carga estática y los momentos dipolares magnético y eléctrico. La amplitud invariante está definida como

$$\mathcal{M}^{l_i l_i} = \bar{u}(p_2)\Gamma_\mu^{l_i l_i}u(p_1)\epsilon_\mu^*. \quad (3.39)$$

La función vértice de este proceso dipolar acopla un fotón a dos leptones cargados  $l_i$ . Los factores de forma  $F_M^{l_i l_i}$  y  $F_E^{l_i l_i}$  están relacionados con el momento dipolar anómalo,  $a_f$ , y el momento dipolar eléctrico,  $d_f$ , de un fermión

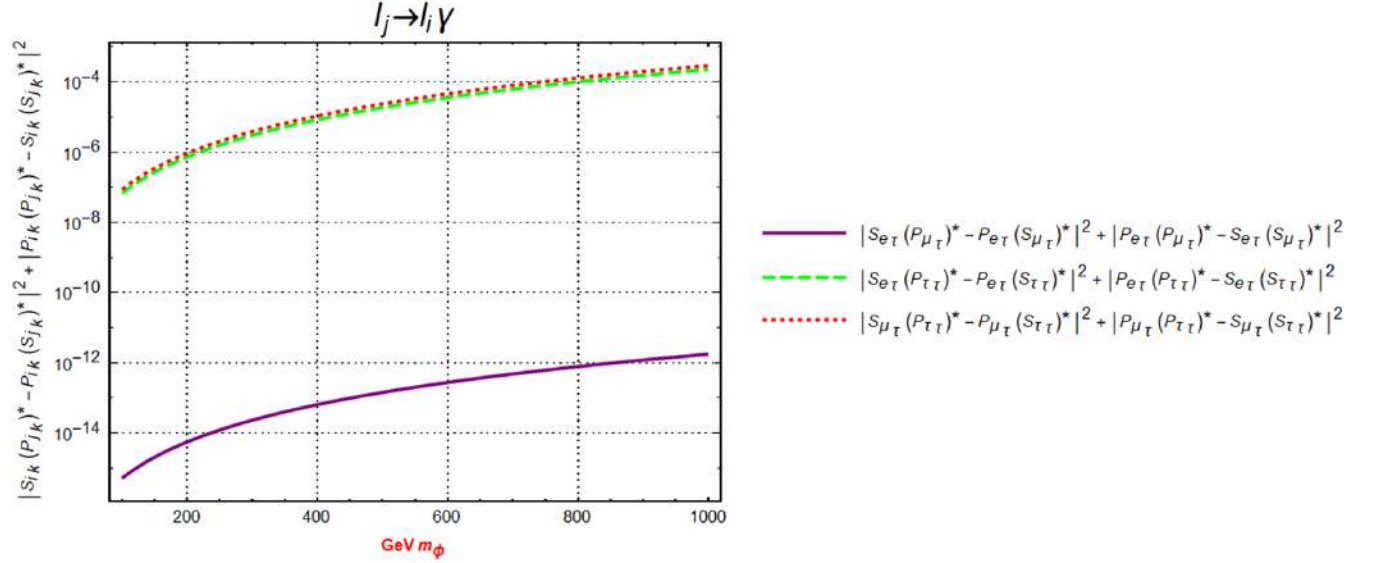


Figura 3.7: Comparación de las cotas para los diferentes procesos de  $l_j \rightarrow l_i \gamma$

cargado con masa  $m_f$ . En este caso tomaremos ese fermión cargado como un lepton  $l_i$  con masa  $m_i$ . Cuando el fotón está en capa de masa, entonces  $q^2 = 0$ , por lo que los momentos dipolares magnético y eléctrico se definen como:

$$\begin{aligned} F_M^{l_i l_i}(0) &= \frac{eQ_l}{2m_l} a_l, \\ F_E^{l_i l_i}(0) &= Q_l d_l, \end{aligned} \quad (3.40)$$

donde  $Q_l \rightarrow \pm 1$  (dependiendo de la carga),  $a_l$  es el momento dipolar magnético anómalo del lepton y  $d_l$  es el momento dipolar eléctrico del lepton. Con el objetivo de encontrar los factores de interés,  $F_M^{l_i l_i}$  y  $F_E^{l_i l_i}$ , recurriremos al formalismo matemático mediante las reglas de Feynman correspondientes y el diagrama de la Fig. 3.8.

Aplicando las reglas de Feynman al diagrama 3.8, tenemos que la amplitud invariante tensorial es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{l_i l_i}^\mu &= \bar{u}(p_2) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \sum_{k=e,\mu,\tau} \sum_{\phi} [-i(S_{ik} + P_{ik}\gamma^5)] \left( i \frac{\not{k} + \not{p}_2 + m_k}{(k+p_2)^2 - m_k^2} \right) (-ie\gamma^\mu) \left( i \frac{\not{k} + \not{p}_1 + m_k}{(k+p_1)^2 - m_k^2} \right) \\ &\quad \times [-i(S_{ik}^* - P_{ik}^*\gamma^5)] \left( \frac{i}{k^2 - m_{\phi_a}} \right) u(p_1) \\ &= e\bar{u}(p_2) \sum_{k=e,\mu,\tau} \sum_{\phi} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} (S_{ik} + P_{ik}\gamma^5) \left( \frac{\not{k} + \not{p}_2 + m_k}{(k+p_2)^2 - m_k^2} \right) (\gamma^\mu) \left( \frac{\not{k} + \not{p}_1 + m_k}{(k+p_1)^2 - m_k^2} \right) \\ &\quad \times (S_{ik}^* - P_{ik}^*\gamma^5) \left( \frac{i}{k^2 - m_{\phi_a}} \right) u(p_1), \end{aligned} \quad (3.41)$$

donde la primera suma es tomada sobre los leptones y la segunda suma es sobre los nuevos campos escalares. Los cálculos de Dirac son aplicados a la Ec. (3.41). La integral de lazo es calculada por el método de Passarino-Veltman,

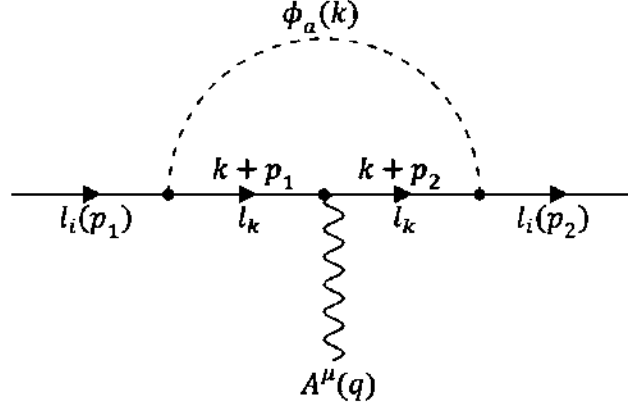


Figura 3.8: Diagrama del proceso estático.

mediante las paqueterías de FeynCalc y PX. Consideremos la siguiente cinemática:

$$\begin{aligned}
 p_1 &= q + p_2 && \text{Conservación del momento,} \\
 p_1^2 &= p_2^2 = m_i^2, \quad q^2 = 0 && \text{Condición de capa de masas,}
 \end{aligned}
 \tag{3.42}$$

donde  $q$  es el momento del fotón,  $p_1$  y  $p_2$  son los momentos de los leptones. Al desarrollar los cálculos necesarios, la amplitud (3.41) toma la estructura como en la siguiente ecuación:

$$\mathcal{M}_{l_i l_i}^\mu = \bar{u}(p_2)(F_1^{l_i l_i} \gamma^\mu + F_2^{l_i l_i} \gamma^5 \gamma^\mu + (2p_1^\mu - q^\mu)F_3^{l_i l_i} + p_1^\mu F_4^{l_i l_i} \gamma^5 - q^\mu F_5^{l_i l_i} \gamma^5)u(p_1).
 \tag{3.43}$$

$F_1^{l_i l_i}$ ,  $F_2^{l_i l_i}$ ,  $F_3^{l_i l_i}$  y  $F_4^{l_i l_i}$  son los factores de forma de este proceso de estudio. Si aplicamos las Identidades de Gordon correspondientes [ver Ecs. (A.9) y (A.11) del Apéndice] en la Ec.(3.43), la amplitud invariante se puede reescribir como

$$\mathcal{M}_{l_i l_i}^\mu = \bar{u}(p_2) \left( F_1^{l_i l_i} \gamma^\mu + F_2^{l_i l_i} \gamma^\mu \gamma^5 + F_3^{l_i l_i} (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu + 2m_i \gamma^\mu) + F_4^{l_i l_i} (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu + q^\mu) \gamma^5 - q^\mu F_5^{l_i l_i} \gamma^5 \right) u(p_1).
 \tag{3.44}$$

En esta etapa, la identidad de Ward se satisface, es decir,  $q_\mu \mathcal{M}_{l_i l_i}^\mu = 0$  en capa de masa, por lo tanto, el proceso es físicamente posible. Para definir nuestros factores de forma magnético y eléctrico, comparamos las Ecs. (3.39) y (3.45). De acuerdo a nuestro cotejo de las ecuaciones mencionadas, definimos nuestros factores relevantes como

$$F_M^{l_i l_i} = -F_3^{l_i l_i} \quad y \quad F_E = iF_4^{l_i l_i}.
 \tag{3.45}$$

Los otros factores restantes tienen problemas de divergencia pero no son de nuestro interés para el estudio. Los

factores de forma magnético y eléctrico dependientes de las funciones de Passarino-Veltman se escriben como

$$F_M^{l_i l_i} = \frac{e}{128\pi^2} \frac{m_{\phi_a}^2}{m_i^3} \sum_k \left[ (P_{ik} P_{ik}^* + S_{ik} S_{ik}^*) \left[ \frac{m_k^2}{m_{\phi_a}^2} (5B_{02} - 5B_{03} + 2(m_i^2 + 3m_{\phi_a}^2)C_{03} + 2) + \frac{m_i^2}{m_{\phi_a}^2} (B_{03} - B_{02} + 2m_{\phi_a}^2 C_{03} + 2) + \frac{m_i^4}{m_{\phi_a}^2} C_{03} - \frac{3m_k^4}{m_{\phi_a}^2} C_{03} \right] - \frac{4m_i m_k}{m_{\phi_a}^2} (P_{ik} P_{ik}^* - S_{ik} S_{ik}^*) (B_{02} - B_{03} + (m_i^2 + m_{\phi_a}^2 - m_k^2)C_{03}) \right] \quad (3.46)$$

$$F_E^{l_i l_i} = \frac{e}{32\pi^2} \frac{1}{m_i^2} \sum_k (S_{ik} P_{ik}^* - P_{ik} S_{ik}^*) m_k \left( B_{03} - B_{02} - (m_i^2 + m_{\phi_a}^2 - m_k^2)C_{03} \right) \quad (3.47)$$

donde  $B_{01}, \dots, C_{03}$  son funciones de Passarino-Veltman, las cuales se pueden ver en Apéndice. Es importante mencionar que la interacción entre la materia y la radiación produce una renormalización de la carga y la masa, estando contenidas todas las divergencias en los factores de renormalización [55]. El diagrama de este proceso tiene divergencias ultravioleta, pero al escribir explícitamente las funciones de Passarino en los factores de forma Magnético y Eléctrico, las contribuciones divergentes se cancelan. En las Ecs. (3.46) y (3.47) se puede observar a simple vista que los términos proporcionales a las divergencias ultravioleta ( $\frac{1}{\epsilon_{UV}}$ ) que vienen dadas de las funciones de Passarino se eliminan, dando la oportunidad que los factores de forma magnético y eléctrico sean finitos. Para las expansiones de las funciones de Passarino-Veltman, se consideró que  $m_{\phi_a} > m_H$  y que  $m_{\phi_a} \gg m_i, m_k$ . Los factores de forma expandidos se pueden consultar en el apéndice [ver Ecs. (C.9) y (C.10)]. En el análisis de los factores de forma, se considerará la existencia de un nuevo bosón de Higgs  $\phi$ , con una masa que varía en el rango de  $100\text{GeV} \leq m_\phi \leq 1000\text{GeV}$ . Por otro lado, las masas de las partículas escalares se asumen más pesadas que las masas de los leptones. En este caso, se puede hacer una aproximación simplificada en los factores de forma. Los factores de forma  $F_M^{l_i l_i}$  y  $F_E^{l_i l_i}$  están relacionados con el momento dipolar de un leptón cargado,  $l_i$ , con masa  $m_{l_i}$  de la siguiente manera:

$$a_l = \frac{2m_l}{Q_l e} F_M^{l_i l_i} \quad y \quad d_l = d_l = \frac{F_E^{l_i l_i}}{Q_l}. \quad (3.48)$$

donde  $a_l$  y  $d_l$  son los momentos dipolares magnético y eléctrico anómalo de un leptón cargado. Los factores de forma tienen dos sumas implícitas en cada factor, una suma interna para los leptones  $l_k$  y la otra suma para los campos escalares  $\phi_a$ . Para simplificar el caso del momento dipolar magnético y eléctrico se considera un solo nuevo bosón de Higgs, el cual denotaremos como  $\phi$ . Si tomamos en consideración  $m_\phi \gg m_i, m_k$ , entonces podemos aproximar el factor de forma  $F_M^{l_i l_i}$  y reescribir nuestro momento dipolar magnético como:

$$\begin{aligned} a_{l_i} &= \frac{2m_i}{Q_{l_i} e} F_M^{l_i l_i} \\ &= f_{1_{ik}} P_{ik} P_{ik}^* + f_{2_{ik}} S_{ik} S_{ik}^* \\ &= f_{1_{ik}} \left( P_{ik} P_{ik}^* + \frac{f_{2_{ik}}}{f_{1_{ik}}} S_{ik} S_{ik}^* \right) \end{aligned} \quad (3.49)$$

donde se ha considerado a  $Q_{l_i} = -1$ . Las funciones  $f_{1_{ik}} = f_{1_{ik}}(m_i, m_k, m_\phi)$  y  $f_{2_{ik}} = f_{2_{ik}}(m_i, m_k, m_\phi)$  se encuentran definidas como

$$f_{1_{ik}} = -\frac{1}{48\pi^2} \sum_k \frac{m_i}{m_\phi^2} \left[ \left( 2m_i + 3m_k \left[ 3 + 2 \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) \right] \right) \right], \quad (3.50)$$

$$f_{2_{ik}} = -\frac{1}{48\pi^2} \sum_k \frac{m_i}{m_\phi^2} \left[ \left( 2m_i - 3m_k \left[ 3 + 2 \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) \right] \right) \right]. \quad (3.51)$$

En estas funciones existe una suma implícita sobre  $k$ , la cual está relacionada con las partículas leptónicas internas. Si hacemos una gráfica de  $f_{1_{ik}}$  y  $f_{2_{ik}}$  en función de  $m_\phi$  en el rango de 100GeV a 1000GeV, se observa que las funciones  $f_{1_{i\tau}}$  y  $f_{2_{i\tau}}$  son un orden de magnitud más grande que  $f_{1_{i\mu}}$  y  $f_{2_{i\mu}}$ , por otro lado, las funciones  $f_{1_{i\tau}}$  y  $f_{2_{i\tau}}$  son 3 órdenes de magnitud más grande que  $f_{1_{ie}}$  y  $f_{2_{ie}}$ . Por lo tanto, las cotas más relevantes se obtienen para  $S_{i\tau}$  y  $S_{i\tau}$  (cuando  $k = \tau$ ). Por tal motivo, nos restringiremos sólo para el caso de tau. Para acotar uno de los parámetros del acoplamiento buscado, se demanda que el momento dipolar magnético del lepton cargado  $l_i$  sea menor que la cota experimental,  $a_{l_i} < a_{l_i}^{Exp}$ . Las cotas experimentales están registradas en el Apéndice y también se pueden consultar en el Particle Data Group (PDG). De la Ec. (3.49) y la exigencia de la cota experimental mencionada en este párrafo, tenemos la siguiente relación

$$P_{ik}P_{ik}^* + \frac{f_{2_{ik}}}{f_{1_{ik}}} S_{ik}S_{ik}^* < \frac{a_{l_i}^{Exp}}{f_{1_{ik}}}. \quad (3.52)$$

Si tomamos  $k = \tau$  e ignoramos las contribuciones internas del electrón y del muón, las funciones son muy próximas y entonces  $\frac{f_{2_{i\tau}}}{f_{1_{i\tau}}} \approx -1$ . Al considerar el tau, la ecuación anterior se puede reescribir como

$$P_{i\tau}P_{i\tau}^* - S_{i\tau}S_{i\tau}^* < \frac{a_{l_i}^{Exp}}{f_{1_{i\tau}}}. \quad (3.53)$$

Por otro lado, el factor eléctrico del dipolo de un leptón cargado también está relacionada con el momento dipolar eléctrico. A diferencia del momento dipolar magnético, el momento dipolar eléctrico tiene unidades proporcionales a la carga y al inverso de la masa, es decir,  $d_{l_i} \sim e.cm$ . Recordemos que el momento dipolar eléctrico es

$$\begin{aligned} d_{l_i} &= \frac{F_e^{l_i}}{Q_{l_i}} \\ &\approx \frac{-ie}{32\pi^2 Q_{l_i}} \sum_{\phi_a} \sum_k \frac{m_k}{m_{\phi_a}^2} \left[ 3 + 2 \ln \left( \frac{m_k^2}{m_{\phi_a}^2} \right) \right] (S_{ik}P_{ik}^* - P_{ik}S_{ik}^*). \end{aligned} \quad (3.54)$$

Si multiplicamos y dividimos por  $m_i$  a la ecuación anterior y consideramos el caso más simple en donde existe un sólo nuevo bosón de Higgs, entonces

$$\begin{aligned} d_{l_i} &\approx \frac{i}{32\pi^2} \frac{e}{m_i} \sum_k \frac{m_k m_i}{m_\phi^2} \left[ 3 + 2 \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) \right] (S_{ik}P_{ik}^* - P_{ik}S_{ik}^*) \\ &= g_{ik} (S_{ik}P_{ik}^* - P_{ik}S_{ik}^*) \end{aligned} \quad (3.55)$$

donde se ha usado el hecho de que  $Q_{l_i} = -1$ . La función  $g_{ik} = g_{ik}(m_i, m_k, m_\phi)$  está definida en el Apéndice, Ec. (C.16). Recordemos que el momento dipolar eléctrico debe ser menor que la cota experimental, es decir,  $d_{l_i} < d_{l_i}^{Exp}$ . Tomando en cuenta la exigencia mencionada y la Ec. (3.55), obtenemos la siguiente relación importante que nos permitirá acotar las entradas de matrices:

$$S_{ik}P_{ik}^* - P_{ik}S_{ik}^* < \frac{d_{l_i}^{Exp}}{g_{ik}} \quad (3.56)$$

Si hacemos un análisis de la función  $g_{ik}$  con respecto a la variable independiente  $m_\phi$  en un rango de  $100\text{GeV} \leq m_\phi \leq 1000\text{GeV}$ , la cota más relevante es para  $k = \tau$ . Recordemos que el factor de forma  $F_M^{l_i l_i}$  está relacionado con el momento dipolar magnético de un leptón cargado,  $a_{l_i}$ , mientras que el factor de forma eléctrico  $F_E^{l_i l_i}$  está asociado con el momento dipolar eléctrico,  $d_{l_i}$ . Para encontrar los acoplamientos del vértice  $\phi l_i l_i$ , tomaremos las cotas experimentales de los momentos dipolares magnético y eléctrico. Las cotas experimentales de los momentos dipolares magnético y eléctrico que están registradas en el resumen del PDG y son las siguientes:

$$\text{Leptones cargados} \left\{ \begin{array}{l} \text{- Electrón } e^\mu \left\{ \begin{array}{l} a_e = (1159.65218076 \pm 0.00000028) \times 10^{-6} \\ d_e: d_e < 0.11 \times 10^{-28} e \text{ cm. } CL = 90 \% \end{array} \right. \\ \text{- Muón } \mu^- \left\{ \begin{array}{l} a_\mu = (11659206 \pm 4) \times 10^{-10} \\ d_\mu: |d_\mu| < 1.8 \times 10^{-19} e.cm. \quad CL = 95 \% \end{array} \right. \\ \text{- Tau } \tau^- \left\{ \begin{array}{l} a_\tau \left\{ \begin{array}{l} -0.052 < a_\tau < 0.013 \quad CL = 95 \% \end{array} \right. \\ d_\tau \left\{ \begin{array}{l} -0.22 < \text{Re}(d_\tau) < 0.45 \times 10^{-16} e \text{ cm, } CL = 95 \% \\ -0.25 < \text{Im}(d_\tau) < 0.0080 \times 10^{-16} e \text{ cm, } CL = 95 \% \end{array} \right. \end{array} \right. \end{array} \right.$$

donde  $a_i$  y  $d_i$  con  $k = e, \mu, \tau$  son los momentos dipolares magnético y eléctrico de un leptón cargado. A continuación se analizarán los posibles casos del momento dipolar de un electrón, un muón y un tau.

### 3.2.1. Momento dipolar magnético y eléctrico del electrón.

En la actualidad han sido estudiados los procesos dipolares del electrón a nivel de un lazo y en este caso es mediado por una partícula escalar de masa  $m_\phi$ . Para estudiar el momento dipolar magnético y eléctrico de un electrón cargado se considera a  $l_i = e$ . Si analizamos las ecuaciones (3.53) y (3.56), las cotas más relevantes para este caso están dadas por  $P_{e\tau}$  y  $S_{e\tau}$ . La precisión experimental del momento dipolar magnético es  $a_e = 2.8 \times 10^{-13}$ . Tomando en cuenta la cota experimental de (3.53), tenemos que

$$S_{e\tau} S_{e\tau}^* - P_{e\tau} P_{e\tau}^* < \frac{a_{l_e}^{Exp}}{f_{1e\tau}} = \frac{2.8 \times 10^{-13}}{f_{1e\tau}} \quad (3.57)$$

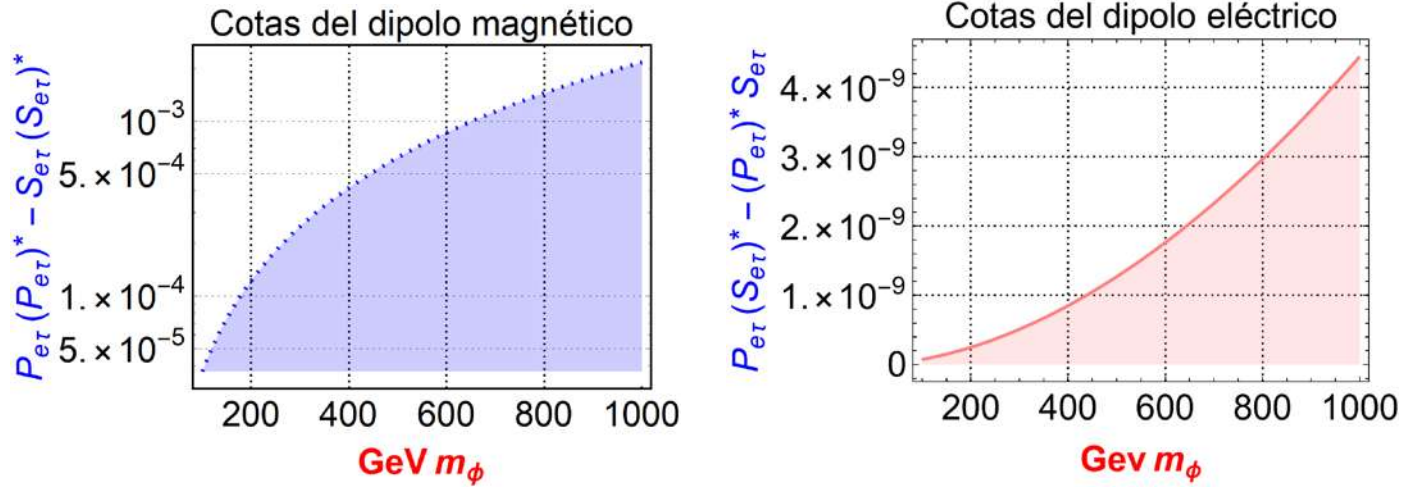
Por otro lado, el valor experimental del momento dipolar eléctrico del electrón está acotado por  $d_e < 1.1 \times 10^{-28} e \text{ cm}$ . La cota experimental para el momento dipolar eléctrico del electrón es

$$S_{e\tau} P_{e\tau}^* - P_{e\tau} S_{e\tau}^* < \frac{d_e^{Exp}}{g_{e\tau}} = \frac{1.1 \times 10^{-29}}{g_{e\tau}}. \quad (3.58)$$

Las dos ecuaciones anteriores dependen de la variable independiente  $m_\phi$ . En la Fig. 3.9 se tiene dos gráficos del comportamiento de ambas relaciones: la primera cota se obtiene del momento dipolar magnético del electrón y la otra cota del momento dipolar eléctrico del electrón. En a) de Fig.3.9 se observa que las entradas de matrices aumentan un orden de magnitud conforme aumenta la masa de la partícula escalar. Por otro lado, en b) se muestra que las cotas se mantienen en  $10^{-9}$ .

### 3.2.2. Momento dipolar magnético y eléctrico del muón.

En esta subsección se analiza el comportamiento de las entradas de las matrices que corresponden al momento dipolar magnético y eléctrico de un muón. Para estudiar dicho caso se considera a  $l_i = \mu$ . De las Ecs. (3.53) y (3.56),



a) Caso del momento dipolar magnético: Cotas del electrón      b) Caso del momento dipolar eléctrico: Cotas del electrón

Figura 3.9: Cotas para las entradas de matrices del acoplamiento del momento dipolar magnético y eléctrico del electrón.

las cotas más relevantes para este caso están dadas por  $P_{e\tau}$  y  $S_{e\tau}$ . La precisión experimental del momento dipolar magnético es  $a_\mu = 4 \times 10^{-14}$ , mientras que la cota experimental del momento dipolar eléctrico es  $d_\mu < 1.8 \times 10^{-19} \text{e.cm}$ . De la Ec. (3.53) para  $l_i = \mu$  tenemos que

$$S_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^* - P_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* < \frac{a_{l_\mu}^{Exp}}{f_{1\mu\tau}} = \frac{4 \times 10^{-10}}{f_{1\mu\tau}}. \quad (3.59)$$

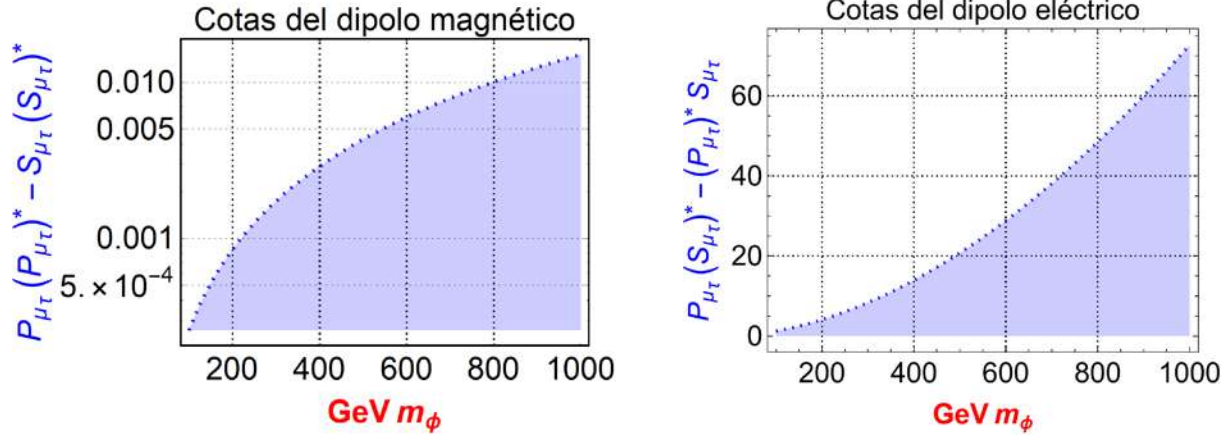
De la Ec. (3.56) y tomado en cuenta la cota experimental del momento dipolar eléctrico, tenemos que

$$S_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* - P_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^* < \frac{d_\mu^{Exp}}{g_{\mu\tau}} = \frac{1.8 \times 10^{-19}}{g_{\mu\tau}}. \quad (3.60)$$

En la Fig.3.10 a) se muestra un gráfico de cómo van cambiando los parámetros del acoplamiento  $\phi l_\mu l_\mu$ . El valor de las entradas aumenta conforme la masa es más grande, además, las constantes de acoplamiento se encuentran en el rango para poder emplear la teoría de perturbaciones. Sin embargo, en b) las constantes son mucho mayores que la unidad por lo cual no se puede emplear este caso para la teoría de perturbaciones.

### 3.2.3. Momento dipolar magnético y eléctrico del tau.

La cota experimental del momento dipolar magnético de un tau es  $-0.052 < a_\tau < 0.013 \text{e cm}$  mientras que las cotas experimentales del momento dipolar eléctrico  $-0.22 < \text{Re}(d_\tau) < 0.45 \times 10^{-16} \text{e cm}$  y  $-0.25 < \text{Im}(d_\tau) <$



a) Caso del momento dipolar magnético: Cotas del muón

b) Caso del momento dipolar eléctrico: Cotas del muón

Figura 3.10: Cotas para las entradas de matrices del acoplamiento del momento dipolar magnético y eléctrico del muón.

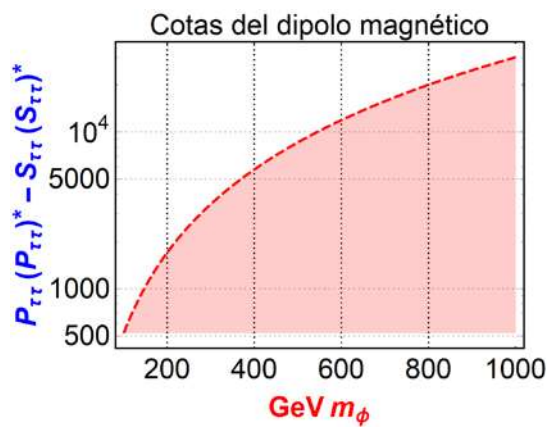
$0.0080 \times 10^{-16}$  e cm. De la Ec. (3.53) para  $l_i = \tau$  tenemos que

$$S_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^* - P_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* < \frac{d_{l\tau}^{Exp}}{f_{1\tau\tau}}. \quad (3.61)$$

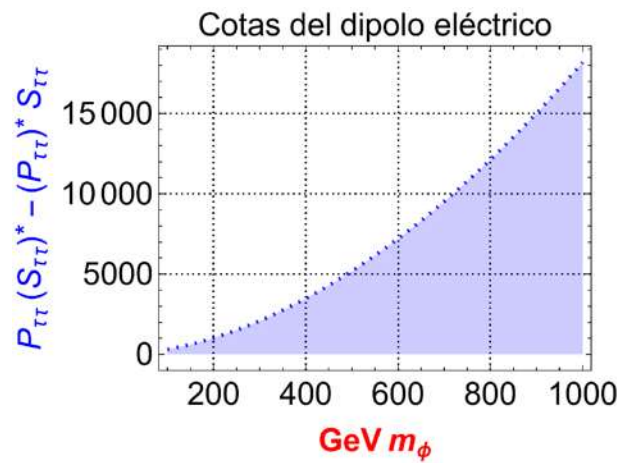
De la Ec. (3.56) y tomado en cuenta la cota experimental del momento dipolar eléctrico, tenemos que

$$S_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* - P_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^* < \frac{d_{\tau}^{Exp}}{g_{\tau\tau}}. \quad (3.62)$$

En las dos ecuaciones anteriores, las cotas experimentales están acotadas por un valor máximo y otro mínimo, por tal motivo se tomaron de referencia los dos valores para graficar. En la Fig. 3.11 se ilustran las cotas de los parámetros de acoplamiento del momento dipolar magnético y eléctrico. En ambos casos las constantes de acoplamiento son mucho mayores que la unidad y no se puede emplear la teoría de perturbaciones en estos casos.



a) Caso del momento dipolar magnético: Cotas del tau



b) Caso del momento dipolar eléctrico: Cotas del tau

Figura 3.11: Cotas para las entradas de matrices del acoplamiento del momento dipolar magnético y eléctrico del tau.

# Capítulo 4

## Análisis de resultados para el decaimiento del Higgs

Como ya se mencionó, el propósito de la tesis es estudiar los efectos de cambio de sabor en un decaimiento de Higgs a nivel de un lazo. El bosón de Higgs es una partícula inestable que tiende a decaer en partículas más ligeras y que en este caso son dos leptones distintos. En este capítulo se calcularán numéricamente las anchuras de decaimiento de los siguientes casos:  $H \rightarrow e\mu$ ,  $H \rightarrow e\tau$  y  $H \rightarrow \mu\tau$ . Finalmente, se obtendrán la fracción de decaimiento de cada proceso y los resultados se compararán con las cotas experimentales sobre los decaimientos del Higgs. Recordemos que en este proceso el cambio de sabor se induce a nivel de un lazo y es mediado por partículas escalares masivas. Sin embargo, la masa de estos nuevos bosones de Higgs no son conocidas por lo que el análisis numérico se trabajó en un rango de  $100\text{GeV} \leq m_{\phi_a} \leq 1000\text{GeV}$ . Por otro lado, las masas de los leptones y la masa del Higgs son parámetros experimentales conocidos, los cuales están registrados en el PDG. Dichos parámetros son:  $m_H = 125.25\text{GeV}$  para la masa del Higgs, la masa del electrón es  $m_e = 5.10999 \times 10^{-4}\text{GeV}$ , la masa del muón es  $m_\mu = 0.10566\text{GeV}$  y la masa del tau es  $1.77686\text{GeV}$ . Anteriormente, en el capítulo 2 se definió el proceso del Higgs decayendo a dos leptones distintos como  $H \rightarrow l_i l_j \equiv H \rightarrow l_i \bar{l}_j + H \rightarrow \bar{l}_i l_j$ . Recordemos que la anchura de decaimiento de Higgs es.

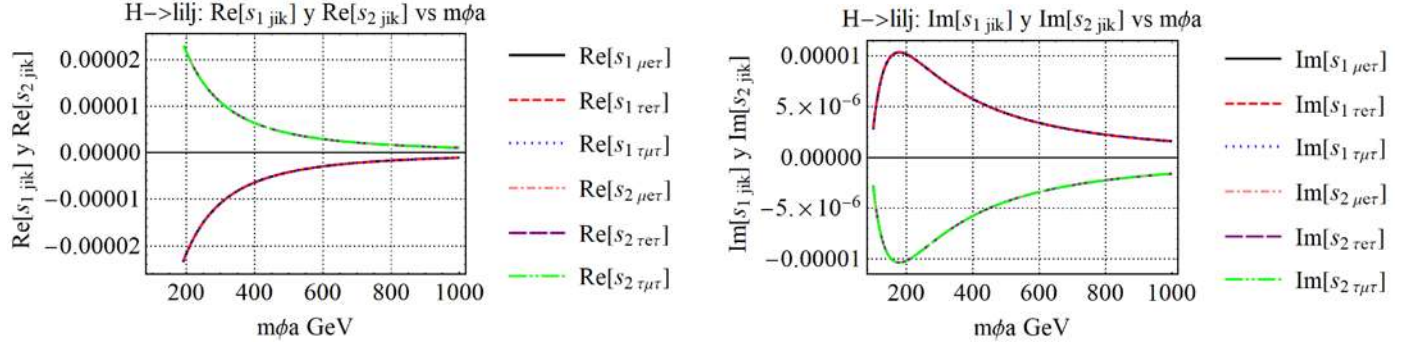
$$\begin{aligned}\Gamma(H \rightarrow l_i l_j) &= 2\Gamma(H \rightarrow l_i \bar{l}_j) \\ &\approx \frac{m_H}{4\pi} \left[ |F_{S_H}|^2 + |F_{P_H}|^2 \right]\end{aligned}\quad (4.1)$$

donde  $F_{S_H}$  y  $F_{P_H}$  son los factores de forma que acompañan a la parte escalar y pseudoescalar del proceso, los cuales fueron aproximados en **Mathematica 11** tomando en consideración que  $m_{\phi_a} \gg m_i, m_j, m_k$ . El factor de forma que acompaña a la parte escalar tiene la siguiente estructura:

$$\begin{aligned}F_{S_H} &\approx \left[ s_{1ijk} S_{ik} S_{jk}^* + s_{2ijk} P_{ik} P_{jk}^* \right] \\ &\approx s_{1ijk} \left[ S_{ik} S_{jk}^* - P_{ik} P_{jk}^* \right]\end{aligned}\quad (4.2)$$

donde  $s_{1ijk} = s_{1ijk}(m_i, m_j, m_k, m_{\phi_a})$  y  $s_{2ijk} = s_{2ijk}(m_i, m_j, m_k, m_{\phi_a})$  son funciones complejas y han sido aproximadas debido a que la masa de los escalares son mucho mayores que la masa de los leptones, de tal forma que  $s_{1ijk} \approx -s_{2ijk}$ . En la Fig. 4.1 inciso a) se muestra la comparación real de las funciones  $s_{1ijk}$  y  $s_{2ijk}$  en donde se

fueron variando la masa de las partículas escalares en un rango de  $100\text{GeV} \leq m_{\phi_a} \leq 1000\text{GeV}$ , mientras que en b) se tiene el gráfico para la parte imaginaria. En esta figura se puede apreciar que  $s_{1ijk} \approx -s_{2ijk}$ . Las aproximaciones de las funciones se hicieron en *Mathematica 11* y se pueden consultar en el Apéndice C.



a) Comparación de  $\text{Re}[s_1]$  y  $\text{Re}[s_2]$  variando  $m_\phi$

b) Comparación de  $\text{Im}[s_1]$  y  $\text{Im}[s_2]$  variando  $m_\phi$

Figura 4.1: Comparación de las funciones  $s_1$  y  $s_2$  variando  $m_\phi$

Por otro lado, el factor de forma aproximado que acompaña a la parte pseudoescalar es

$$\begin{aligned}
 F_{P_H} &\approx \left[ p_{1ijk} S_{ik} P_{jk}^* + p_{2ijk} P_{ik} S_{jk}^* \right] \\
 &\approx p_{1ijk} \left[ S_{ik} P_{jk}^* - P_{ik} S_{jk}^* \right]
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

donde  $p_{1ijk} = p_{1ijk}(m_i, m_j, m_k, m_{\phi_a})$  y  $p_{2ijk} = p_{2ijk}(m_i, m_j, m_k, m_{\phi_a})$  son funciones complejas que dependen de todas las masas involucradas en el proceso [ver Apéndice C]. En la Fig. 4.2 se puede observar la comparación de las funciones del factor pseudoescalar. En a) se tiene una comparación de la parte real de  $p_{1ijk}$  y  $p_{2ijk}$ , mientras que en b) se muestra la comparación de la parte imaginaria de dichas funciones. El rango para las masas escalares se consideró de  $100\text{GeV}$  a  $1000\text{GeV}$  y se determinó que  $p_{1ijk} \approx -p_{2ijk}$ . Por si fuera poco, si comparamos las funciones  $s_{1ijk}$  y  $p_{1ijk}$  de los gráficos de la Fig.4.3 entonces tenemos que  $s_{1ijk} \approx -p_{1ijk}$ .

En general, estas funciones correspondientes de los factores de forma tienen una suma implícita en donde los términos dominantes son cuando el leptón interno es tau. Por esta razón, restringiremos la discusión para el caso de tau. Tomando en consideración lo mencionado anteriormente, la anchura total de decaimiento es

$$\Gamma(H \rightarrow l_i l_j) \approx \frac{m_H}{4\pi} \left| s_{1ijk} \right|^2 \left[ (|S_{ik}|^2 + |P_{ik}|^2)(|S_{jk}|^2 + |P_{jk}|^2) - (S_{ik} P_{ik}^* + P_{ik} S_{ik}^*)(S_{jk} P_{jk}^* + P_{jk} S_{jk}^*) \right] \tag{4.4}$$

donde estamos tomando a  $k = \tau$ . En la Fig.4.4 se tiene una gráfica de  $|s_{1ijk}|^2$  vs.  $m_\phi \text{GeV}$  para los distintos procesos de decaimiento del Higgs, es decir,  $H \rightarrow e\mu$ ,  $H \rightarrow e\tau$  y  $H \rightarrow \mu\tau$ . La masa  $m_\phi$  es la variable independiente. Las funciones  $|s_{1ijk}|^2$  se encuentran alrededor de  $\sim 10^{-9}$  en  $m_\phi = 100\text{GeV}$  y alrededor de  $\sim 10^{-12}$  en  $m_\phi = 1000\text{GeV}$ . En dicho gráfico se observa que conforme aumenta la masa variable, la función es cada vez más pequeña.

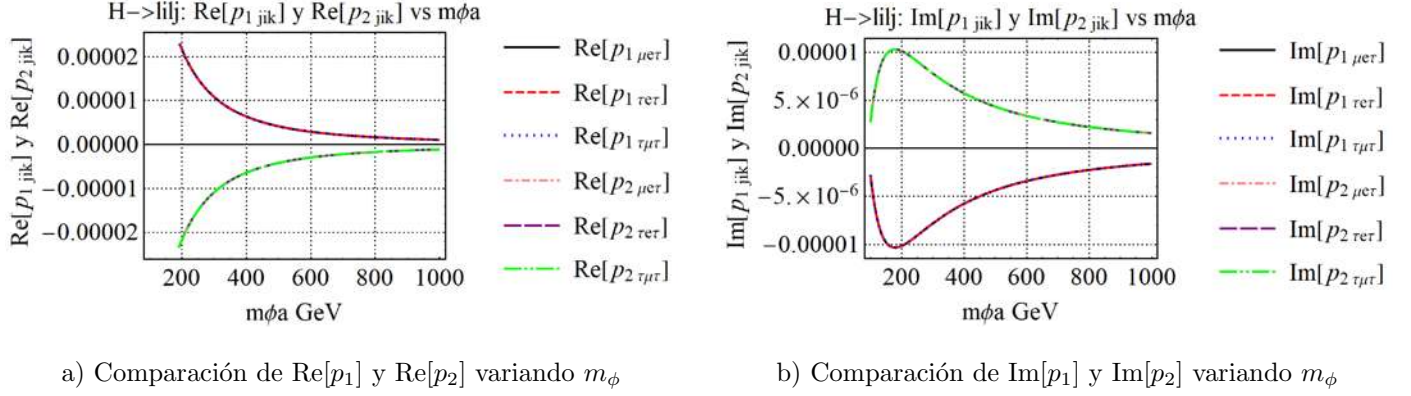


Figura 4.2: Comparación de las funciones  $p_1$  y  $p_2$  variando  $m_\phi$

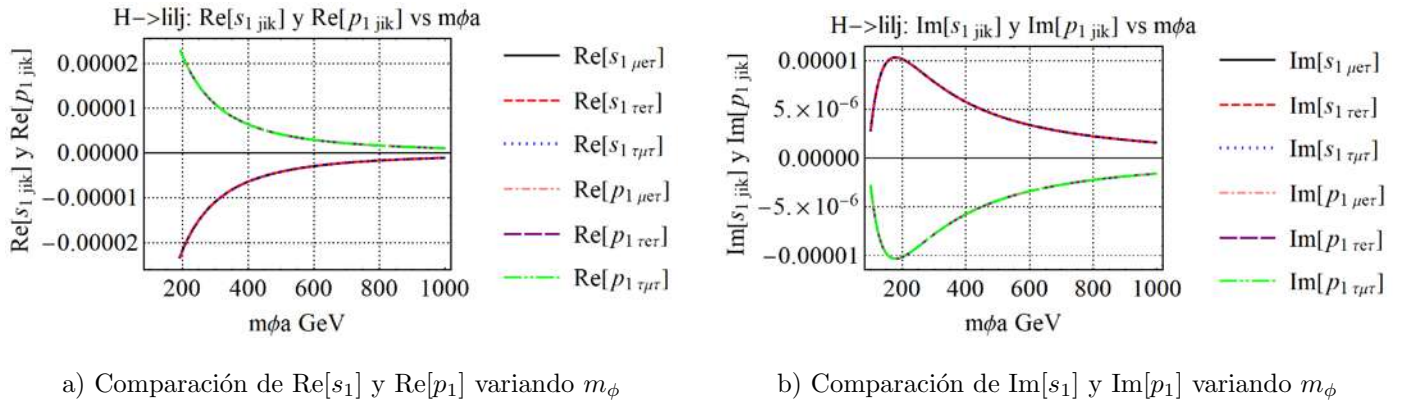


Figura 4.3: Comparación de las funciones  $s_1$  y  $p_1$  variando  $m_\phi$

## 4.1. $H \rightarrow e\mu$

El decaimiento de Higgs a un electrón y a un muón lo definimos como  $H \rightarrow e\mu \equiv H \rightarrow e\bar{\mu} + \bar{e}\mu$ , de tal forma que  $i = e$  y  $j = \mu$ . De la Ec. (4.4), tenemos que la anchura total de decaimiento del Higgs a un electrón y muón es

$$\Gamma(H \rightarrow e\mu) \approx \frac{m_H}{4\pi} \left| s_{1e\mu\tau} \right|^2 \left[ (|S_{e\tau}|^2 + |P_{e\tau}|^2)(|S_{\mu\tau}|^2 + |P_{\mu\tau}|^2) - (S_{e\tau}P_{e\tau}^* + P_{e\tau}S_{e\tau}^*)(S_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* + P_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^*) \right]. \quad (4.5)$$

Anteriormente se encontraron las cotas relevantes para los parámetros de acoplamiento  $S_{e\tau}$ ,  $P_{e\tau}$ ,  $S_{\mu\tau}$  y  $P_{\mu\tau}$  con sus respectivos conjugados que provienen del proceso de transición  $\mu \rightarrow e\gamma$ . Al considerar los datos experimentales ya

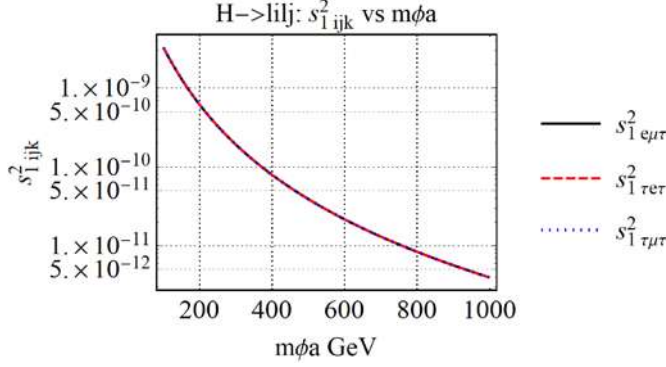


Figura 4.4:  $|s_{1_{ijk}}|^2$  vs  $m_{\phi}$  donde  $s_{1_{ijk}}$  es una función proveniente del proceso  $H \rightarrow l_i l_j$ .

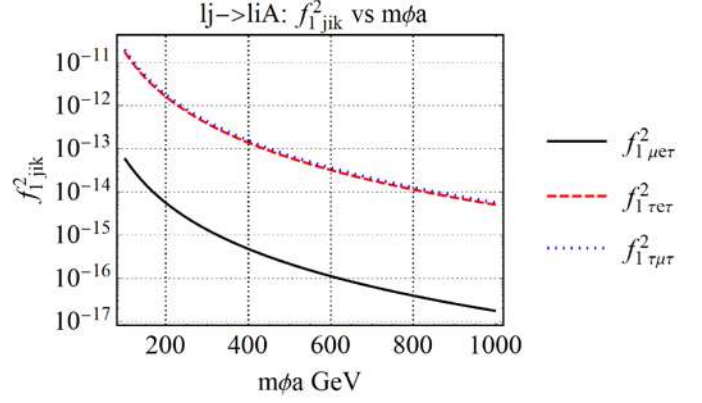


Figura 4.5:  $|f_{1_{ijk}}|^2$  vs  $m_{\phi}$  donde  $f_{1_{ijk}}$  es una función proveniente del proceso  $l_j \rightarrow l_i \gamma$ .

conocidos, la cota de la Ec. (3.30) se puede reescribir como

$$(|S_{e\tau}|^2 + |P_{e\tau}|^2)(|S_{\mu\tau}|^2 + |P_{\mu\tau}|^2) - (S_{e\tau}P_{e\tau}^* + P_{e\tau}S_{e\tau}^*)(S_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* + P_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^*) < \frac{3.01632 \times 10^{-29}}{|f_{\mu e\tau}|^2}. \quad (4.6)$$

Si comparamos la Ec.(4.5) y la Ec.(4.6), la cota para la anchura de decaimiento es

$$\Gamma(H \rightarrow e\mu) < \frac{m_H |s_{1_{e\mu\tau}}|^2}{4\pi} \frac{3.01632 \times 10^{-29}}{|f_{\mu e\tau}|^2}. \quad (4.7)$$

donde recordemos que  $s_{1_{e\mu\tau}} = s_1(m_e, m_{\mu}, m_{\tau}, m_{\phi_a})$  y  $f_{1_{\mu e\tau}} = f_1(m_e, m_{\mu}, m_{\tau}, m_{\phi_a})$ . La fracción de decaimiento que hay entre las partículas que decaen es

$$B(H \rightarrow e\mu) < \frac{m_H |s_{1_{e\mu\tau}}|^2}{4\pi\Gamma_H} \frac{3.01632 \times 10^{-29}}{|f_{\mu e\tau}|^2} \quad (4.8)$$

donde  $\Gamma_H = 4.1 \times 10^{-3} \text{ GeV}$  es el decaimiento total del bosón de Higgs. Para calcular numéricamente la cota de la anchura de decaimiento y la fracción de decaimiento, se hizo un gráfico de la Ec. (4.8) en donde se estuvo variando la masa de la partícula escalar en un rango de  $100 \text{ GeV} \leq m_{\phi} \leq 1000 \text{ GeV}$ . Recordemos que la masa de los leptones cargados del electrón y del muón son  $m_e = 5.10999 \times 10^{-4} \text{ GeV}$  y  $m_{\mu} = 0.10566 \text{ GeV}$ . En la Fig. 4.6 se muestra la gráfica de  $Br(H \rightarrow e\mu)$ . En este grafico se analiza la cota para la fracción de decaimiento del Higgs a un electrón y muón. Se puede observar que la fracción de decaimiento es  $Br(H \rightarrow e\mu) = 4.013 \times 10^{-21}$  cuando  $m_{\phi} = 100 \text{ GeV}$  y  $Br(H \rightarrow e\mu) = 1.678 \times 10^{-20}$  cuando  $m_{\phi} = 1000 \text{ GeV}$ . Además, es importante mencionar que la fracción de decaimiento  $Br(H \rightarrow e\mu)$  incrementa conforma aumenta la masa del campo escalar  $m_{\phi}$ .

## 4.2. $H \rightarrow e\tau$ .

En esta sección se estudia el caso cuando un Higgs decae a dos leptones, uno de ellos es un electrón y el otro es un tau. En este caso definimos indirectamente el proceso como  $H \rightarrow e\tau \equiv H \rightarrow e\bar{\tau} + \bar{e}\tau$ , de tal forma que  $i = e$  y

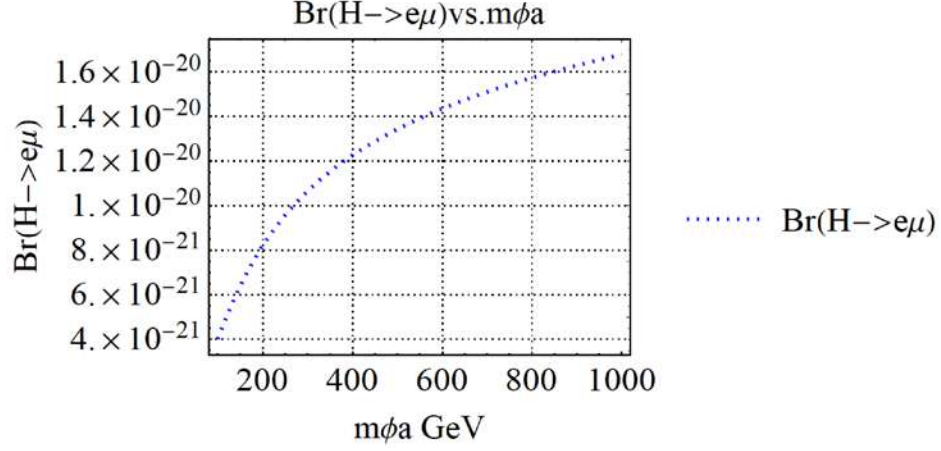


Figura 4.6: Cotas para el proceso  $Br(H \rightarrow e\mu)$ .

$j = \tau$ . De la Ec. (4.4), tenemos que la anchura total de decaimiento del Higgs a un electrón y tau es

$$\Gamma(H \rightarrow e\tau) \approx \frac{m_H}{4\pi} |s_{1_{e\tau\tau}}|^2 \left[ (|S_{e\tau}|^2 + |P_{e\tau}|^2)(|S_{\tau\tau}|^2 + |P_{\tau\tau}|^2) - (S_{e\tau}P_{e\tau}^* + P_{e\tau}S_{e\tau}^*)(S_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* + P_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^*) \right]. \quad (4.9)$$

Por otro lado, las cotas relevantes que contribuyen al proceso de transición  $\tau \rightarrow e\gamma$  son  $S_{e\tau}$ ,  $P_{e\tau}$ ,  $S_{\tau\tau}$  y  $P_{\tau\tau}$ , así como sus respectivos conjugados. De tal forma que la Ec. (3.33) se puede reescribir como

$$(|S_{e\tau}|^2 + |P_{e\tau}|^2)(|S_{\tau\tau}|^2 + |P_{\tau\tau}|^2) - (S_{e\tau}P_{e\tau}^* + P_{e\tau}S_{e\tau}^*)(S_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* + P_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^*) < \frac{1.06017 \times 10^{-18}}{|f_{\tau e\tau}|^2}. \quad (4.10)$$

De las Ecs. (4.13) y (4.10), se tiene que la cota para la anchura de decaimiento del Higgs a un electrón y un tau es

$$\Gamma(H \rightarrow e\tau) < \frac{m_H |s_{1_{e\tau\tau}}|^2}{4\pi} \frac{1.06017 \times 10^{-18}}{|f_{\tau e\tau}|^2} \quad (4.11)$$

donde recordemos que  $s_{1_{e\tau\tau}} = s_{1_{e\tau\tau}}(m_{\phi_a})$  y  $f_{\tau e\tau} = f_{\tau e\tau}(m_{\phi_a})$  son funciones de los procesos del decaimiento de Higgs y del proceso de transición respectivamente. Por otro lado, la cota para la fracción de decaimiento de este proceso es

$$Br(H \rightarrow e\tau) < \frac{m_H |s_{1_{e\tau\tau}}|^2}{4\pi\Gamma_H} \frac{1.06017 \times 10^{-18}}{|f_{\tau e\tau}|^2} \quad (4.12)$$

donde  $\Gamma_H = 4.1 \times 10^{-3} \text{ GeV}$  es el decaimiento total del bosón de Higgs.

En esta subsección se analiza numéricamente el comportamiento de la fracción de decaimiento de las Ec. (4.12). En la Fig. 4.7 se muestra la evolución de dicha relación, permitiendo acotar la fracción de decaimiento del bosón de Higgs a un electrón y un tau. Notemos en el gráfico que cuando  $m_\phi = 100 \text{ GeV}$ , la fracción de decaimiento es  $Br(H \rightarrow e\tau) = 5.28 \times 10^{-13}$  y cuando  $m_\phi = 1000 \text{ GeV}$ , entonces la fracción de decaimiento es  $Br(H \rightarrow e\tau) = 2.16 \times 10^{-12}$ . A partir de  $m_\phi = 200 \text{ GeV}$ , la fracción de decaimiento anda oscilando entre  $\sim 10^{-12}$ . Además, conforme aumenta la masa, la fracción de decaimiento también aumenta.

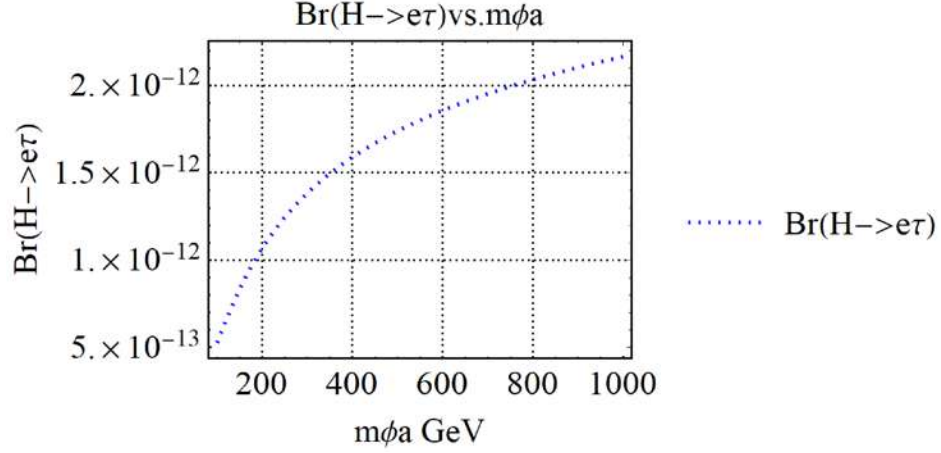


Figura 4.7: Cotas para el proceso  $Br(H \rightarrow e\tau)$ .

### 4.3. $H \rightarrow \mu\tau$ .

Para el decaimiento de un bosón de Higgs a un muón y un tau, definimos indirectamente el proceso como  $H \rightarrow \mu\tau \equiv H \rightarrow \mu\bar{\tau} + \bar{\mu}\tau$ , de tal forma que  $i = \mu$  y  $j = \tau$ . De la Ec. (4.4), tenemos que la anchura total de decaimiento del Higgs a un muón y a un tau es

$$\Gamma(H \rightarrow \mu\tau) \approx \frac{m_H}{4\pi} |s_{1_{\mu\tau\tau}}|^2 \left[ (|S_{\mu\tau}|^2 + |P_{e\tau}|^2)(|S_{\tau\tau}|^2 + |P_{\tau\tau}|^2) - (S_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* + P_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^*)(S_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* + P_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^*) \right]. \quad (4.13)$$

En el capítulo anterior encontramos los posibles valores para las cotas relevantes que contribuyen al proceso de transición  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ , las cuales son  $S_{\mu\tau}$ ,  $P_{\mu\tau}$ ,  $S_{\tau\tau}$  y  $P_{\tau\tau}$ , así como sus respectivos conjugados. De tal forma que la Ec. (3.37) se puede reescribir como

$$(|S_{\mu\tau}|^2 + |P_{\mu\tau}|^2)(|S_{\tau\tau}|^2 + |P_{\tau\tau}|^2) - (S_{\mu\tau}P_{\mu\tau}^* + P_{\mu\tau}S_{\mu\tau}^*)(S_{\tau\tau}P_{\tau\tau}^* + P_{\tau\tau}S_{\tau\tau}^*) < \frac{1.52985 \times 10^{-18}}{|f_{\tau\mu\tau}|^2}. \quad (4.14)$$

Si comparamos las Ecs.(4.13) y (4.14), tenemos la siguiente relación:

$$\Gamma(H \rightarrow \mu\tau) < \frac{m_H |s_{1_{\mu\tau\tau}}|^2}{4\pi} \frac{1.52985 \times 10^{-18}}{|f_{\mu\tau\tau}|^2}. \quad (4.15)$$

Finalmente, la cota para la fracción de decaimiento del Higgs a un muón y un tau es

$$Br(H \rightarrow \mu\tau) < \frac{m_H |s_{1_{\mu\tau\tau}}|^2}{4\pi\Gamma_H} \frac{1.52985 \times 10^{-18}}{|f_{\mu\tau\tau}|^2}. \quad (4.16)$$

donde  $\Gamma_H = 4.1 \times 10^{-3} \text{GeV}$  es el decaimiento total del bosón de Higgs. De la Ec. (4.16) se tiene la cota para la fracción de decaimiento del bosón de Higgs a un muón y a un tau. En la Fig. 4.8 se muestra el comportamiento de la fracción de decaimiento para este proceso. Cuando la masa escalar es  $100 \text{GeV}$ , la fracción de decaimiento es

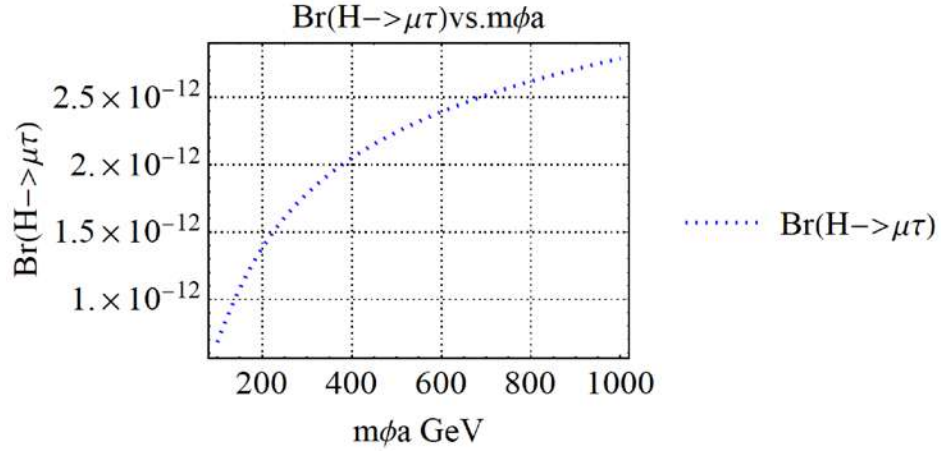


Figura 4.8: Cotas para el proceso  $Br(H \rightarrow \mu\tau)$ .

$Br(H \rightarrow \mu\tau) = 6.81 \times 10^{-13}$  y cuando la masa escalar es  $1000 \text{ GeV}$  entonces  $Br(H \rightarrow \mu\tau) = 2.79 \times 10^{-12}$ . Notemos que aproximadamente cuando  $m_\phi = 100 \text{ GeV}$ , la fracción de decaimiento se encuentra oscilando entre  $10^{-12}$ .

En la Fig.4.9 se tiene un comparativo de las anchuras de decaimiento de  $H \rightarrow e\mu$ ,  $H \rightarrow e\tau$  y  $H \rightarrow \mu\tau$ , así como de sus respectivas fracciones de decaimiento. Se puede observar que las anchuras y fracciones de decaimiento de los procesos de  $H \rightarrow e\tau$  (línea discontinua arojada) y  $H \rightarrow \mu\tau$  (línea discontinua azul) son muy próximas y están rondando alrededor de  $\sim 10^{-12}$ , mientras que los valores para la anchura del proceso  $H \rightarrow e\mu$  (línea negra) son más suprimidos y se encuentran oscilando entre  $\sim 10^{-20}$ .

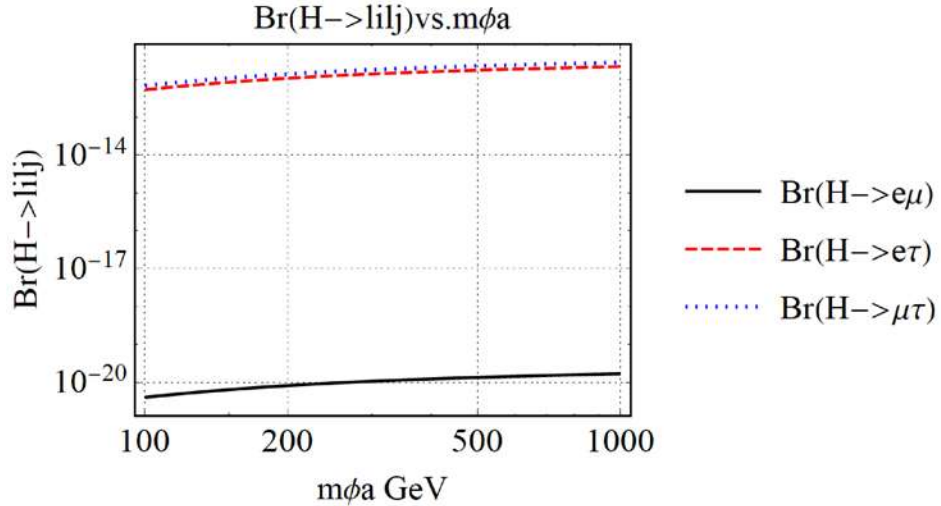


Figura 4.9: Comparación de las cotas de  $Br(H \rightarrow l_i l_j)$ .

# Capítulo 5

## Conclusiones

En el estudio teórico y numérico del decaimiento del bosón de Higgs a un par de leptones con cambio de sabor, se demostró que la amplitud del proceso es finita, es decir, la amplitud no contiene divergencias ultravioleta ni infrarrojas. El estudio se llevo a cabo dentro de un contexto de una teoría general renormalizable que incluye nuevos bosones de Higgs neutros que se acoplan a leptones y que permiten cambio de sabor leptónico a nivel de un lazo. La anchura de decaimiento del bosón de Higgs en este proceso depende de varios parámetros. En particular, el proceso depende de la masa del nuevo bosón de Higgs ( $m_{\phi_a}$ ), así como las cotas de acoplamiento que se obtuvieron del proceso de transición. Estos parámetros influyen en la probabilidad del decaimiento del Higgs en este contexto específico. Para predecir la anchura de decaimiento, se realizaron cálculos numéricos considerando diferentes valores para la masa del campo escalar en un rango de 100GeV a 1000GeV. Estos valores permitieron analizar las fracciones de decaimiento de  $H \rightarrow e\mu$ ,  $H \rightarrow e\tau$  y  $H \rightarrow \mu\tau$ . En cada caso se encontraron cotas para la fracción de decaimiento de los diferentes procesos de decaimiento del Higgs. La anchura de decaimiento estimada para  $H \rightarrow e\mu$  es de aproximadamente  $\sim 2 \times 10^{-23}$ , y la fracción de decaimiento oscila entre  $\sim 4 \times 10^{-21}$  y  $\sim 1.6 \times 10^{-20}$ . Si  $m_{\phi_a} = 100\text{GeV}$ , entonces la fracción de decaimiento es  $Br(H \rightarrow e\mu) = 4.013 \times 10^{-21}$ , mientras que para  $m_{\phi_a} = 1000\text{GeV}$  es  $Br(H \rightarrow e\mu) = 1.68 \times 10^{-20}$ . En el caso del decaimiento  $H \rightarrow e\tau$ , se encontraron cotas para la fracción de decaimiento cercanas a  $Br(H \rightarrow e\tau) \sim 10^{-12}$ . Cuando  $m_{\phi_a} = 100\text{GeV}$ , la fracción es  $Br(H \rightarrow e\tau) = 5.28 \times 10^{-13}$ , mientras que cuando  $m_{\phi_a} = 1000\text{GeV}$ , la fracción es  $Br(H \rightarrow e\tau) = 2.16 \times 10^{-12}$ . En cuanto al proceso  $H \rightarrow \mu\tau$ , las cotas para la fracción de decaimiento también están cercanas a  $\sim 10^{-12}$ . Para  $m_{\phi_a} = 100\text{GeV}$ , la fracción es  $Br(H \rightarrow \mu\tau) = 6.81 \times 10^{-13}$ , mientras que para  $m_{\phi_a} = 1000\text{GeV}$ , la fracción es  $Br(H \rightarrow \mu\tau) = 2.79 \times 10^{-12}$ .

En conclusión, este estudio contribuye a la comprensión de los decaimientos del Higgs en presencia de campos escalares neutros, ofreciendo límites y estimaciones para las anchuras de decaimiento y las fracciones correspondientes. El proceso  $H \rightarrow e\mu$  está fuertemente suprimido debido a la restricción estricta sobre el acoplamiento de Yukawa y por las masas de los leptones. Por otro lado,  $H \rightarrow \tau e$  y  $H \rightarrow \tau\mu$  están menos restringidos debido a la presencia de violaciones de sabor de baja energía. Los resultados obtenidos contribuyen a nuestra comprensión de las propiedades y comportamientos del bosón de Higgs, y pueden ser comparados con observaciones experimentales y con las predicciones teóricas. Estos hallazgos son relevantes para investigaciones futuras en el campo de la física de partículas y pueden proporcionar pistas importantes sobre la física más allá del Modelo Estándar.

# Apéndice A

## Identidades de Gordon

### A.1. Identidades con cambio de sabor.

Para el caso donde  $j \neq i$ , las siguientes identidades de Gordon son con cambio de sabor.

$$\begin{aligned}(m_i + m_j)\bar{u}(p_2)\gamma^\mu u(p_1) &= \bar{u}(p_2)\left[(p_1 + p_2)^\mu + i\sigma_{\mu\nu}(p_1 - p_2)^\nu\right]u(p_1) \\ &= \bar{u}(p_2)\left[(p_1 + p_2)^\mu + i\sigma_{\mu\nu}q^\nu\right]u(p_1)\end{aligned}\tag{A.1}$$

$$\begin{aligned}(m_i - m_j)\bar{u}(p_2)\gamma^\mu\gamma^5 u(p_1) &= \bar{u}(p_2)\left[(p_1 + p_2)^\mu\gamma^5 + i\sigma_{\mu\nu}(p_1 - p_2)^\nu\gamma^5\right]u(p_1) \\ &= \bar{u}(p_2)\left[(p_1 + p_2)^\mu\gamma^5 + i\sigma_{\mu\nu}q^\nu\gamma^5\right]u(p_1)\end{aligned}\tag{A.2}$$

donde  $m_j$  es la masa de una partícula con tetramomento  $p_1^\mu$  y  $m_i$  es la masa de la partícula con tetramomento  $p_2^\mu$ ;  $u(p_1)$  y  $\bar{u}(p_2)$  son los espinores de Dirac de las partículas entrante y saliente respectivamente;  $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$  es la sigma de Dirac. Si tomamos en cuenta la condición de transversalidad ( $p_1^\mu = p_2^\mu$ ), las identidades de Gordon nos dicen que:

$$\frac{p_1^\mu}{m_i + m_j} = \frac{1}{2}\gamma^\mu + i\frac{\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2(m_i + m_j)}\tag{A.3}$$

$$\frac{p_1^\mu\gamma^5}{m_i - m_j} = \frac{1}{2}\gamma^\mu\gamma^5 + i\frac{\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2(m_i - m_j)}\gamma^5\tag{A.4}$$

### A.2. Identidades de Gordon sin cambio de Sabor

Para el caso donde  $j = i$ , las identidades de Gordon son las siguientes:

$$\begin{aligned}2m_j\bar{u}(p_2)\gamma^\mu u(p_1) &= \bar{u}(p_2)\left[(p_1 + p_2)^\mu - i\sigma_{\mu\nu}(p_1 - p_2)^\nu\right]u(p_1) \\ &= \bar{u}(p_2)\left[(p_1 + p_2)^\mu - i\sigma_{\mu\nu}q^\nu\right]u(p_1)\end{aligned}\tag{A.5}$$

$$\begin{aligned}
\bar{u}(p_2) \left[ (p_1 + p_2)^\mu \gamma^5 - i\sigma_{\mu\nu} (p_1 - p_2)^\nu \gamma^5 \right] u(p_1) &= 0 \\
\rightarrow \bar{u}(p_2) \left[ (p_1 + p_2)^\mu \gamma^5 - i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \gamma^5 \right] u(p_1) &= 0
\end{aligned} \tag{A.6}$$

Si no hay cambio de sabor las identidades de Gordon nos dicen que:

$$(p_1 + p_2)^\mu = 2m_j \gamma^\mu + i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \tag{A.7}$$

$$(p_1 + p_2)^\mu \gamma^5 = i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \gamma^5. \tag{A.8}$$

En nuestro proceso tenemos que  $p_1^\mu = p_2^\mu + q^\mu$ , por lo que si despejamos  $p_2^\mu = p_1^\mu - q^\mu$ , las relaciones anteriores se pueden reescribir como:

$$(2p_1 - q)^\mu = 2m_j \gamma^\mu + i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \tag{A.9}$$

$$(2p_1 - q)^\mu \gamma^5 = i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \gamma^5. \tag{A.10}$$

De la Ec. (A.10) obtenemos la siguiente relación:

$$p_1^\mu \gamma^5 = \frac{1}{2} \left( i\sigma_{\mu\nu} q^\nu + q^\mu \right) \gamma^5. \tag{A.11}$$

# Apéndice B

## Funciones de Passarino-Veltman

Las funciones escalares de Passarino-Veltman del proceso  $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$  son:

$$B_{01} = B_0(0, m_{\phi_a}^2, m_{\phi_a}^2) = \frac{1}{\epsilon} + \ln\left(\frac{\mu^2}{m_{\phi_a}^2}\right) \quad (\text{B.1})$$

$$B_{02} = B_0(0, m_k^2, m_k^2) = \frac{1}{\epsilon} + \ln\left(\frac{\mu^2}{m_k^2}\right) \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{aligned} B_{03} &= B_0(m_i^2, m_k^2, m_{\phi_a}^2) \\ &= \frac{1}{2m_i^2} \left( -(m_i^2 + m_k^2 - m_{\phi_a}^2) \ln\left(\frac{m_k^2}{m_{\phi_a}^2}\right) + 2 \left[ 2m_i^2 + \frac{m_i^2}{\epsilon} + m_i^2 \ln\left(\frac{\mu^2}{m_{\phi_a}^2}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + b_1 \ln\left[\frac{-m_i^2 + m_k^2 + m_{\phi_a}^2 + b_1}{2m_k m_{\phi_a}}\right] \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

$$\begin{aligned} B_{04} &= B_0(m_j^2, m_k^2, m_{\phi_a}^2) \\ &= \frac{1}{2m_j^2} \left( -(m_j^2 + m_k^2 - m_{\phi_a}^2) \ln\left(\frac{m_k^2}{m_{\phi_a}^2}\right) + 2 \left[ 2m_j^2 + \frac{m_j^2}{\epsilon} + m_j^2 \ln\left(\frac{\mu^2}{m_{\phi_a}^2}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + b_3 \ln\left[\frac{-m_j^2 + m_k^2 + m_{\phi_a}^2 + b_3}{2m_k m_{\phi_a}}\right] \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

$$\begin{aligned} B_{05} &= B_0(m_H^2, m_k^2, m_k^2) \\ &= 2 + \frac{1}{\epsilon} + \frac{\sqrt{m_H^2 - 4m_k^2} \ln\left[1 + \frac{m_H(\sqrt{m_H^2 - 4m_k^2} - m_H)}{2m_k^2}\right]}{m_H} + \ln\left[\frac{\mu^2}{m_k^2}\right] \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

$$C_{01} = C_0(m_i^2, m_j^2, m_H^2, m_k^2, m_{\phi_a}^2, m_k^2) \quad (\text{B.6})$$

$$C_{02} = C_0(0, m_i^2, m_j^2, m_k^2, m_k^2, m_{\phi_a}^2) \quad (\text{B.7})$$

$$C_{03} = C_0(0, m_i^2, m_i^2, m_k^2, m_k^2, m_{\phi_a}^2) \quad (\text{B.8})$$

donde por conveniencia hemos definido los siguientes términos como:

$$b_1 = \sqrt{m_i^4 + (m_k^2 - m_{\phi_a}^2)^2 - 2m_i^2(m_k^2 + m_{\phi_a}^2)}$$

$$b_3 = \sqrt{m_j^4 + (m_k^2 - m_{\phi_a}^2)^2 - 2m_j^2(m_k^2 + m_{\phi_a}^2)}$$

# Apéndice C

## Factores de Forma de los procesos de estudio

Los factores de forma son importantes para entender y desarrollar el problema de estudio. Además, contienen información esencial como lo son la masa de las partículas y parámetros fijos que ya son conocidos.

### C.1. Proceso de transición $l_j \rightarrow l_i \gamma$

Al expandir adecuadamente las funciones de Passarino-Veltman de las Ecs. (3.10) y (3.11), los factores de forma final de la transición magnética y eléctrica toman una estructura como la siguiente:

$$\begin{aligned}
 F_M^{l_i l_j} = \sum_k \sum_\phi \frac{e(m_i + m_j)}{1152\pi^2 m_{\phi_a}^6} & \left\{ 2a_{k-} m_k \left[ 6(3m_{\phi_a}^2 (m_i^2 + m_j^2) + 2m_i^2 m_j^2 + 6m_{\phi_a}^4) \ln \left( \frac{m_k^2}{m_{\phi_a}^2} \right) + 51m_{\phi_a}^2 (m_i^2 + m_j^2) + 43m_i^2 m_j^2 \right. \right. \\
 & \left. \left. + 54m_{\phi_a}^2 \right] + a_{k+} (m_i + m_j) \left[ 2m_k^2 \left[ 6(2m_i m_j + 3m_{\phi_a}^2) \ln \left( \frac{m_k^2}{m_{\phi_a}^2} \right) + 31m_i m_j + 33m_{\phi_a}^2 \right] + 3m_{\phi_a}^2 \left[ m_i m_j + 4m_{\phi_a}^2 \right] \right] \right\} \\
 & \tag{C.1}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_E^{l_i l_j} = \sum_k \sum_\phi \frac{e(m_i + m_j)}{1152\pi^2 m_{\phi_a}^6} & \left\{ 2b_{k-} m_k \left[ 6(3m_{\phi_a}^2 (m_i^2 + m_j^2) + 2m_i^2 m_j^2 + 6m_{\phi_a}^4) \ln \left( \frac{m_k^2}{m_{\phi_a}^2} \right) + 51m_{\phi_a}^2 (m_i^2 + m_j^2) + 43m_i^2 m_j^2 \right. \right. \\
 & \left. \left. + 54m_{\phi_a}^2 \right] + b_{k+} (m_i - m_j) \left[ 2m_k^2 \left[ 6(2m_i m_j - 3m_{\phi_a}^2) \ln \left( \frac{m_k^2}{m_{\phi_a}^2} \right) + 31m_i m_j - 33m_{\phi_a}^2 \right] + 3m_{\phi_a}^2 \left[ m_i m_j - 4m_{\phi_a}^2 \right] \right] \right\} \\
 & \tag{C.2}
 \end{aligned}$$

donde  $F_M^{l_i l_j}$  es el factor de forma magnético y  $F_E^{l_i l_j}$  es el factor de forma eléctrico. Para este proceso los factores de forma magnético y eléctrico han sido aproximados, los cuales dependen de las masas de los campos escalares,  $m_{\phi_a}$

y  $m_{\phi_b}$ , y la masa de los leptones  $m_i$ ,  $m_j$  y  $m_k$ . Para simplificar el cálculo hemos denotado a  $\phi_a$  como  $\phi$ . El factor magnético está dado por la siguiente ecuación

$$\begin{aligned} F_M^{l_i l_j} &= \left[ f_{1jik} S_{ik} S_{jk}^* + f_{2jik} P_{ik} P_{jk}^* \right] \\ &= f_{1jik} \left[ S_{ik} S_{jk}^* + \frac{f_{2jik}}{f_{1jik}} P_{ik} P_{jk}^* \right] \end{aligned} \quad (C.3)$$

donde  $f_{1jik}$  y  $f_{2jik}$  tienen una suma implícita y son funciones que dependen de los parámetros de masa, están dadas por

$$f_{1jik} = \frac{e}{96\pi^2} \frac{(m_i + m_j)}{m_\phi^2} \sum_k \left[ m_j + m_i - 6m_k \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) - 9m_k \right] \quad (C.4)$$

$$f_{2jik} = \frac{e}{96\pi^2} \frac{(m_i + m_j)}{m_\phi^2} \sum_k \left[ m_j + m_i + 6m_k \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) + 9m_k \right]. \quad (C.5)$$

Aquí los subíndices  $i$ ,  $j$  y  $k$  representan el tipo de lepton que está participando en el proceso. En otras palabras,  $l_j$  es la partícula entrante,  $l_k$  es la partícula interna y  $l_i$  es la partícula saliente. Por otro lado, el factor de forma aproximado es

$$F_E^{l_i l_j} = \frac{e}{96\pi^2} \left[ g_{1jik} S_{ik} P_{jk}^* + g_{2jik} P_{ik} S_{jk}^* \right] \quad (C.6)$$

donde  $g_{1jik}$  y  $g_{2jik}$  son funciones dadas por

$$g_{1jik} = \frac{(m_i + m_j)}{m_\phi^2} \sum_k \left[ m_j - m_i + 6m_k \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) + 9m_k \right], \quad (C.7)$$

$$g_{2jik} = \frac{(m_i + m_j)}{m_\phi^2} \sum_k \left[ m_j - m_i - 6m_k \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) - 9m_k \right]. \quad (C.8)$$

De igual forma los subíndices están relacionados con el tipo de lepton entrante o saliente.

## C.2. Dipolos electromagnéticos

Los factores de forma magnético y eléctrico del dipolo electromagnético son

$$F_M^{l_i l_i} = \frac{e}{96\pi^2} \sum_\phi \sum_k \frac{1}{m_{\phi_a}^4} \left[ m_k c_{k-} \left( 17m_i^2 + 9m_{\phi_a}^2 + 6 \ln \left[ \frac{m_k^2}{m_{\phi_a}^2} \right] [m_i^2 + m_{\phi_a}^2] \right) + m_i c_{k+} \left( 6m_k^2 \ln \left[ \frac{m_k^2}{m_{\phi_a}^2} \right] + 11m_k^2 + 2m_{\phi_a}^2 \right) \right] \quad (C.9)$$

$$F_E^{l_i l_i} = -\frac{ie}{96\pi^2} \sum_\phi \sum_k \frac{m_k}{m_{\phi_a}^4} d_{k-} \left( 17m_i^2 + 9m_{\phi_a}^2 + 6 \ln \left[ \frac{m_k^2}{m_{\phi_a}^2} \right] [m_i^2 + m_{\phi_a}^2] \right). \quad (C.10)$$

Los factores de forma  $F_M^{l_i l_i}$  y  $F_E^{l_i l_i}$  está relacionado con el momento dipolar de un lepton cargado,  $l_i$ , con masa  $m_{l_i}$  de la siguiente manera:

$$a_l = \frac{2m_l}{Q_l e} F_M^{l_i l_i} \quad y \quad d_l = d_l = \frac{F_E^{l_i l_i}}{Q_l}. \quad (\text{C.11})$$

donde  $a_{l_i}$  y  $d_{l_i}$  son los momentos dipolares magnético y eléctrico anómalo de un leptón cargado.

El momento dipolar magnético es

$$\begin{aligned} a_{l_i} &= \frac{2m_i}{Q_{l_i} e} F_M^{l_i l_i} \\ &= f_{1_{ik}} P_{ik} P_{ik}^* + f_{2_{ik}} S_{ik} S_{ik}^* \\ &= f_{1_{ik}} \left( P_{ik} P_{ik}^* + \frac{f_{2_{ik}}}{f_{1_{ik}}} S_{ik} S_{ik}^* \right) \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

donde  $f_{1_{ik}}$  y  $f_{2_{ik}}$  son funciones similares que dependen de la masa de los leptones  $l_i$  y  $l_k$ , y de la masa del campo escalar  $m_\phi$ . Estas funciones se definen como

$$f_{1_{ik}} = -\frac{1}{48\pi^2} \sum_k \frac{m_i}{m_\phi^2} \left[ \left( 2m_i + 3m_k \left[ 3 + 2 \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) \right] \right) \right], \quad (\text{C.13})$$

$$f_{2_{ik}} = -\frac{1}{48\pi^2} \sum_k \frac{m_i}{m_\phi^2} \left[ \left( 2m_i - 3m_k \left[ 3 + 2 \ln \left( \frac{m_k^2}{m_\phi^2} \right) \right] \right) \right]. \quad (\text{C.14})$$

El momento dipolar eléctrico es

$$\begin{aligned} d_{l_i} &= \frac{F_E^{l_i l_i}}{Q_{l_i}} \\ &= g_{ik} (S_{ik} P_{ik}^* - P_{ik} S_{ik}^*) \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

donde  $g_{ik} = g_{ik}(m_i, m_k, m_\phi)$  es una función definida como

$$g_{ik} = \frac{i}{32\pi^2} \frac{e}{m_i} \sum_k \frac{m_k}{m_\phi^2} \left[ 3 + 2 \ln \left( \frac{m_k^2 m_i}{m_\phi^2} \right) \right]. \quad (\text{C.16})$$

### C.3. $H \rightarrow l_i l_j$

Este proceso está constituido por dos factores de forma que dependen de parámetros desconocidos como lo son la masa de los campos escalares. Las aproximaciones se hicieron en **Mathematica**. El primer factor acompaña a la parte escalar del problema y se define como

$$\begin{aligned} F_S &\approx \left[ s_{1jik} S_{ik} S_{jk}^* + s_{2jik} P_{ik} P_{jk}^* \right] \\ &\approx s_{1jik} \left[ S_{ik} S_{jk}^* + \frac{s_{2jik}}{s_{1jik}} P_{ik} P_{jk}^* \right] \end{aligned} \quad (\text{C.17})$$

donde  $s_{1jik}$  y  $s_{2jik}$  son funciones definidas como

$$\begin{aligned}
s_1 \approx & \frac{i}{192\pi^2 m_H^4 m_{\phi_a}^2 m_W} \left[ gm_i m_j m_k \left[ 3m_H^4 + (12 + \pi^2)m_H^2 m_{\phi_a}^2 + 2\pi^2 m_{\phi_a}^4 \right] + gm_k m_{\phi_a}^2 m_H^2 \left[ 6m_H^2 + \pi^2 m_{\phi_a}^2 \right] \right. \\
& + 6m_H^2 m_{\phi_a}^2 m_k \left[ 2m_i m_j + m_H^2 \right] \ln \left( -\frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} \right) + gm_k m_{\phi_a}^2 \left[ m_i m_j (m_H^2 + 2m_{\phi_a}^2) + m_H^2 m_{\phi_a}^2 \right] \\
& \left. \times \left[ 6\text{Li}_2 \left( \frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} + 1 \right) + 3 \ln \left( -\frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} \right) \right] \right] \quad (\text{C.18})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
s_2 \approx & \frac{i}{192\pi^2 m_H^4 m_{\phi_a}^2 m_W} \left[ -gm_i m_j m_k \left[ 3m_H^4 + (12 + \pi^2)m_H^2 m_{\phi_a}^2 + 2\pi^2 m_{\phi_a}^4 \right] - gm_k m_{\phi_a}^2 m_H^2 \left[ 6m_H^2 + \pi^2 m_{\phi_a}^2 \right] \right. \\
& + 6m_H^2 m_{\phi_a}^2 m_k \left[ 2m_i m_j + m_H^2 \right] \ln \left( -\frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} \right) + gm_k m_{\phi_a}^2 \left[ m_i m_j (m_H^2 + 2m_{\phi_a}^2) + m_H^2 m_{\phi_a}^2 \right] \\
& \left. \times \left[ 6\text{Li}_2 \left( \frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} + 1 \right) + 3 \ln \left( -\frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} \right) \right] \right]. \quad (\text{C.19})
\end{aligned}$$

En ambas ecuaciones, el término  $\Lambda = \Lambda(m_H^2, m_{\phi_a}, m_{\phi_b})$  es una función Disco y da la parte de la función de Passarino-Veltman  $B_0$  que contiene el corte de la rama del plano  $m_H$ . Además, es generada por `LoopRefine` de `Package-X`, paquetería de `Mathematica` [51]. Por otro lado, el segundo factor de forma que acompaña a la parte pseudoescalar es

$$\begin{aligned}
F_P \approx & \left[ p_{1jik} S_{ik} P_{jk}^* + p_{2jik} P_{ik} S_{jk}^* \right] \\
\approx & p_{1jik} \left[ S_{ik} P_{jk}^* + \frac{p_{2jik}}{p_{1jik}} P_{ik} S_{jk}^* \right] \quad (\text{C.20})
\end{aligned}$$

donde  $p_{1jik}$  y  $p_{2jik}$  son funciones definidas como

$$\begin{aligned}
p_1 \approx & \frac{i}{192\pi^2 m_H^4 m_{\phi_a}^2 m_W} \left[ gm_i m_j m_k \left[ 3m_H^4 + (12 + \pi^2)m_H^2 m_{\phi_a}^2 + 2\pi^2 m_{\phi_a}^4 \right] - gm_k m_{\phi_a}^2 m_H^2 \left[ 6m_H^2 + \pi^2 m_{\phi_a}^2 \right] \right. \\
& - 6m_H^2 m_{\phi_a}^2 m_k \left[ 2m_i m_j + m_H^2 \right] \ln \left( -\frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} \right) + gm_k m_{\phi_a}^2 \left[ m_i m_j (m_H^2 + 2m_{\phi_a}^2) - m_H^2 m_{\phi_a}^2 \right] \\
& \left. \times \left[ 6\text{Li}_2 \left( \frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} + 1 \right) + 3 \ln \left( -\frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} \right) \right] \right] \quad (\text{C.21})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p_2 \approx & -\frac{i}{192\pi^2 m_H^4 m_{\phi_a}^2 m_W} \left[ gm_i m_j m_k \left[ 3m_H^4 + (12 + \pi^2)m_H^2 m_{\phi_a}^2 + 2\pi^2 m_{\phi_a}^4 \right] - gm_k m_{\phi_a}^2 m_H^2 \left[ 6m_H^2 + \pi^2 m_{\phi_a}^2 \right] \right. \\
& + 6m_H^2 m_{\phi_a}^2 m_k \left[ m_H^2 - 2m_i m_j \right] \ln \left( -\frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} \right) - gm_k m_{\phi_a}^2 \left[ m_i m_j (m_H^2 + 2m_{\phi_a}^2) - m_H^2 m_{\phi_a}^2 \right] \\
& \left. \times \left[ 6\text{Li}_2 \left( \frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} + 1 \right) + 3 \ln \left( -\frac{m_{\phi_a}^2}{m_H^2} \right) \right] \right] \quad (\text{C.22})
\end{aligned}$$

# Bibliografía

- [1] ATLAS Collaboration. (2012). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, *Physics Review Letters B.*, **716**, 1-29. arXiv:1207.7214 <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>
- [2] CMS Collaboration. (2012). Observation of a new boson with mass near 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, *Physics Review Letters B.*, **716** 30. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021> arXiv:1207.7235
- [3] CMS Collaboration. (2013). Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collision at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV, *JHEP*, **06** 081. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1303.4571>. arXiv:1303.4571
- [4] R. Primulando, J. Julio and P. Uttayarat, “Collider Constraints on Lepton Flavor Violation in the 2HDM,” *Phys. Rev. D* **101**, no.5, 055021 (2020) doi:10.1103/PhysRevD.101.055021 [arXiv:1912.08533 [hep-ph]].
- [5] B. Altunkaynak, W. S. Hou, C. Kao, M. Kohda and B. McCoy, “Flavor Changing Heavy Higgs Interactions at the LHC,” *Phys. Lett. B* **751**, 135-142 (2015) doi:10.1016/j.physletb.2015.10.024 [arXiv:1506.00651 [hep-ph]].
- [6] G.C. Branco and P.M. Ferreira and L. Lavoura and M.N. Rebelo and Marc Sher and João P. Silva. (2012). Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models, *Physics Reports*, **516**, 1-102. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.02.002>
- [7] Rodolfo A. Diaz, R. Martinez, and J. Alexis Rodriguez. (2002). Phenomenology of lepton flavor violation in 2HDM(III) from  $(g-2)_\mu$  and leptonic decays, *Phys. Rev. D* **67**, 075011 (2003) doi:10.1103/PhysRevD.67.075011 [arXiv:hep-ph/0208117 [hep-ph]].
- [8] J. L. Diaz-Cruz, R. Noriega-Papaqui and A. Rosado, “Measuring the fermionic couplings of the Higgs boson at future colliders as a probe of a non-minimal flavor structure,” *Phys. Rev. D* **71**, 015014 (2005) doi:10.1103/PhysRevD.71.015014 [arXiv:hep-ph/0410391 [hep-ph]].
- [9] J. L. Diaz-Cruz and J. J. Toscano, “Lepton flavor violating decays of Higgs bosons beyond the standard model,” *Phys. Rev. D* **62**, 116005 (2000) doi:10.1103/PhysRevD.62.116005 [arXiv:hep-ph/9910233 [hep-ph]].
- [10] J. Lorenzo Díaz-Cruz, “The Higgs profile in the standard model and beyond,” *Rev. Mex. Fis.* **65**, no.5, 419-439 (2019) doi:10.31349/RevMexFis.65.419 [arXiv:1904.06878 [hep-ph]].
- [11] Keus V., King S. F., and Moretti S. (2014). Three-Higgs-doublet models: symmetries, potentials and Higgs boson masses. *JHEP* *1401 (2014) 052* arXiv:1310.8253 DOI: 10.1007/JHEP01(2014)052
- [12] A. M. Curiel, M. J. Herrero, W. Hollik, F. Merz and S. Penaranda, “SUSY electroweak one loop contributions to flavor changing Higgs-Boson decays,” *Phys. Rev. D* **69**, 075009 (2004) doi:10.1103/PhysRevD.69.075009 [arXiv:hep-ph/0312135 [hep-ph]].

- [13] Kanemura S., Kikuchi M., Mawatari K., and Yagyu K. (2018). Loop effects on the Higgs decay widths in extended Higgs models. *High Energy Physics*. arXiv:1803.01456 DOI:10.1016/j.physletb.2018.06.035
- [14] W. Grimus, “Introduction to left-right symmetric models,” UWTHPH-1993-10.
- [15] H. Diaz, E. Castillo-Ruiz, O. Pereyra Ravinez and V. Pleitez, “Explicit parity violation in  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$  models,” *J. Phys. G* **48**, no.8, 085010 (2021) doi:10.1088/1361-6471/abf9f2 [arXiv:2002.03524 [hep-ph]].
- [16] T. T. Hong, N. H. T. Nha, T. P. Nguyen, L. T. T. Phuong and L. T. Hue, “Decays  $h \rightarrow e_a e_b$ ,  $e_b \rightarrow e_a \gamma$ , and  $(g-2)_{e,\mu}$  in a 3-3-1 model with inverse seesaw neutrinos,” *PTEP* **2022**, no.9, 093B05 (2022) doi:10.1093/ptep/ptac109 [arXiv:2206.08028 [hep-ph]].
- [17] V. Khachatryan *et al.* [CMS], “Search for Lepton-Flavour-Violating Decays of the Higgs Boson,” *Phys. Lett. B* **749**, 337-362 (2015) doi:10.1016/j.physletb.2015.07.053 [arXiv:1502.07400 [hep-ex]].
- [18] [ATLAS], “Searches for lepton-flavour-violating decays of the Higgs boson into  $e\tau$  and  $\mu\tau$  in  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  collisions with the ATLAS detector,” [arXiv:2302.05225 [hep-ex]].
- [19] R. Aaij *et al.* [LHCb], “Search for lepton-flavour-violating decays of Higgs-like bosons,” *Eur. Phys. J. C* **78**, no.12, 1008 (2018) doi:10.1140/epjc/s10052-018-6386-8 [arXiv:1808.07135 [hep-ex]].
- [20] A. Hayrapetyan *et al.* [CMS], “Search for the lepton-flavor violating decay of the Higgs boson and additional Higgs bosons in the  $e\mu$  final state in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV,” [arXiv:2305.18106 [hep-ex]].
- [21] S. M. Barr and A. Zee, “Electric Dipole Moment of the Electron and of the Neutron,” *Phys. Rev. Lett.* **65**, 21-24 (1990) [erratum: *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2920 (1990)] doi:10.1103/PhysRevLett.65.21
- [22] R. Harnik, J. Kopp and J. Zupan, “Flavor Violating Higgs Decays,” *JHEP* **03**, 026 (2013) doi:10.1007/JHEP03(2013)026 [arXiv:1209.1397 [hep-ph]]
- [23] A. M. Baldini *et al.* [MEG], “Search for the lepton flavour violating decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  with the full dataset of the MEG experiment,” *Eur. Phys. J. C* **76**, no.8, 434 (2016) doi:10.1140/epjc/s10052-016-4271-x [arXiv:1605.05081 [hep-ex]].
- [24] M. Aoki, S. Kanemura, M. Takeuchi and L. Zamakhsyari, “Probing the chirality structure in the lepton-flavor-violating Higgs decay  $h \rightarrow \tau\mu$  at the LHC,” *Phys. Rev. D* **107**, no.5, 055037 (2023) doi:10.1103/PhysRevD.107.055037 [arXiv:2302.08489 [hep-ph]].
- [25] A. Vicente, “Higgs lepton flavor violating decays in Two Higgs Doublet Models,” *Front. in Phys.* **7**, 174 (2019) doi:10.3389/fphy.2019.00174 [arXiv:1908.07759 [hep-ph]].
- [26] M. Zeleny-Mora, J. L. Díaz-Cruz and O. Félix-Beltrán, “The general one-loop structure for the LFV Higgs decays  $H \rightarrow l_a l_b$  in multi-Higgs models with neutrino masses,” *Int. J. Mod. Phys. A* **37**, no.36, 2250226 (2022) doi:10.1142/S0217751X22502268 [arXiv:2112.08412 [hep-ph]].
- [27] E. Barradas-Guevara, J. L. Diaz-Cruz, O. Félix-Beltrán and U. J. Saldana-Salazar, “Linking LFV Higgs decays  $h \rightarrow \ell_i \ell_j$  with CP violation in multi-scalar models,” [arXiv:1706.00054 [hep-ph]].
- [28] T. T. Hong, H. T. Hung, H. H. Phuong, L. T. T. Phuong and L. T. Hue, “Lepton-flavor-violating decays of the SM-like Higgs boson  $h \rightarrow e_i e_j$ , and  $e_i \rightarrow e_j \gamma$  in a flipped 3-3-1 model,” *PTEP* **2020**, no.4, 043B03 (2020) doi:10.1093/ptep/ptaa026 [arXiv:2002.06826 [hep-ph]].
- [29] M. A. A. Ureña, R. Gaitan-Lozano, J. H. M. de Oca Yemha and R. S. Vélez, “Lepton flavor violating  $h \rightarrow \tau\mu$  decay induced by leptoquarks,” *Rev. Mex. Fis.* **67**, no.4, 040801 (2021) doi:10.31349/RevMexFis.67.04080

- [30] Weinberg S. (1967). A Model of Leptons. *Physics Review Letters*, **9**(21), 1264-1266.
- [31] P. W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964), 508-509 doi:10.1103/PhysRevLett.13.508
- [32] Higgs P. (1966). Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons. *Physics Review*, **145**(4), 1156-1163.
- [33] Valle J.W.F., and Romao J.C. (2015). Neutrinos in High Energy and Astroparticle Physics. Wiley-VCH. ISBN 978-3-527-41197-9, 978-3-527-67102-1
- [34] Peskin M.E., and Schroeder D.V. (1995), *An Introduction to Quantum Field Theory*. Addison-Wesley. ISBN 978-0-201-50397-5
- [35] Halzen F., and Martin A.D. (1984). *Quarks and Leptons*, NY, EUA: Wiley.
- [36] A. V. Manohar, “Effective field theories,” *Lect. Notes Phys.* **479** (1997), 311-362 doi:10.1007/BFb0104294 [arXiv:hep-ph/9606222 [hep-ph]].
- [37] Mannel T. (2004), *Effective Field Theories in Flavour Physics*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- [38] M. Maniatis and O. Nachtmann, “Stability and symmetry breaking in the general  $n$ -Higgs-doublet model,” *Phys. Rev. D* **92**, no.7, 075017 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.92.075017 [arXiv:1504.01736 [hep-ph]].
- [39] Bento P.M, Haber E. H., Romao J.C., and Silva P.J. (2018). Multi-Higgs doublet models: the Higgs-fermion couplings and their sum. *SCIPP-18/06*. arXiv:1808.07123 <https://doi.org/10.48550/arXiv.1808.07123>
- [40] T. D. Lee, “A Theory of Spontaneous T Violation,” *Phys. Rev. D* **8** (1973), 1226-1239 doi:10.1103/PhysRevD.8.1226
- [41] Branco C. G., Ferreira P. M., Lavoura L., Rebelo M. N., Sher M., and Silva J.P. (2012). Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Physics Reports*, **512**, 1-102. arXiv:1106.0034 10.1016/j.physrep.2012.02.002
- [42] M. Singer, J. W. F. Valle and J. Schechter, “Canonical Neutral Current Predictions From the Weak Electromagnetic Gauge Group  $SU(3) \times U(1)$ ,” *Phys. Rev. D* **22**, 738 (1980) doi:10.1103/PhysRevD.22.738
- [43] F. Pisano and V. Pleitez, “An  $SU(3) \times U(1)$  model for electroweak interactions,” *Phys. Rev. D* **46**, 410-417 (1992) doi:10.1103/PhysRevD.46.410 [arXiv:hep-ph/9206242 [hep-ph]].
- [44] Martinez N., Poveda N., and Rodriguez J. A. (2003). *Effective theories and constraints on new physics*. arXiv:hep-ph/0301176
- [45] Logan H. E., Moretti S., Rojas-Ciofalo D., and Song M. (2020). CP violation from charged Higgs bosons in the three Higgs doublet model. arXiv:2012.08846
- [46] Ying Zhang. (2021). A Unified Yukawa Interaction for the Standard Model of Quarks and Leptons. arXiv:2105.09594 <https://doi.org/10.48550/arXiv.2105.09594>
- [47] Bernstein Robert H., and Cooper Peter S. (2013). Charged Lepton Flavor Violation: An Experimenter’s Guide. *Phys. Rept.* **532** (2013), 27-64 doi:10.1016/j.physrep.2013.07.002 [arXiv:1307.5787 [hep-ex]].
- [48] Aranda A., Barradas J. E., Cordero A., Anda F., Delgado A., Félix O., and Hernández J. (2014). Flavor Physics constrains on a  $\mathbb{Z}$ -3HDM. arXiv:1404.7829v1 [hep-ph]

- [49] Chamorro-Solano S., Moyotl A., and Pérez M. A. (2018). Lepton flavor changing Higgs boson decays in a two Higgs doublet model with a fourth generation of fermions. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **45** 075003. arXiv:1707.00100 <https://doi.org/10.1088/1361-6471/aac458>
- [50] Shtabovenko V., Merting R., and Orellana F. (2022). Guide to FeynCalc. A MATHEMATICA package for Quantum Field Theory practitioners.
- [51] H. H. Patel. (2017). Package-X 2.0: A Mathematica package for the analytic calculation of one-loop integrals. *Comput.Phys.Commun.*, **218**, 66-70. arXiv:1612.00009v2 <https://doi.org/10.48550/arXiv.1612.00009>
- [52] B. Lee Roberts. (2011). Searching for physics beyond the Standard Model through the dipole interaction. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **295** 012027 arXiv:1101.2251 DOI 10.1088/1742-6596/295/1/012027
- [53] Marek Nowakowski, E. A. Paschos, and, J. M. Rodriguez. (2005). All electromagnetic form factors. *Eur.J.Phys.* **26** 545-560. arXiv:physics/0402058 <https://doi.org/10.1088/0143-0807/26/4/001>
- [54] Giunti C., and, Studenikin A. (2015). Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics. *Rev. Mod. Phys.* **87** 531 arXiv:1403.6344 <https://doi.org/10.48550/arXiv.1403.6344>
- [55] J. S. Schwinger. (1948). On Quantum-Electrodynamics and the Magnetic Moment of the Electron. *Phys. Rev.*, **73**, 416 DOI: 10.1103/PhysRev.73.416
- [56] Passarino G, y Veltman M. (1979). One-loop corrections for  $e^+e^-$  annihilation into  $\mu^+\mu^-$  in the Weinberg model. *Nuc. Phys.* **B160**, 151-207. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(79\)90234-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(79)90234-7)
- [57] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022)