



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Estudio del sector de Higgs:
violación de sabor leptónico y estrategias
de búsqueda en el LHC

Tesista: Lic. Roberto Aníbal MORALES

Director: Dr. Alejandro SZYNKMAN

Año: 2018

Resumen

Presentamos en esta tesis diferentes estudios fenomenológicos de ciertas extensiones del Modelo Estándar de la Física de Partículas. En particular, estudiamos el sector de Higgs considerando también la posibilidad de incluir bosones más pesados que el único bosón escalar contenido en el Modelo Estándar. Más específicamente, analizamos interacciones de Higgs con violación de sabor leptónico y también la posibilidad de observar en el LHC decaimientos de bosones de Higgs pesados en canales invisibles. El primer estudio lo realizamos en el contexto del Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo y está centrado en el análisis de los decaimientos de bosones de Higgs neutros en dos leptones de distinto sabor. Consideramos como fuente de violación de sabor leptónico posibles mezclas en el sector de sleptones de modo que dichos procesos se producen radiativamente a un loop. Trabajamos bajo la “Aproximación de Inserción de Masa”, es decir, no tratamos los grados de libertad internos en los loops en la base física sino en la base de interacción electrodébil. De esta manera obtuvimos expresiones analíticas para las tasas de decaimiento y vértices efectivos facilitando su contrastación experimental y su interpretación en términos del espacio de parámetros del modelo estudiado. Comparamos los resultados analíticos alcanzados con las predicciones numéricas existentes en la literatura y presentamos las estimaciones más optimistas para las anchuras parciales de decaimientos en las regiones del espacio de parámetros permitidas por los datos experimentales actuales. En el segundo estudio continuamos la misma línea de análisis de decaimientos de Higgs con violación de sabor leptónico pero lo realizamos en el contexto del modelo de seesaw inverso. En este caso, la violación de sabor leptónico es generada por los acoplamientos tipo Yukawa de los neutrinos derechos pesados que se acoplan al bosón de Higgs estándar. Encontramos los vértices efectivos para introducir estas interacciones de “Nueva Física” en otro tipo de procesos como el decaimiento de un leptón a tres idénticos de distinto sabor que el inicial. Por último, en el tercer estudio, desarrollamos una estrategia de búsqueda dedicada a la producción de un par de bosones de Higgs pesados $H - A$ del Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo en el Gran Colisionador de Hadrones para una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Realizamos un análisis de los fondos para este proceso y propusimos cortes cinemáticos para maximizar la sensibilidad de la señal en el canal de decaimiento de cuatro quarks b con energía transversa perdida. Diseñamos una estrategia en dos regiones de señal y analizamos las posibles luminosidades de evidencia y descubrimiento en cada caso.

Agradecimientos

Termina con esta tesis un largo camino que no hubiese podido transitar sin el apoyo de muchas personas, a las cuales debo agradecer.

En primer lugar a mis padres, Graciela y Carlos, por acompañarme siempre e inculcar los valores de la responsabilidad y lo valioso que es estudiar. No puedo dejar de agradecer a mi hermana Dolores por estar siempre presente. Lamentablemente, no alcanzan las palabras para agradecer a mi familia.

El gran responsable de que esta tesis se llevara adelante es mi director Ale. Muchísimas gracias por iniciarme en este recorrido, por las discusiones, por las respuestas a mis preguntas y preguntas para reflexionar, por la paciencia y por la confianza. No puedo olvidarme del resto de los fenomenólogos, Ernesto y Nico, por allanar el camino en los momentos difíciles y compartir otras pasiones. Por supuesto, estoy muy agradecido al grupo HEP del IFLP por su generosidad, reuniones, almuerzos, cervezas, asados y calidez en el entorno de trabajo, en especial a Jose.

Esta tesis me ha llevado a varios lugares donde conocí mucha gente. Me siento enormemente agradecido a María José por darme la oportunidad de trabajar con ella y enseñarme su pasión por la física. A Ezequiel, Jernej y Lorenzo por su energía y discusiones. A Xabi y Darío por compartir el trabajo en la oficina y los momentos after office.

Considero que mi pasión por la ciencia comenzó hace mucho tiempo gracias a la Olimpiada Matemática Argentina. Son muchas las personas que hacen posible esta hermosa actividad y con las que transité esta primera etapa. No puedo dejar de nombrar a Marta, Flora, Patricia, Ramiro, Carlos, Pablo, Matías, Vero, Marita y Gabi.

¡Cómo olvidarme del querido barrio Parque San Martín! Un enorme grupo de amigos copados con los que compartí infinitas anécdotas (y lo seguiré haciendo), como partidos de fútbol, asados, salidas, risas, hermosas tardes en el PSM, cocas, birras y fernetazos, recitales, viajes y ¡11 muñecos! Gracias Jose, Itri, Adri, Ariel, Facu, Beta, Titi, Dante,...

Por último, tengo que agradecer a Bianquita por su amor incondicional y apoyo a mi carrera. ¿Cómo sería recorrer este camino sin vos? “Es que tú sabes más de mí, que yo de mí”.

El que abandona!

No tiene premio!

Índice General

Agradecimientos	iii
Índice General	vii
Lista de Figuras	xi
Lista de Tablas	xiii
Abreviaturas	xv
1 Introducción	1
1.1 Modelo Estándar de la Física de Partículas	1
1.2 Fenomenología Más Allá del Modelo Estándar	11
Problema de la Jerarquía y Naturalidad	11
Oscilaciones de Neutrinos	12
1.2.1 Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo	14
1.2.2 Modelos seesaw de baja escala	19
1.3 Aproximación de Inserción de Masa	23
1.4 Introducción a los tres estudios realizados	30
1.4.1 LFVHD en el Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo	31
1.4.2 LFVHD en modelos seesaw de baja escala	34
1.4.3 Búsqueda de escalares pesados en el LHC	37
2 Análisis de los decaimientos $h, H, A \rightarrow \tau\mu$ inducidos por loops supersimétricos bajo la Aproximación de Inserción de Masa	41
2.1 El MSSM con mezclas de sabor en el sector de sleptones cargados y sneutrinos	42
2.1.1 Reglas de Feynman relevantes	46
2.2 Resultados analíticos de las tasas de decaimientos para LFVHD en la MIA	51
2.2.1 Expresiones analíticas para los factores de forma	56
2.2.2 Funciones de un loop relevantes y sus desarrollos para escala SUSY pesada	60
2.2.3 Mezclas en los sectores LL y RR	62
2.2.4 Mezclas en los sectores LR y RL	64
2.2.5 Vértice efectivo en el caso de masas SUSY iguales	65
2.3 Resultados numéricos	67
2.3.1 Comparación base física vs. MIA en el escenario <i>Genérico</i>	69

2.3.2	Comparación base física vs. MIA en el escenario de <i>aproximación GUT</i>	72
2.3.3	Comparación base física vs. MIA en el escenario de <i>masas iguales</i>	75
2.3.4	Análisis fenomenológico	77
2.4	Síntesis de resultados	80
3	Vértice Efectivo $H\ell_i\ell_j$ con violación de sabor leptónico inducido por neutrinos derechos bajo la Aproximación de Inserción de Masa	83
3.1	El Modelo seesaw inverso con mezclas de sabor en el sector de neutrinos derechos	84
3.1.1	Reglas de Feynman relevantes	88
3.1.1.1	Deducción del <i>propagador vestido</i>	90
3.2	Resultados analíticos de las tasas de decaimientos para LFBVD en la MIA	92
3.2.1	Expresiones analíticas para los factores de forma	95
3.2.2	Invarianza de gauge	103
3.3	Resultados numéricos	107
3.3.1	Bondad de los resultados en la MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$	108
3.3.2	Bondad de los resultados en la MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$	110
3.4	Cálculo del vértice efectivo a un loop para los LFBVD	112
3.4.1	Funciones de un loop relevantes y sus desarrollos para escala M_R pesada	113
3.4.2	Caso de bosón de Higgs en capa de masa	116
3.4.3	Caso de bosón de Higgs virtual	117
3.5	BR permitidas por los datos experimentales	119
3.6	Síntesis de resultados	121
4	Estrategia de búsqueda para la producción de pares de Higgs pesados decayendo invisiblemente en el LHC	125
4.1	Escenarios del MSSM en el régimen de baja t_β con decaimientos de Higgs invisibles	126
4.2	Producción de un par de bosones de Higgs pesados en el LHC	128
4.2.1	Secciones eficaces y estados finales	129
4.2.2	Búsquedas en el LHC	133
4.3	Estrategia de búsqueda para $pp \rightarrow HA \rightarrow 4b + E_T^{\text{miss}}$ en el LHC	135
4.3.1	Características de la señal y método de optimización	135
4.3.2	SR1: región de señal con 4 b -jets	140
4.3.3	SR2: región de señal con 3 ó 4 b -jets	142
4.3.4	Discusión de Resultados	144
4.4	Síntesis de resultados	146
5	Conclusiones Finales	149
A	Funciones de un loop	153
B	Notación Espinorial	165
C	Cambios de base	171

D	Proceso de optimización secuencial de cortes	177
D.1	Problema en una variable	178
D.1.1	Caso trivial: $\mathcal{X} = E_T^{miss}$	180
D.1.2	Caso de variables que aparecen a lo sumo una vez por evento	181
D.1.3	Caso de variables que pueden aparecer varias veces por evento	181
D.2	Problema multi-variable	182
	Bibliografía	185

Lista de Figuras

1.1	Propagadores vestidos correspondientes a los fermiones izquierdos y derechos	25
1.2	Interacción de dos corrientes fermiónicas mediadas por γ y Z	27
1.3	Propagadores vestidos para los campos B y W^3	28
1.4	Interacción de dos corrientes fermiónicas mediadas por B y W^3	29
2.1	Reglas de Feynman para inserciones y propagadores en el MSSM	49
2.2	Reglas de Feynman para vértices triples en el MSSM (I)	50
2.3	Reglas de Feynman para vértices triples en el MSSM (II)	51
2.4	Diagramas LFBVHD en la base física del MSSM	53
2.5	Diagramas LFBVHD del MSSM relevantes para la MIA en el caso LL	54
2.6	Diagramas LFBVHD del MSSM relevantes para la MIA en el caso LR	54
2.7	Diagramas LFBVHD del MSSM relevantes para la MIA en el caso RL	55
2.8	Diagramas LFBVHD del MSSM relevantes para la MIA en el caso RR	55
2.9	Comparación completo/MIA (diagrama a diagrama y total) en el escenario <i>Genérico</i> para el caso LL , BR en función de m_{SUSY}	70
2.10	Comparación completo/MIA (diagrama a diagrama y total) en el escenario <i>Genérico</i> para el caso RR , BR en función de m_{SUSY}	71
2.11	Comparación completo/MIA (diagrama a diagrama y total) en el escenario <i>Genérico</i> para el caso LR y RL , BR en función de m_{SUSY}	72
2.12	Comparación completo/MIA (total) en el escenario <i>Aproximación GUT</i> para todos los casos de mezcla, BR en función de m_{SUSY}	73
2.13	Comparación completo/MIA (total) en el escenario <i>Aproximación GUT</i> para todos los casos de mezcla, BR en función de δ	75
2.14	Comparación completo/MIA (total) en el escenario <i>masas iguales</i> para todos los casos de mezcla, BR en función de t_β	76
2.15	Líneas de contorno BR($h, A \rightarrow \tau\bar{\mu}$)/ $ \delta_{23}^{LL} ^2$ en el plano $(m_{\text{SUSY}}, t_\beta)$ del escenario <i>masas iguales</i> con $m_A = 800$ GeV y sus cotas experimentales	78
2.16	Líneas de contorno BR($h, A \rightarrow \tau\bar{\mu}$)/ $ \delta_{23}^{LL} ^2$ en el plano (m_A, t_β) del escenario <i>masas iguales</i> con $m_{\text{SUSY}} = 4$ TeV y sus cotas experimentales	79
3.1	Reglas de Feynman relevantes en el ISS	89
3.2	Propagadores e inserciones en la base electrodébil del ISS	90
3.3	<i>propagadores vestidos</i> de los ν_R en el ISS	91
3.4	Diagramas LFBVHD en la base física del ISS	94
3.5	Correcciones de vértice a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ bajo la MIA en el ISS	96
3.6	Correcciones de pata externa a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ bajo la MIA en el ISS	97
3.7	Correcciones de vértice a $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ bajo la MIA en el ISS	98
3.8	Correcciones de pata externa a $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ bajo la MIA en el ISS	98

3.9	Diagramas a $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ en el gauge Unitario	104
3.10	Comparación completo vs. MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ diagrama a diagrama en función de M_R	109
3.11	Comparación completo vs. MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ de todos los diagramas en función de M_R para distintos f	110
3.12	Comparación completo vs. MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$ de todos los diagramas en función de M_R para distintos f	111
3.13	Comparación completo vs. MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$ de todos los diagramas en función de f	112
3.14	Decaimiento $\tau \rightarrow H^* \mu \rightarrow \mu \mu \bar{\mu}$	118
3.15	LFVHD en la MIA permitidos por los datos experimentales para Y_ν^{TM9} y Y_ν^{TE10}	120
3.16	LFVHD en la MIA permitidos por los datos experimentales para Y_ν^{GF}	121
4.1	Número de jets livianos luego de los <i>cortes de selección</i> para SR1 y SR2	137
4.2	Significancia de E_T^{miss} luego de los <i>cortes de selección</i> para SR1 y SR2	139

Lista de Tablas

1.1	Cotas experimentales superiores actuales para procesos LFV	13
1.2	Cotas experimentales superiores actuales para LFVHD y LFVZD	14
1.3	Espectro del MSSM en la base de interacción de gauge	14
4.1	BR dominantes en los tres escenarios de interés	129
4.2	Secciones eficaces de producción en los tres escenarios de interés	130
4.3	$\sigma \times \text{BR}$ en el escenario de <i>masa-ligera</i>	130
4.4	$\sigma \times \text{BR}$ en el escenario de <i>masa-media</i>	131
4.5	$\sigma \times \text{BR}$ en el escenario de <i>masa-pesada</i>	132
4.6	Significancias en el LHC a 8 TeV y 13 TeV obtenidas con CheckMATE 2	134
4.7	Flujo de cortes en la SR1 para $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$	141
4.8	Flujo de cortes en la SR1 para $\mathcal{L} = 1500 \text{ fb}^{-1}$	142
4.9	Flujo de cortes en la SR2 para $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$	143
4.10	Flujo de cortes en la SR2 para $\mathcal{L} = 1500 \text{ fb}^{-1}$	144
4.11	\mathcal{S} y \mathcal{S}_{sys} para $\mathcal{L} = 300, 1000, 1500 \text{ fb}^{-1}$ en SR1 y SR2	145

Abreviaturas

BR	Fracción de Decaimiento
CKM	matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
EW	ElectroDébil
EWSB	Ruptura de la Simetría ElectroDébil
GF	Ajustes Globales de datos experimentales
GUT	Teorías de Gran Unificación
ISS	modelo Seesaw Inverso
LHC	Gran Colisionador de Hadrones
LFV	Violación de Sabor Leptónico
LFVHD	Decaimientos de Higgs con Violación de Sabor Leptónico
LN	Número Leptónico
LO	Orden Dominante
MFV	Violación de Sabor Mínima
MIA	Aproximación de Inserción de Masa
MSSM	Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo
NLO	Siguiente Orden Dominante
NMFV	Violación de Sabor No-Mínima
PMNS	matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata
SM	Modelo Estándar
SUSY	SUperSIimetría
VEV	Valor de Expectación de Vacío

Capítulo 1

Introducción

1.1 Modelo Estándar de la Física de Partículas

El Modelo Estándar (SM) de la Física de Partículas es la mejor descripción de las interacciones fundamentales en la Naturaleza que tenemos en la actualidad. Sus predicciones han sido verificadas experimentalmente con gran precisión y todas las partículas que postula han sido descubiertas. Este modelo se construyó a partir de cuatro pilares fundamentales:

- Simetrías de gauge e invarianza de Lorentz del Lagrangiano.
- Representaciones de los campos en las simetrías del modelo.
- Ruptura espontánea de simetría.
- Renormalizabilidad (contaje de potencias).

En lo que sigue, haremos una breve descripción de las características más relevantes del Modelo Estándar que necesitamos en esta tesis y nos basamos en [1–7].

El grupo de simetría de gauge que gobierna esta teoría es $G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ y podemos resumirlo como 3! El contenido de partículas del SM se clasifica según el spin de las mismas: contiene un escalar de spin 0 conocido como el bosón de Higgs, fermiones de spin 1/2 que corresponden a leptones y quarks (tres generaciones o familias de cada uno de ellos) y por último, los bosones de gauge de spin 1 correspondientes a cada

grupo de simetría. En este marco, la materia está constituida por fermiones mientras que las interacciones son mediadas por los bosones.

La representación con G_{SM} de cada grupo fermiónico está dada por:

$$L_{Lf}^I(1, 2, -1/2), e_{Rf}^I(1, 1, -1), Q_{Lf}^I(3, 2, 1/6), u_{Rf}^I(3, 1, -1/3), d_{Rf}^I(3, 1, -1/3), \quad (1.1)$$

donde los subíndices L y R denotan la quiralidad, $f = 1, 2, 3$ representa la generación o familia, el supraíndice I representa autoestados de interacción electrodébil y los tres números cuánticos entre paréntesis corresponden a los grupos de gauge $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente. Explícitamente, las tres familias fermiónicas son:

$$\begin{aligned} f = 1: \quad L_{L1} &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad e_{R1} = e_R, \quad Q_{L1} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad u_{R1} = u_R, \quad d_{R1} = d_R \\ f = 2: \quad L_{L2} &= \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad e_{R2} = \mu_R, \quad Q_{L2} = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad u_{R2} = s_R, \quad d_{R2} = c_R \\ f = 3: \quad L_{L3} &= \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \quad e_{R3} = \tau_R, \quad Q_{L3} = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \quad u_{R3} = b_R, \quad d_{R3} = t_R \end{aligned} \quad (1.2)$$

En cuanto a la representación del campo escalar, se escribe de la siguiente manera:

$$\Phi(1, 2, 1/2). \quad (1.3)$$

Respetando este contenido de partículas y la simetría G_{SM} , el Lagrangiano renormalizable más general que puede construirse no contiene términos de masa para los fermiones ni bosones de gauge. Sin embargo, los experimentos han mostrado el carácter masivo de dichas partículas. Por otro lado, también hay fuertes medidas experimentales que confirman la invarianza de gauge de la teoría. Más específicamente, dicha invarianza asegura la universalidad de los acoplamientos de $SU(2) \times U(1)$ en las interacciones débiles de cada familia de leptones y quarks. Estos acoplamientos universales se denotan por g y g' , respectivamente. Experimentalmente, esta universalidad es observada en que todos los procesos débiles de corriente cargada vienen descritos por un único valor de la constante de Fermi (G_F) mientras que para los de corriente neutra es suficiente combinarlo con el mismo valor del ángulo de mezcla $\sin^2 \theta_W$. Además la estructura de Yang-Mills

de las interacciones de $SU(2)$ determina cómo son los acoplamientos $WW\gamma$ y WWZ , dichas cantidades son medidas con precisión del uno por ciento y muestran gran acuerdo con las predicciones del modelo.

Veamos cómo se combinan los hechos de tener una teoría renormalizable, invariante de gauge y con partículas masivas. En este contexto, el campo de Higgs está sujeto a un potencial cuártico:

$$V(\Phi) = -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2. \quad (1.4)$$

Para el espacio de parámetros definido por $\mu^2 > 0$ y $\lambda > 0$, este potencial es conocido por el sombrero mexicano y el doblete escalar adquiere un valor de expectación de vacío (VEV) no nulo:

$$\langle\Phi\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{siendo } v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}. \quad (1.5)$$

En consecuencia, el grupo de simetría del SM se rompe espontáneamente en:

$$G_{SM} \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{EM}. \quad (1.6)$$

La ruptura espontánea de la simetría electrodébil (EWSB) es la base del Mecanismo de Higgs, a través del cual algunos bosones de gauge de la teoría resultan masivos (bosones W^\pm y Z) y otros permanecen no masivos (fotón y gluones). Este mecanismo es fundamental para explicar las masas de las partículas que, como dijimos anteriormente, están prohibidas a nivel del Lagrangiano en la construcción del modelo con simetría 3! Además, la generación de las masas con este mecanismo y la invarianza de gauge implican que la teoría resultante es renormalizable. Este es un punto más a favor del modelo ya que esto no ocurre en otras teorías cuando hay términos explícitos de masa para los bosones vectoriales.

El fundamento teórico principal que permite implementar el mecanismo de Higgs es el Teorema de Nambu-Goldstone. Dicho teorema afirma que por cada simetría continua espontáneamente rota, la teoría debe contener un escalar no masivo de spin 0, denominado “bosón de Nambu-Goldstone”. Veamos cómo aplica este teorema en la construcción del mecanismo de Higgs en una teoría de campos general dada por la densidad Lagrangiana \mathcal{L}_0 y con una simetría global definida por el grupo G . Este Lagrangiano \mathcal{L}_0 no cambia bajo una transformación infinitesimal parametrizada por las constantes θ^a . Pero si dicha transformación es local, es decir, definida en cada punto por $\theta^a(x)$, el

Lagrangiano varía como $\mathcal{L}_0 \rightarrow \mathcal{L}_0 + \delta\mathcal{L}_0$, siendo:

$$\delta\mathcal{L}_0 = (\partial_\mu\theta^a)J^{\mu a}, \quad (1.7)$$

y los operadores vectoriales $J^{\mu a}$ se relacionan con las corrientes de Noether de la simetría global. Una forma en que una simetría global puede promoverse a una local es acoplando campos de gauge a la teoría \mathcal{L}_0 con una constante de acoplamiento g . A orden lineal, la nueva teoría es descrita por:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 - gA_\mu^a J^{\mu a} + \mathcal{O}(g^2). \quad (1.8)$$

El teorema de Goldstone asegura que si dicha teoría es espontáneamente rota, entonces existe un bosón de Goldstone π_k por cada uno de los k generadores correspondientes a una simetría rota. Estos bosones son creados a partir del vacío o aniquilados con las corrientes $J^{\mu a}$ según el elemento de matriz:

$$\langle 0|J^{\mu a}|\pi_k(p)\rangle = -ip^\mu F_k^a e^{-ipx}, \quad (1.9)$$

con p^μ el impulso en capa de masa del bosón y F_k^a una matriz de constantes que es nula si a corresponde a un generador de una simetría no rota. Justamente, estas constantes F_k^a determinan la matriz de masa de los bosones de gauge. Este hecho se deduce al calcular la amplitud de polarización de vacío. En virtud de la identidad de Ward, dicha amplitud es transversal y se escribe como:

$$i\left(g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{k^2}\right)(m_{ab}^2 + \mathcal{O}(k^2)). \quad (1.10)$$

La contribución singular de esta amplitud debe venir de un estado no masivo como intermediario. Aquí entran en juego los bosones de Goldstone, que teniendo en cuenta la Ec. 1.8 y la Ec. 1.9, contribuyen como:

$$(gk^\mu F_j^a) \frac{i}{k^2} (-gk^\nu F_j^b). \quad (1.11)$$

En consecuencia, la matriz de masa de los bosones vectoriales resulta ser:

$$m_{ab}^2 = g^2 F_j^a F_j^b. \quad (1.12)$$

En resumen, el mecanismo de Higgs muestra que cualquier bosón de gauge acoplado a la corriente de una simetría local espontáneamente rota resulta masivo. Esto se logra pues los grados de libertad asociados con los bosones de Goldstone aparecen como los estados de polarización longitudinal de los bosones vectoriales correspondientes a las simetrías locales rotas, por lo que dichos bosones adquieren masa. Este mecanismo es independiente de la manera en que dicha ruptura es implementada en la teoría.

Veamos cómo se aplica el mecanismo de Higgs al caso del Modelo Estándar. El patrón de ruptura de simetría G_{SM} de la Ec. 1.6 se produce por la introducción del campo escalar de la Ec. 1.3 e implica que hay tres simetrías continuas espontáneamente rotas por lo que hay tres bosones de Goldstone que constituyen los estados de polarización longitudinal de los bosones de gauge W^\pm y Z de modo que éstos adquieren masa. Teniendo en cuenta la simetría de custodia y el hecho de que el fotón debe permanecer no masivo, los elementos de matriz de las corrientes $J^{\mu A}$ que se acoplan a los generadores $A = 1, 2, 3$ de $SU(2)_L$ con constante $g_A = g$ y para la corriente $J^{\mu Y}$ acoplada con $g_Y = g'$ al generador del grupo $U(1)_Y$, son:

$$\begin{aligned}\langle 0|J^{\mu A}|\pi_b(p)\rangle &= -ip^\mu F\delta^{Ab} \quad \text{si } A = 1, 2, 3, \\ \langle 0|J^{\mu Y}|\pi_3(p)\rangle &= -ip^\mu F,\end{aligned}\tag{1.13}$$

y la matriz de masa de la Ec. 1.12 resulta ser:

$$m^2 = F^2 \begin{pmatrix} g^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & g^2 & -gg' \\ 0 & 0 & -gg' & g^2 \end{pmatrix},\tag{1.14}$$

la cual tiene por autovalores y autovectores las definiciones usuales de los bosones de gauge γ , W^\pm y Z cuando $F = v/\sqrt{2}$. En síntesis, éste es el modo en el que se construye el espectro de masa de los campos de spin 1 en el contexto del Modelo Estándar.

Regresemos al estudio del campo complejo de spin 0 de la Ec. 1.3. Dicho campo se expresa en términos de cuatro campos escalares reales según la parametrización:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{i}{\sqrt{2}}(\pi_1 - i\pi_2) \\ v + \frac{1}{\sqrt{2}}(H + i\pi_3) \end{pmatrix},\tag{1.15}$$

siendo π_i los tres bosones de Nambu-Goldstone, H el bosón de Higgs masivo y v el valor de expectación de vacío de la Ec. 1.5. La libertad de gauge que tiene la teoría permite trabajar en el Gauge Unitario, donde los bosones de Nambu-Goldstone desaparecen de la teoría (son las componentes longitudinales de los bosones de gauge) y el potencial del campo de Higgs de la Ec. 1.4 resulta ser:

$$V(H) = \frac{1}{2}m_H^2 H^2 + \sqrt{\frac{\lambda}{2}}m_H H^3 + \frac{1}{4}\lambda H^4, \quad (1.16)$$

siendo $m_H = \sqrt{2}\mu = \sqrt{\lambda/2}v$ la masa del estado físico H .

Finalmente, veamos ahora cómo entendemos el espectro para las partículas de spin 1/2. En el SM, el multiplete de Higgs y los multipletes de fermiones interactúan a través de los acoplamientos Yukawa y cuando el campo de Higgs adquiere un valor de expectación de vacío no nulo, resultan los términos de masa para los fermiones. El Lagrangiano más general que respeta la simetría de gauge G_{SM} y es renormalizable con acoplamientos Yukawa es:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -Y_{ij}^l \overline{L}_{Li}^I \Phi e_{Rj}^I - Y_{ij}^d \overline{Q}_{Li}^I \Phi d_{Rj}^I - Y_{ij}^u \overline{Q}_{Li}^I (i\sigma_2 \Phi^*) u_{Rj}^I + \text{h.c.} \quad (1.17)$$

siendo Y_{ij}^f matrices complejas arbitrarias de 3×3 y σ_2 la segunda matriz de Pauli. La estructura general de este tipo de interacción permite, en principio, mezclas de sabor y violación de la simetría CP arbitrarias. En realidad, algunas mezclas de sabor y fases de CP son arbitrarias y pueden ser removidas redefiniendo los campos fermiónicos y trabajando con los autoestados de masa. Estudiemos esto con más detalle. Sabemos que toda matriz compleja Y admite una descomposición polar: puede escribirse como el producto de una matriz hermítica H con una unitaria U

$$Y = HU. \quad (1.18)$$

La matriz hermítica H puede diagonalizarse con una matriz unitaria V_L : $H = V_L D V_L^\dagger$ siendo D una matriz diagonal real y no negativa. En consecuencia, usando dos matrices unitarias V_L y $V_R = U^\dagger V_L$, la matriz compleja Y puede diagonalizarse según

$$V_L^\dagger Y V_R = D = \begin{pmatrix} y_1 & 0 & 0 \\ 0 & y_2 & 0 \\ 0 & 0 & y_3 \end{pmatrix}. \quad (1.19)$$

Entonces redefiniendo los campos fermiónicos con las dos matrices de la descomposición polar de los acoplamientos de Yukawa Y^l , Y^d e Y^u de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} L_L &= V_L^{l\dagger} L_L^I, & e_R &= V_R^{l\dagger} e_R^I, \\ u_L &= V_L^{u\dagger} u_L^I, & u_R &= V_R^{u\dagger} u_R^I, \\ d_L &= V_L^{d\dagger} d_L^I, & d_R &= V_R^{d\dagger} d_R^I. \end{aligned} \quad (1.20)$$

De esta manera, la Ec. 1.17 se escribe en términos de los estados fermiónicos de la Ec. 1.20 y del bosón de Higgs masivo H como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} &= -m_f^l \overline{e_{Lf}} e_{Rf} - m_f^u \overline{u_{Lf}} u_{Rf} - m_f^d \overline{d_{Lf}} d_{Rf} \\ &\quad - \frac{y_f^l}{\sqrt{2}} H \overline{e_{Lf}} e_{Rf} - \frac{y_f^u}{\sqrt{2}} H \overline{u_{Lf}} u_{Rf} - \frac{y_f^d}{\sqrt{2}} H \overline{d_{Lf}} d_{Rf} + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (1.21)$$

Hemos implementado la notación $y_f^l = Y_{ff}^l$ para las entradas diagonales de los acoplamientos Yukawa y resultan las masas $m_f^l = v y_f^l$ (lo mismo para los quarks). Como los términos de masa para fermiones son diagonales, decimos que los estados redefinidos en la Ec. 1.20 corresponden a los estados físicos de fermiones. A su vez, las interacciones de Yukawa también resultan diagonales en dicha base, por lo que las corrientes neutras de interacción con el bosón de Higgs no cambian el sabor.

Hasta ahora discutimos cómo adquieren masas las partículas del Modelo Estándar partiendo del Lagrangiano más general renormalizable y consistente con la simetría de gauge $G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cuando dicha simetría se rompe espontáneamente según $G_{SM} \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{EM}$, los bosones de gauge y los fermiones resultan masivos a través del mecanismo de Higgs y de los acoplamientos Yukawa, respectivamente. Por otro lado, hemos visto que las autointeracciones del campo escalar vienen dadas por su potencial (Ec. 1.4) y la interacción del bosón de Higgs H con los fermiones está contenida en la Ec. 1.21. Gran parte de esta tesis está centrada en el estudio de las interacciones de los leptones con el bosón de Higgs y los bosones de gauge. Veamos cómo son tenidas en cuenta las interacciones con los campos vectoriales. Dichas interacciones aparecen en los términos cinéticos de cada campo cuando las derivadas se entienden como derivadas covariantes (justamente este tipo de derivadas aseguran la invarianza de gauge de la

teoría):

$$D^\mu = \partial^\mu - ig'YB^\mu - igT_aW_a^\mu - ig_sL_cG_c^\mu, \quad (1.22)$$

siendo B^μ el campo de gauge vectorial de hipercarga con acoplamiento g' , W_a^μ los tres correspondientes de la interacción débil con acoplamiento g y G_c^μ los ocho de la interacción fuerte (gluones) con acoplamiento g_s . Los generadores T_a corresponden a $SU(2)_L$ y se relacionan con las matrices de Pauli $\sigma_a/2$ para dobletes y 0 para singletes, los generadores L_c corresponden a $SU(3)_C$ y se relacionan con las matrices de Gell-Mann $\lambda_c/2$ para tripletes y 0 para singletes, mientras que Y representa la carga frente a $U(1)_Y$.

Terminemos de presentar la estructura de sabor del Modelo Estándar luego de la ruptura espontánea de la simetría. En la Ec. 1.21 entendimos la estructura diagonal en sabor para la interacción triple Higgs-fermión-fermión a través de los acoplamientos Yukawa. La interacción de los fermiones con los bosones de gauge están contenidas en sus términos cinéticos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_K = & \sum_f \overline{L_{Lf}^I} (i\gamma_\mu D^\mu) L_{Lf}^I + \overline{e_{Rf}^I} (i\gamma_\mu D^\mu) e_{Rf}^I \\ & + \overline{Q_{Lf}^I} (i\gamma_\mu D^\mu) Q_{Lf}^I + \overline{u_{Rf}^I} (i\gamma_\mu D^\mu) u_{Rf}^I + \overline{d_{Rf}^I} (i\gamma_\mu D^\mu) d_{Rf}^I, \end{aligned} \quad (1.23)$$

donde la derivada covariante se define con la Ec. 1.22 con los correspondientes números cuánticos. Resultan las corrientes fermiónicas acopladas a los campos vectoriales:

$$\mathcal{L}_{Vff} = g \left(W_\mu^+ J_W^{\mu+} + W_\mu^- J_W^{\mu-} + Z_\mu J_Z^\mu \right) + e A_\mu J_{EM}^\mu + g_s G_{c\mu} J_{Gc}^\mu, \quad (1.24)$$

siendo las corrientes fermiónicas en términos de los autoestados de interacción electrodébil:

$$\begin{aligned} J_W^{\mu+} &= \sum_f \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\overline{\nu_{Lf}^I} \gamma^\mu e_{Lf}^I + \overline{u_{Lf}^I} \gamma^\mu d_{Lf}^I \right), \\ J_W^{\mu-} &= \sum_f \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\overline{e_{Lf}^I} \gamma^\mu \nu_{Lf}^I + \overline{d_{Lf}^I} \gamma^\mu u_{Lf}^I \right), \\ J_Z^\mu &= \sum_f \frac{1}{c_W} \left(\overline{\nu_{Lf}^I} \gamma^\mu \left(\frac{1}{2} \right) \nu_{Lf}^I + \overline{e_{Lf}^I} \gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} + s_W^2 \right) e_{Lf}^I + \overline{e_{Rf}^I} \gamma^\mu (s_W^2) e_{Rf}^I \right. \\ &\quad + \overline{u_{Lf}^I} \gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} - \frac{2}{3} s_W^2 \right) u_{Lf}^I + \overline{u_{Rf}^I} \gamma^\mu \left(-\frac{2}{3} s_W^2 \right) u_{Rf}^I \\ &\quad \left. + \overline{d_{Lf}^I} \gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} s_W^2 \right) d_{Lf}^I + \overline{d_{Rf}^I} \gamma^\mu \left(\frac{1}{3} s_W^2 \right) d_{Rf}^I \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
J_{EM}^\mu &= \sum_f \left(\overline{e_{Lf}^I} \gamma^\mu (-1) e_{Lf}^I + \overline{e_{Rf}^I} \gamma^\mu (-1) e_{Rf}^I + \overline{u_{Lf}^I} \gamma^\mu \left(\frac{2}{3} \right) u_{Lf}^I + \overline{u_{Rf}^I} \gamma^\mu \left(\frac{2}{3} \right) u_{Rf}^I \right. \\
&\quad \left. + \overline{d_{Lf}^I} \gamma^\mu \left(-\frac{1}{3} \right) d_{Lf}^I + \overline{d_{Rf}^I} \gamma^\mu \left(-\frac{1}{3} \right) d_{Rf}^I \right), \\
J_{Gc}^\mu &= \sum_f \left(\overline{u_{Lf}^I} \gamma^\mu \left(\frac{\lambda_c}{2} \right) u_{Lf}^I + \overline{u_{Rf}^I} \gamma^\mu \left(\frac{\lambda_c}{2} \right) u_{Rf}^I \right. \\
&\quad \left. + \overline{d_{Lf}^I} \gamma^\mu \left(\frac{\lambda_c}{2} \right) d_{Lf}^I + \overline{d_{Rf}^I} \gamma^\mu \left(\frac{\lambda_c}{2} \right) d_{Rf}^I \right). \tag{1.25}
\end{aligned}$$

Notemos que los bosones de gauge están representados en la base física y e denota la carga eléctrica del electrón. Cuando los fermiones se rotan a sus autoestados de masa según la Ec. 1.20, debido a la unitariedad de las matrices V_L y V_R , todas las corrientes neutras (J_Z^μ , J_{EM}^μ y J_G^μ) resultan diagonales en el espacio de sabor. Este hecho también se manifiesta en la interacción de los bosones de gauge cargados W^\pm con los leptones (debido a que leptones cargados izquierdos y neutrinos rotan con la misma matriz V_L^l). Entonces, alcanza con omitir el supraíndice I en estas interacciones para trabajar con los autoestados de masa. Por el contrario, las corrientes cargadas en el sector de quarks introduce mezclas de sabor a través del producto $V_L^{u\dagger} V_L^d = V_{CKM}$:

$$\begin{aligned}
J_{Wqq'}^{\mu+} &= \sum_{i,j} \frac{1}{\sqrt{2}} (V_{CKM})_{ij} \overline{u_{Li}} \gamma^\mu d_{Lj}, \\
J_{Wqq'}^{\mu-} &= \sum_{i,j} \frac{1}{\sqrt{2}} (V_{CKM}^\dagger)_{ij} \overline{d_{Li}} \gamma^\mu u_{Lj}, \tag{1.26}
\end{aligned}$$

donde V_{CKM} es la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Esta matriz compleja de 3×3 puede parametrizarse con tres ángulos de mezcla entre las familias de quarks (θ_{12} , θ_{13} y θ_{23}) junto con una fase δ (que es la única fuente de violación de CP en el SM). Dicha parametrización es general e invariante frente a una redefinición de las fases de los campos de los quarks.

En consecuencia, entendimos que luego de la ruptura espontánea de simetría, existen interacciones de corriente cargada que cambian el sabor (FCCC) en el sector de quarks a orden árbol. Por el contrario, no existen interacciones de corriente neutra que cambien el sabor (FCNC) a orden árbol. A su vez, los procesos neutros que cambian el sabor a un loop se encuentran muy suprimidos debido a la unitariedad de la matriz de mezcla CKM (mecanismo de GIM). Estos hechos característicos del Modelo Estándar han sido confirmados experimentalmente durante años e imponen importantes restricciones a la hora de construir y verificar modelos de física más allá del SM.

Es importante destacar otra característica del Modelo Estándar: la presencia de simetrías accidentales. Este tipo de simetrías no se imponen como condición en la construcción de la teoría pero tienen lugar cuando se combinan la condición de renormalizabilidad, las simetrías de gauge y la invarianza de Lorentz con el contenido de partículas del modelo. Concretamente, estamos hablando de las tres simetrías asociadas con cambios de fase en las tres generaciones de leptones que contienen como subgrupo a $U(1)_L$ que asegura la conservación del número leptónico (LN). También el SM posee accidentalmente una simetría $U(1)_B$ que conlleva la conservación del número bariónico (BN). Una consecuencia fundamental de la presencia de estas dos simetrías accidentales es que, junto con la invarianza de Lorentz, previenen el decaimiento del protón: la invarianza de Lorentz impone que un estado final proveniente del protón debe tener un número impar de fermiones más livianos y éstos sólo pueden tener $LN > 0$ y $BN = 0$ pero el protón tiene justamente $LN = 0$ y $BN = 1$. Nuevamente, el hecho de que el protón es estable ha sido confirmado experimentalmente e impone fuertes restricciones en distintas teorías de Nueva Física. Por ejemplo, en teorías no-renormalizables, operadores de dimensión mayor a 4 pueden no conservar LN y BN por lo que el protón decaería (a no ser que existan otras simetrías que lo protejan).

En síntesis, el SM es una teoría cuántica de campos renormalizable basada en el grupo de simetría $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ que permite describir tres de las cuatro interacciones fundamentales entre las partículas elementales de la Naturaleza. Esta teoría ha sido confirmada experimentalmente con gran precisión y todas las partículas de su espectro han sido encontradas. El Modelo Estándar puede ser definido de manera compacta a través de 19 parámetros independientes: los tres acoplamientos de gauge g' , g y g_s correspondientes a los tres grupos de simetría $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ y $SU(3)_C$ (g' y g pueden escribirse en términos de la carga del electrón e y el ángulo de mezcla θ_W), las masas de los fermiones cargados $m_{e,\mu,\tau,u,d,c,s,t,b}$, los tres ángulos de mezcla de quarks $\theta_{12,13,23}$, la fase δ de la matriz CKM, el parámetro θ de QCD y dos parámetros del sector de Higgs (su masa m_H y el valor de expectación de vacío v).

1.2 Fenomenología Más Allá del Modelo Estándar

Si bien el Modelo Estándar constituye una descripción exitosa de una gran variedad de fenómenos de las partículas elementales que son accesibles en los experimentos actuales, dicha teoría deja interrogantes sin resolver tanto desde un punto de vista teórico como experimental. Dicho de otra manera, existe una gran cantidad de datos que no pueden ser explicados en el contexto del Modelo Estándar y hay motivaciones teóricas que apuntan a que dicho modelo es una teoría incompleta. De particular interés para esta tesis, destacamos dos hechos que implican la necesidad de física más allá del Modelo Estándar:

Problema de la Jerarquía y Naturalidad Desde un punto de vista teórico, la pregunta principal es si el SM es o no una descripción completa de todos los fenómenos en la Naturaleza. Esta cuestión radica en la gran cantidad de parámetros libres (19 como mostramos en la sección 1.1) que deben ajustarse a partir de los datos observados en los experimentos y si existe una explicación más fundamental que permita entender su origen. Intimamente ligado a esto se presentan el *problema de la jerarquía y naturalidad*: ¿por qué la escala electrodébil $v \sim 10^2$ GeV es mucho menor que la escala de Planck $M_P \sim 10^{19}$ GeV? Recordemos que la escala de Planck corresponde a la energía característica donde los efectos gravitacionales comienzan a jugar un rol importante. Por otro lado, si consideramos las correcciones radiativas a la masa del bosón de Higgs m_H suponiendo que recién se activan nuevos grados de libertad a la escala M_P , encontramos que dichas correcciones cuánticas Δm_H^2 crecen con el cuadrado de la escala de Nueva Física. Como sabemos, estas correcciones se encuentran muy alejadas del valor experimental medido para la masa del Higgs $m_H = 125.09 \pm 0.21(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{syst.})$ [8] lo cual implica un ajuste muy fino en la cancelación entre la masa desnuda y las correcciones cuánticas. Este hecho no resulta natural sin una razón fundamental que lo explique. El argumento de naturalidad conlleva a una escala de Nueva Física del orden del TeV y esto motiva las búsquedas en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) y futuros aceleradores que se planean construir, así como guía en la construcción de nuevos modelos. Una de las extensiones del SM más elegantes y populares a estos problemas es la Supersimetría (SUSY) [9–11], una nueva simetría que relaciona fermiones con bosones. Más adelante describiremos en general la extensión más simple y mínima llamada Modelo Estándar

Supersimétrico Mínimo (MSSM) [12, 13] debido a que será uno de los principales objetos de estudio de esta tesis. Existe otro problema de jerarquía que está presente en los valores de las masas y estructura de mezclas entre los fermiones. En el SM, hay tres familias de leptones y quarks cuyas masas fueron medidas con valores muy diferentes entre sí y lejos de la escala electrodébil (EW) para la mayoría de estos fermiones. Sólo el quark top tiene una masa correspondiente a un acoplamiento de Yukawa de orden uno. Es decir, no tenemos una explicación para valores tan disímiles y pequeños de acoplamientos de Yukawa en el contexto del SM.

Oscilaciones de Neutrinos La evidencia experimental más importante a favor de la incompletitud del SM es la violación del sabor leptónico en el sector de neutrinos, es decir, las oscilaciones de neutrinos: conversión entre neutrinos de las diferentes familias observadas por primera vez en las colaboraciones Super-Kamiokande [14] y SNO [15, 16]. Este fenómeno asegura que los neutrinos tienen masa de modo que el SM debe ser modificado para dar cuenta de ello. Preguntas inmediatas que surgen de este fenómeno no contemplado en el SM son: ¿Por qué los neutrinos son tan diferentes al resto de los fermiones?, en particular, ¿por qué son sus masas tan pequeñas respecto del resto de los fermiones? Y debido a que los neutrinos no tienen carga eléctrica ni de color, ¿son fermiones de Majorana (ser sus propias antipartículas)?

La manera más sencilla de dar cuenta de la masa de los neutrinos es con los modelos de seesaw, que incorporan neutrinos derechos que interactúan con el campo de Higgs y los neutrinos izquierdos del SM a través de acoplamientos tipo Yukawa. Para modelos que buscan explicar las masas de los neutrinos, los observables óptimos para dar cuenta de aquellos efectos indirectos son los procesos con violación de sabor leptónico (LFV), en particular en el sector de leptones cargados, pues pueden ser inducidos cuánticamente por loops en los que circulan estos nuevos grados de libertad. Los procesos con LFV en el sector cargado (cLFV) están prohibidos en el contexto del SM e incluso, si considerando únicamente acoplamientos de Yukawa del neutrino derecho se incluyen las mezclas de neutrinos necesarias para explicar las oscilaciones observadas, resultan muy suprimidos por lo que cualquier señal de este tipo de eventos implicaría la necesidad de extender el SM. Al momento, ningún proceso cLFV ha sido observado pero están siendo activamente estudiados en los experimentos actuales de tal modo que se imponen cotas superiores a sus probabilidades de ocurrencia. En el caso en que los nuevos grados de

libertad necesarios para explicar la oscilación de neutrinos sean demasiado pesados como para producirlos directamente en los experimentos actuales, un primer indicio sobre su existencia podría deducirse de sus implicaciones indirectas sobre observables de bajas energías. Resumimos las cotas superiores vigentes y futuras sensibilidades para las fracciones de decaimiento (BR) de procesos cLFV en la tabla 1.1 [17–23]. Las cotas más restrictivas corresponden a la mezcla entre primera y segunda familia $\mu - e$ como en la desintegración radiativa $\mu \rightarrow e\gamma$ o la conversión $\mu - e$ en núcleos pesados. De la misma manera, existen cotas, aunque más relajadas, para las mezclas de la tercera familia ($\tau - e$ y $\tau - \mu$).

Procesos cLFV	Cotas Superiores actuales (90%CL)	Futuras Sensibilidades
BR($\mu \rightarrow e\gamma$)	4.2×10^{-13} (MEG 2016)	6×10^{-14} (MEG-II)
BR($\tau \rightarrow e\gamma$)	3.3×10^{-8} (BABAR 2010)	10^{-9} (BELLE-II)
BR($\tau \rightarrow \mu\gamma$)	4.4×10^{-8} (BABAR 2010)	10^{-9} (BELLE-II)
BR($\mu \rightarrow eee$)	1.0×10^{-12} (SINDRUM 1988)	10^{-16} Mu3E (PSI)
BR($\tau \rightarrow eee$)	2.7×10^{-8} (BELLE 2010)	$10^{-9,-10}$ (BELLE-II)
BR($\tau \rightarrow \mu\mu\mu$)	2.1×10^{-8} (BELLE 2010)	$10^{-9,-10}$ (BELLE-II)
BR($\tau \rightarrow \mu\eta$)	2.3×10^{-8} (BELLE 2010)	$10^{-9,-10}$ (BELLE-II)
CR($\mu - e$, Au)	7.0×10^{-13} (SINDRUM II 2006)	10^{-18} PRISM (J-PARC)
CR($\mu - e$, Ti)	4.3×10^{-12} (SINDRUM II 2004)	3.1×10^{-15} COMET-I (J-PARC)
CR($\mu - e$, Al)		2.6×10^{-17} COMET-II (J-PARC)
		2.5×10^{-17} Mu2E (Fermilab)

TABLA 1.1: Cotas experimentales superiores actuales para los distintos procesos con violación de sabor leptónico.

A su vez, en el LHC están siendo buscados intensamente decaimientos cLFV. Con el descubrimiento reciente de una nueva partícula escalar altamente compatible con el bosón de Higgs del SM, deben ser estudiadas sus interacciones con el fin de explorar posibles desviaciones. En particular, pueden estudiarse desintegraciones de dicho bosón en pares de leptones de distinto sabor. A su vez, decaimientos del bosón Z con LFV han sido analizados por la colaboración LEP. Resumimos las cotas impuestas en la tabla 1.2 [24–29]. Con las nuevas etapas del LHC y futuros aceleradores lineales busca mejorarse la sensibilidad en este tipo de canales.

A continuación presentaremos las características más relevantes para esta tesis de los marcos teóricos estudiados.

Decaimientos	LEP(95%CL)	ATLAS(95%CL)	CMS(95%CL)
BR($H \rightarrow \mu e$)	-		3.5×10^{-4}
BR($H \rightarrow \tau e$)	-	1.04×10^{-2}	6.1×10^{-3}
BR($H \rightarrow \tau \mu$)	-	1.43×10^{-2}	2.5×10^{-3}
BR($Z \rightarrow \mu e$)	1.7×10^{-6}	7.5×10^{-7}	
BR($Z \rightarrow \tau e$)	9.8×10^{-6}		
BR($Z \rightarrow \tau \mu$)	1.2×10^{-5}	1.69×10^{-5}	

TABLA 1.2: Cotas experimentales superiores actuales para decaimientos de H y Z con violación de sabor leptónico. Se utiliza la notación $H \rightarrow l_i l_j$ para representar $H \rightarrow \bar{l}_i l_j$ y $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$ y análogamente para Z .

1.2.1 Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo

Como discutimos anteriormente, el MSSM es la extensión supersimétrica más sencilla del SM y con el mínimo contenido de partículas que permite resolver el problema de la jerarquía. En este contexto [30, 31], cada fermión del SM tiene un compañero de spin 0 (llamado sfermión) con la misma masa y números cuánticos que el fermión original; y cada bosón del SM tiene un compañero de spin 1/2 con las mismas características. El hecho de que existan fermiones y bosones con los mismos acoplamientos cancela de manera exacta las correcciones cuánticas a la masa del bosón de Higgs de modo que se tiene una solución elegante al problema de la jerarquía.

Los estados de partícula en una teoría supersimétrica están representados en el álgebra de dicha simetría como supermultipletes. Cada supermultiplete contiene el mismo número de grados de libertad fermiónicos que bosónicos. En la tabla 1.3 mostramos las partículas del SM y sus compañeros supersimétricos (denotados con una tilde) en la base de interacción de gauge.

Supermultiplete	Bosón	Fermión
sleptón, leptón ($l = e, \mu, \tau$)	$\tilde{L}_L = (\tilde{\nu}_{lL}, \tilde{l}_L)^T$ \tilde{l}_R	$L_L = (\nu_{lL}, l_L)^T$ l_R
squark, quark ($u = u, s, b$) ($d = d, c, t$)	$\tilde{Q}_L = (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)^T$ \tilde{u}_R \tilde{d}_R	$Q_L = (u_L, d_L)$ u_R d_R
Higgs, Higgsino	$H_u = (H_u^+, H_u^0)^T$ $H_d = (H_d^0, H_d^-)^T$	$\tilde{H}_u = (\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)^T$ $\tilde{H}_d = (\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)^T$
W , Wino B , Bino gluón, gluino	W^\pm, W^0 B g	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$ \tilde{B} \tilde{g}

TABLA 1.3: Contenido de partículas del MSSM en la base de interacción de gauge.

Los nombres de los compañeros supersimétricos de spin 0 de los leptones y quarks se construyen anteponiendo una “s” (de “scalar”) y se los llama sleptones y squarks. Cada quiralidad de estos fermiones f_L y f_R transforman de distinta forma bajo los grupos de gauge, por lo que cada una de ellas tiene como compañero un escalar complejo \tilde{f}_L y \tilde{f}_R (donde los subíndices no se refieren a quiralidad pues son partículas escalares).

El campo de Higgs debe tener como compañero un campo fermiónico de spin 1/2. Debido al patrón de ruptura de la simetría de gauge en la forma en que se implementa SUSY y para cancelar las anomalías, no es suficiente un sólo campo escalar para dar masa a los quarks tipo u y d . Por lo tanto, en el MSSM se consideran dos dobletes de Higgs $H_u = (H_u^+, H_u^0)^T$ y $H_d = (H_d^0, H_d^-)^T$, encargados de dar masa a los quarks tipo u y d , cuando cada una de las componentes neutras de estos dobletes adquieren un valor de expectación de vacío v_u y v_d , respectivamente. Su relación con el VEV del SM es $v^2 = v_u^2 + v_d^2$. Los supercompañeros fermiónicos de los campos H_u y H_d son los denominados Higgsinos (\tilde{H}_u y \tilde{H}_d).

Finalmente, los supercompañeros de los bosones de gauge del SM son fermiones de spin 1/2 llamados gauginos: Bino corresponde al grupo $U(1)_Y$, Winos corresponden al $SU(2)_L$ y gluinos al $SU(3)_C$. Por comodidad, hemos redefinido $W^\pm = (W_1 \mp iW_2)/\sqrt{2}$ y $W^0 = W_3$ siendo W_a los bosones de gauge del grupo $SU(2)_L$ que presentamos en la sección anterior.

De esta manera, completamos el espectro de partículas del MSSM. En esta tesis, estamos interesados en los términos de masa de los sfermiones y de los bosones de Higgs. Estos términos se obtienen de las derivadas segundas del superpotencial de la Ec. 1.27 y cuando las componentes neutras de los dobletes de Higgs adquieren sus respectivos valores de expectación de vacío $v_u = \langle H_u^0 \rangle$ y $v_d = \langle H_d^0 \rangle$:

$$W_{\text{MSSM}} = -\tilde{l}_R Y^l \tilde{L}_L H_d + \tilde{u}_R Y^u \tilde{Q}_L H_u - \tilde{d}_R Y^d \tilde{Q}_L H_d + \mu H_u H_d, \quad (1.27)$$

siendo Y^l , Y^u e Y^d los acoplamientos de Yukawa (matrices de 3×3) en el espacio de sabor, μ representa el acoplamiento entre los dos dobletes de Higgs (análogo supersimétrico de la masa del bosón de Higgs del SM) y se realiza la suma sobre las tres familias. Notemos que por simplicidad usamos la notación matricial, es decir, se han suprimido todos los índices de sabor y los índices de isospin débil de $SU(2)_L$ para los dobletes.

En una teoría invariante frente a transformaciones supersimétricas, todas las partículas en un mismo supermultiplete deben tener la misma masa. Hasta el día de hoy, no se ha descubierto ningún compañero supersimétrico de las partículas del SM. Esto implica que si SUSY existe, no corresponde a una simetría exacta por lo que debe estar rota en el vacío elegido por la Naturaleza de manera que todas las partículas SUSY resulten más pesadas que las del SM. Esta ruptura debe ser implementada de modo que resuelva el problema de la jerarquía, es decir, que SUSY debe estar rota de manera suave (soft) [32]: las correcciones cuánticas a M_H^2 que dependen cuadráticamente de la escala de Nueva Física deben cancelarse pero pueden quedar dependencias logarítmicas. Estos términos de ruptura suave vienen dados por el Lagrangiano de la Ec. 1.28:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{MSSM}}^{\text{soft}} = & -\frac{1}{2} \left(M_1 \tilde{B} \tilde{B} + M_2 \tilde{W}_a \tilde{W}_a + M_3 \tilde{g}_c \tilde{g}_c + \text{h.c.} \right) \\
& - \left(-\tilde{l}_R \mathcal{A}^l \tilde{L}_L H_d + \tilde{u}_R \mathcal{A}^u \tilde{Q}_L H_u - \tilde{d}_R \mathcal{A}^d \tilde{Q}_L H_d + \text{h.c.} \right) \\
& - \tilde{L}_L^\dagger m_{\tilde{L}}^2 \tilde{L}_L - \tilde{l}_R^* m_{\tilde{R}}^2 \tilde{l}_R - \tilde{Q}_L^\dagger m_{\tilde{Q}}^2 \tilde{Q}_L - \tilde{u}_R^* m_{\tilde{u}_R}^2 \tilde{u}_R - \tilde{d}_R^* m_{\tilde{d}_R}^2 \tilde{d}_R \\
& - m_{H_u}^2 H_u^* H_u - m_{H_d}^2 H_d^* H_d - (b H_u H_d + \text{h.c.}) , \tag{1.28}
\end{aligned}$$

donde hemos implementado la notación matricial y se suma sobre las tres familias fermiónicas. El nuevo conjunto de parámetros de ruptura suave es:

- las masas suaves de los gauginos, $M_{1,2,3}$ asociados a los grupos de gauge $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ y $SU(3)_C$, respectivamente.
- los acoplamientos trilineales de sleptones (\mathcal{A}^l) y squarks ($\mathcal{A}^{u,d}$), que son matrices complejas de 3×3 en el espacio de sabor.
- las masas suaves de los sleptones ($m_{\tilde{L},\tilde{R}}^2$) y squarks ($m_{\tilde{Q},\tilde{u}_R,\tilde{d}_R}^2$), que también son matrices complejas de 3×3 en el espacio de sabor.
- las masas suaves en el sector de Higgs $m_{H_u}^2$, $m_{H_d}^2$ y b .

Discutamos con más detalle el sector de Higgs de esta teoría: éste consiste en los dos dobletes complejos de $SU(2)_L$ de la tabla 1.3. Entonces hay ocho grados de libertad reales, de los cuales tres se corresponden con los bosones de Nambu-Goldstone ($G^0 = \pi_3$ y $G^\pm = -i(\pi_1 - i\pi_2)/\sqrt{2}$) que serán las componentes longitudinales de los bosones de gauge masivos Z y W^\pm del SM. Los restantes cinco grados de libertad dan lugar a los estados físicos, dos escalares neutros (h y H siendo el primero más liviano que el segundo

y que se corresponde con el bosón de Higgs del SM), un pseudoescalar neutro (A) y dos escalares cargados de distinto signo (H^\pm). Cuando se minimiza el potencial de Higgs del MSSM y se elige el valor de expectación de vacío para cada doblete, resulta la relación entre los autoestados de interacción de gauge y los autoestados de masa:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} H_u^0 \\ H_d^0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} v_u \\ v_d \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} R_\alpha \begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} + \frac{i}{\sqrt{2}} R_\beta \begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_d^{-*} \end{pmatrix} &= R_\beta \begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.29)$$

donde se usaron las matrices de rotación de 2×2

$$R_\theta = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

Hemos introducido el ángulo de mezcla β a partir del cociente entre los valores de expectación de vacío: $\tan \beta = v_u/v_d$. Es conveniente considerar como parámetros libres de este modelo a la masa del pseudoescalar m_A y al cociente $\tan \beta$. Entonces el ángulo de rotación α se escribe en función de estos parámetros libres y de la masa del bosón de Higgs liviano según

$$\sin 2\alpha = \frac{-2 \tan \beta}{1 + \tan^2 \beta} \frac{m_A^2 + m_h^2}{m_A^2 - m_h^2}. \quad (1.31)$$

Las masas de los bosones de Higgs en términos de los parámetros libres son:

$$\begin{aligned} m_{h,H}^2 &= \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 - m_Z^2)^2 + 4m_Z^2 m_A^2 \sin^2(2\beta)} \right) \\ m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + m_W^2 \end{aligned} \quad (1.32)$$

De la misma manera, el espectro de masas de las partículas del MSSM se completa cuando se rompe espontáneamente la simetría electrodébil. Observemos que las partículas del SM reciben las masas descritas en la sección 1.1 mientras que las masas de sus compañeras supersimétricas reciben las contribuciones de los términos que rompen SUSY de la Ec. 1.28 y las contribuciones a la escala electrodébil. Para terminar de desarrollar el espectro del MSSM, debemos ver cómo repercute la EWSB en el sector de sfermiones y gauginos. Postergamos la discusión de los sfermiones para la sección 2.1. En cuanto a los gauginos, por un lado, los gluinos forman un octete fermiónico de color por lo que no

se mezclan con ninguna otra partícula del MSSM. En cambio los gauginos electrodébiles pueden mezclarse con los Higgsinos debido a que comparten números cuánticos. Los Higgsinos neutros \tilde{H}_u^0 y \tilde{H}_d^0 se combinan con los gauginos neutros \tilde{B} y \tilde{W}^0 , de modo que resultan cuatro autoestados de masa llamados neutralinos y que denotamos por $\tilde{\chi}_i^0$ con $i = 1, 2, 3, 4$. A su vez, los Higgsinos cargados \tilde{H}_u^+ y \tilde{H}_d^- se mezclan con los Winos cargados \tilde{W}^\pm para formar los dos autoestados de masa con carga ± 1 llamados charginos $\tilde{\chi}_i^\pm$ con $i = 1, 2$. Como dijimos, cada supermultiplete tiene el mismo número de grados de libertad bosónicos que fermiónicos por lo que en la realización de la supersimetría y de la simetría de gauge (antes de la EWSB) cada campo escalar complejo tiene asociado un espinor de Weyl de dos componentes (denotado genéricamente por ψ) y cada bosón de gauge no masivo tiene asociado también un espinor de Weyl de dos componentes (denotado genéricamente por λ). Estos espinores de Weyl se acomodan en los cuadri-spinores correspondientes a gauginos y Higgsinos. Será de utilidad mostrar explícitamente las matrices de masa de neutralinos y charginos en la base de autoestados de interacción de gauge de los biespinores de Weyl $\Psi^0 = (\lambda_{\tilde{B}}, \lambda_{\tilde{W}^0}, \psi_{\tilde{H}_d^0}, \psi_{\tilde{H}_u^0})^T$ y $\Psi^\pm = (\lambda_{\tilde{W}^\pm}, \psi_{\tilde{H}_u^\pm}, \lambda_{\tilde{W}^\mp}, \psi_{\tilde{H}_d^\mp})^T$, una vez que se produjo la EWSB. Los términos de masa del Lagrangiano son:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{masa } \tilde{N}} &= -\frac{1}{2}(\overline{\Psi^0})^T M_{\tilde{N}} \Psi^0 + \text{h.c.}, \\ \mathcal{L}_{\text{masa } \tilde{C}} &= -\frac{1}{2}(\overline{\Psi^\pm})^T M_{\tilde{C}} \Psi^\pm + \text{h.c.},\end{aligned}\tag{1.33}$$

siendo las matrices de masa

$$\begin{aligned}M_{\tilde{N}} &= \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_W t_W c_\beta & m_W t_W s_\beta \\ 0 & M_2 & m_W c_\beta & -m_W s_\beta \\ -m_W t_W c_\beta & m_W c_\beta & 0 & -\mu \\ m_W t_W s_\beta & -m_W s_\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix}, \\ M_{\tilde{C}} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & M_2 & \sqrt{2}m_W c_\beta \\ 0 & 0 & \sqrt{2}m_W s_\beta & \mu \\ M_2 & \sqrt{2}m_W s_\beta & 0 & 0 \\ \sqrt{2}m_W c_\beta & \mu & 0 & 0 \end{pmatrix}.\end{aligned}\tag{1.34}$$

El pasaje de bispinores de Weyl a los cuadriespinores viene dado por:

$$\begin{aligned} \tilde{B} &= \begin{pmatrix} -i\lambda_{\tilde{B}} \\ i\bar{\lambda}_{\tilde{B}} \end{pmatrix}, \quad \tilde{W}^0 = \begin{pmatrix} -i\lambda_{\tilde{W}^0} \\ i\bar{\lambda}_{\tilde{W}^0} \end{pmatrix}, \quad \tilde{H}_d^0 = \begin{pmatrix} \psi_{\tilde{H}_d^0} \\ \bar{\psi}_{\tilde{H}_d^0} \end{pmatrix}, \quad \tilde{H}_u^0 = \begin{pmatrix} \psi_{\tilde{H}_u^0} \\ \bar{\psi}_{\tilde{H}_u^0} \end{pmatrix}, \\ \tilde{W}^- &= \begin{pmatrix} -i\lambda_{\tilde{W}^-} \\ i\bar{\lambda}_{\tilde{W}^-} \end{pmatrix}, \quad \tilde{W}^+ = (\tilde{W}^-)^C, \quad \tilde{H}^- = \begin{pmatrix} \psi_{\tilde{H}^-} \\ \bar{\psi}_{\tilde{H}^-} \end{pmatrix}, \quad \tilde{H}^+ = (\tilde{H}^-)^C. \end{aligned} \quad (1.35)$$

Notemos que la primera línea corresponde a fermiones de Majorana (que luego serán los neutralinos) mientras que la segunda línea corresponde a fermiones de Dirac (charginos). En consecuencia, el Lagrangiano equivalente al de la Ec. 1.33 en notación cuadriespinorial es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{masa } \tilde{N}} &= -\frac{M_1}{2} \tilde{B}\tilde{B} - \frac{M_2}{2} \tilde{W}^0\tilde{W}^0 + \frac{\mu}{2} (\tilde{H}_d^0\tilde{H}_u^0 + \tilde{H}_u^0\tilde{H}_d^0) \\ &\quad + m_W t_W (c_\beta \tilde{H}_d^0\tilde{B} - s_\beta \tilde{H}_u^0\tilde{B}) + m_W (-c_\beta \tilde{H}_d^0\tilde{W}^0 + s_\beta \tilde{H}_u^0\tilde{W}^0) \\ \mathcal{L}_{\text{masa } \tilde{C}} &= -M_2 \tilde{W}^-\tilde{W}^- - \mu \tilde{H}^-\tilde{H}^- \\ &\quad - \sqrt{2} m_W c_\beta (\tilde{H}^- P_L \tilde{W}^- + \tilde{W}^- P_R \tilde{H}^-) \\ &\quad - \sqrt{2} m_W s_\beta (\tilde{W}^- P_L \tilde{H}^- + \tilde{H}^- P_R \tilde{W}^-), \end{aligned} \quad (1.36)$$

Teniendo en cuenta los términos que rompen SUSY, el MSSM se convierte en una teoría viable con muchas consecuencias fenomenológicas interesantes. En esta tesis, nos centraremos en el sector de Higgs de este modelo a través de dos estudios. Por un lado, analizaremos los decaimientos de los bosones de Higgs neutros h , H y A con violación de sabor leptónico. Por otro lado, estudiaremos la posibilidad de detectar los bosones de Higgs neutros pesados H y A en el LHC.

1.2.2 Modelos seesaw de baja escala

Analizando el contenido de partículas del Modelo Estándar, entendemos que la ausencia de neutrinos derechos en la teoría prohíbe que los neutrinos interactúen con el campo de Higgs de modo que no resultan masivos luego de la ruptura espontánea de la simetría electrodébil. En consecuencia, la manera más sencilla de dar masa a los neutrinos del SM es incorporar neutrinos derechos (ν_R por cada familia) tales que interactúen con el campo de Higgs a través de acoplamiento tipo Yukawa (Y_ν) y así resulten masas de Dirac $m_D = vY_\nu$ luego del EWSB (de la misma manera que el resto de los fermiones). Explícitamente,

es posible agregar el siguiente término al Lagrangiano de los acoplamientos de Yukawa de la Ec. 1.17:

$$\mathcal{L}_{Yukawa\nu_R} = -(Y_\nu)_{ij} \overline{L_{Li}^I} (i\sigma_2 \Phi^*) \nu_{Rj}^I + \text{h.c.}, \quad (1.37)$$

por lo que los leptones cargados y neutrinos no tienen la misma descomposición polar de la Ec. 1.20, la cual se modifica en

$$\begin{aligned} e_L &= V_L^{e\dagger} e_L^I, & e_R &= V_R^{e\dagger} e_R^I, \\ \nu_L &= V_L^{\nu\dagger} \nu_L^I, & \nu_R &= V_R^{\nu\dagger} \nu_R^I, \\ u_L &= V_L^{u\dagger} u_L^I, & u_R &= V_R^{u\dagger} u_R^I, \\ d_L &= V_L^{d\dagger} d_L^I, & d_R &= V_R^{d\dagger} d_R^I. \end{aligned} \quad (1.38)$$

En consecuencia, de la misma manera que surgió la matriz de CKM, resulta la mezcla de sabor leptónico en las corrientes cargadas a través de la matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS)

$$\begin{aligned} J_{Wl\nu'}^{\mu+} &= \sum_{i,j} \frac{1}{\sqrt{2}} (U_{PMNS})_{ij} \overline{\nu_{Li}} \gamma^\mu e_{Lj}, \\ J_{Wl\nu'}^{\mu-} &= \sum_{i,j} \frac{1}{\sqrt{2}} (U_{PMNS}^\dagger)_{ij} \overline{e_{Li}} \gamma^\mu \nu_{Lj}, \end{aligned}$$

siendo $U_{PMNS} = V_L^{\nu\dagger} V_L^e$. (1.39)

Por lo tanto, este acoplamiento Yukawa entre neutrinos izquierdo, derecho y el campo de Higgs provee términos de masa y mezclas entre leptones una vez que se produce la EWSB.

Por otro lado, los nuevos neutrinos derechos deben ser singletes del grupo de simetría G_{SM} del SM por lo que no existe ningún hecho que prohíba términos de masa de tipo Majorana. En presencia de estos términos, los neutrinos físicos resultarán ser partículas de Majorana. Introducimos el operador de conjugación de partícula-antipartícula \hat{C} , definido como:

$$\hat{C} : \psi \rightarrow \psi^C = \mathcal{C} \bar{\psi}^T. \quad (1.40)$$

La matriz \mathcal{C} satisface:

$$\mathcal{C}^{-1} \gamma_\mu \mathcal{C} = -\gamma_\mu^T, \quad \mathcal{C}^{-1} \gamma_5 \mathcal{C} = \gamma_5^T, \quad \mathcal{C}^\dagger = \mathcal{C}^{-1} = -\mathcal{C}^*, \quad (1.41)$$

en la representación quiral de las matrices de Dirac, puede elegirse $\mathcal{C} = i\gamma_2\gamma_0$. También puede mostrarse con el operador \hat{C} que la antipartícula de un campo de quiralidad izquierda es una partícula de un campo con quiralidad derecha y viceversa:

$$\hat{C} : \psi_L \rightarrow (\psi_L)^C = (\psi^C)_R, \quad \psi_R \rightarrow (\psi_R)^C = (\psi^C)_L \quad (1.42)$$

Entonces, la condición de Majorana (la partícula es su propia antipartícula) puede expresarse como:

$$\psi_M = \psi_M^C. \quad (1.43)$$

Ya hemos presentado los dos ingredientes principales para construir el modelo más sencillo que extiende el SM para dar masa a los neutrinos y dar una posible explicación al patrón de mezcla en el sector leptónico. Esta extensión es llamada modelo de seesaw Tipo-I [33–36], en la cual hay dos escalas de masa muy distintas: la masa de Majorana m_M mucho más pesada que la m_D a la escala electrodébil. El Lagrangiano del modelo seesaw Tipo-I en la base de interacción electrodébil puede escribirse como:

$$\mathcal{L}_{\text{Tipo-I}} = -(Y_\nu)_{ij} \bar{L}_{Li} (i\sigma_2 \Phi^*) \nu_{Rj} - \frac{1}{2} (m_M)_{ij} \overline{\nu_{Ri}^C} \nu_{Rj} + \text{h.c.}, \quad (1.44)$$

Observemos que si asignamos el mismo número leptónico a los neutrinos derechos e izquierdos, la interacción de Yukawa no viola dicho número cuántico pero sí lo hace el término de Majorana (en dos unidades). Este modelo introduce una nueva escala que rompe explícitamente el número leptónico. Una vez que se rompe espontáneamente la simetría electrodébil, resultan los términos de masa para neutrinos en la base de interacción electrodébil:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Tipo-I}}^{\text{masa}} &= -(m_D)_{ij} \overline{\nu_{Li}^C} \nu_{Rj} - \frac{1}{2} (m_M)_{ij} \overline{\nu_{Ri}^C} \nu_{Rj} + \text{h.c.} \\ &= -\frac{1}{2} \overline{N}_L \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & m_M \end{pmatrix} N_L^C + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (1.45)$$

donde se definió el campo de quiralidad izquierda $N_L = (\nu_{Li}, \nu_{Ri}^C)^T$. Queda definida la matriz de masa para los neutrinos en el modelo de seesaw Tipo-I:

$$M_\nu^{\text{Tipo-I}} = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & m_M \end{pmatrix}. \quad (1.46)$$

Para ilustrar cómo funciona este modelo, supongamos que trabajamos con una única familia por lo que las matrices m_D y m_M se reducen a números reales y M_ν^{Tipo-I} es una matriz real de 2×2 . Diagonalizando exactamente esta matriz y considerando el límite de interés $m_D \ll m_M$, resultan los dos autovalores para las masas:

$$m_\nu \simeq \left| -\frac{m_D^2}{m_M} \right| = \frac{v^2 Y_\nu^2}{m_M}, \quad m_N \simeq m_M. \quad (1.47)$$

Contamos con dos estados muy distantes en el espectro de masas: un neutrino físico pesado N con masa similar a la escala m_M que viola el número leptónico mientras que hay un estado liviano ν con masa suprimida por el cociente entre la escala electrodébil v y la masa m_M .

Por lo tanto, el modelo seesaw Tipo-I explica de manera elegante por qué la masa de los neutrinos observados es tan pequeña. Para que el cociente $m_\nu \simeq v^2 Y_\nu^2 / m_M$ sea del orden de las masas observadas $m_\nu \sim \mathcal{O}(\text{eV})$ con acoplamientos Yukawa medibles $Y_\nu \sim \mathcal{O}(1)$, es necesario masas de Majorana de $m_M \sim \mathcal{O}(10^{14} \text{ GeV})$. Por el contrario, si requerimos masas de Majorana del orden del TeV, para lograr masas de neutrinos ligeros del orden del eV, deberíamos tener acoplamientos de Yukawa muy pequeños $Y_\nu \sim \mathcal{O}(10^{-5})$. En cualquiera de los dos casos, la fenomenología del modelo de seesaw Tipo-I está muy suprimida.

En este contexto, consideramos los modelos seesaw de baja escala que representan ciertas variaciones respecto del Tipo-I y ofrecen una fenomenología mucho más rica en los aceleradores actuales. En estos modelos, se recurre a una nueva simetría que proteja las masas de los neutrinos ligeros permitiendo que los neutrinos pesados tengan masas moderadas y con acoplamientos Yukawa grandes al mismo tiempo. En particular, en esta tesis estaremos interesados en el modelo de seesaw inverso (ISS) [37–40] en el cual se supone una simetría aproximada que conserva el número leptónico. En el límite en el que dicha simetría está conservada de manera exacta, los neutrinos livianos no adquieren masa. En cambio, si dicha simetría se rompe espontáneamente, los neutrinos ligeros tienen una masa de Majorana proporcional al parámetro que cuantifica el grado de violación del número leptónico. Es esperable que dicho parámetro sea pequeño pues en caso de que fuera nulo, la simetría del modelo sería mayor. En el contexto del modelo ISS, la magnitud de la masa de los neutrinos está asociada con una pequeña violación del número leptónico y no por un cociente de masa a diferentes escalas. En

la sección 3.1, describiremos en detalle el modelo ISS pero podemos anticipar que se trata de un modelo muy interesante y atractivo con una fenomenología muy rica que es accesible en los experimentos actuales y en un futuro cercano.

1.3 Aproximación de Inserción de Masa

Dada la relevancia del método de Aproximación de Inserción de Masa (MIA, por sus siglas en inglés), presentaremos en este apartado una discusión detallada sobre el tema.

Hemos presentado de manera general el Modelo Estándar y dos posibles extensiones que permiten abordar algunos de los interrogantes que el SM deja sin responder. Vimos que en la construcción de estas teorías, es importante asegurar la invarianza de gauge con el grupo G_{SM} que luego se rompe espontáneamente cuando el campo de Higgs adquiere un valor de expectación de vacío no nulo. Previamente a la EWSB, el Lagrangiano se construye de modo que resulte explícitamente invariante de gauge, es decir, se trabaja en la base de interacción electrodébil para los distintos estados (que llamaremos también base de gauge). Una vez que se produce la EWSB, aparecen los términos cuadráticos del Lagrangiano que contienen a las matrices de masa para los autoestados de interacción. En general, estas matrices resultan ser no-diagonales. Una vez que se diagonalizan dichas matrices, resultan los autoestados de masa con sus respectivos autovalores y es así como se construye la base física de la teoría. En el caso de que las matrices de masa en la base de gauge sean de 2×2 , el proceso de diagonalización puede llevarse adelante de forma exacta resultando expresiones analíticas simples. Para matrices arbitrarias de mayor dimensión, este proceso es mucho más complejo y en general no admite solución analítica sino que debe recurrirse a métodos numéricos. En general, la relevancia de contar con predicciones analíticas para un determinado observable en términos de los parámetros fundamentales del modelo estudiado radica en que las medidas experimentales permiten extraer de un modo directo información sobre los mismos.

Con el objetivo de trabajar con los parámetros de gauge en los cálculos, utilizaremos la Aproximación de Inserción de Masa. Este método puede pensarse como una diagonalización de manera diagramática de la matriz de masa en la base de gauge: consideramos a las entradas diagonales de dicha matriz como los parámetros de masas de los estados correspondientes y a las entradas no-diagonales como interacciones de los dos estados

que corresponda. Puede pensarse que el propagador de un dado estado en la base de gauge se construye a partir de interacciones sucesivas (“inserciones” sucesivas) con otro estado (según la entrada no-diagonal que corresponda) de modo que los estados de gauge “se visten” con estas múltiples interacciones. La diagonalización exacta corresponde a resumir las infinitas inserciones que pueden ocurrir en la propagación de cada estado. En general no es posible hacer esto y es por eso que hablamos de una aproximación: se define un parámetro adimensional que controla cuántas inserciones son tenidas en cuenta y la diagonalización se piensa como un desarrollo de Taylor en este parámetro. Por supuesto, la magnitud de este parámetro adimensional determinará hasta qué orden debe llegar este desarrollo para un cierto grado de precisión requerido.

Para ser más claros y esquemáticos, presentaremos a continuación algunos ejemplos de la implementación de la MIA. De esta manera, mostraremos cómo utilizar esta poderosa herramienta que implementamos en los distintos observables de esta tesis con el objetivo de realizar nuestros estudios fenomenológicos.

Supongamos un campo de Dirac ψ con masa M e impulso p , los términos cuadráticos del Lagrangiano son:

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}\not{p}\psi - M\bar{\psi}\psi. \quad (1.48)$$

Podemos reescribir este Lagrangiano en términos de las componentes quirales del espinor, es decir, usando $\psi = P_L\psi + P_R\psi = \psi_L + \psi_R$ siendo $P_{L,R} = (I \mp \gamma_5)/2$ los proyectores de quiralidad:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= \bar{\psi}_L\not{p}P_L\psi_L + \bar{\psi}_R\not{p}P_R\psi_R - \bar{\psi}_LMP_L\psi_L - \bar{\psi}_RMP_R\psi_R \\ &= (\bar{\psi}_L \quad \bar{\psi}_R) \begin{pmatrix} \not{p}P_L & -MP_R \\ -MP_L & \not{p}P_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.49)$$

donde lo hemos escrito en forma matricial de dimensión 2 en un espacio dado por las quiralidades izquierda y derecha del cuadri-spinor. Podemos interpretar a esta teoría como dos fermiones no masivos (términos cinéticos en las componentes diagonales) que interactúan entre sí con las componentes no-diagonales proporcionales a M (las llamaremos inserciones).

Los propagadores de los fermiones no masivos ψ_L y ψ_R resultan ser los inversos de sus términos cinéticos, es decir,

$$\text{Prop}_{\psi_L} = \frac{i\cancel{\not{p}}}{p^2} P_R \quad \text{y} \quad \text{Prop}_{\psi_R} = \frac{i\cancel{\not{p}}}{p^2} P_L. \quad (1.50)$$

En esta nueva base quedan definidos cuatro tipos de propagadores según la quiralidad de los fermiones que se conectan (LL , LR , RL y RR). Veamos a continuación cómo se construyen estos propagadores con la MIA. Consideremos por ejemplo el propagador de tipo LL (como vemos en la figura 1.1): tenemos un fermión L que interactúa con un fermión R de modo que finaliza en un estado L (no cambia la quiralidad) por lo que debe haber una cantidad par de inserciones que debemos resumir para tener en cuenta todas las posibilidades. Análogamente deducimos el propagador de tipo RR .

$$\begin{aligned} \overrightarrow{L(R) \quad L(R)} &= \overrightarrow{\psi_{L(R)}} + \overrightarrow{\psi_{L(R)} \bullet \psi_{R(L)} \bullet \psi_{L(R)}} + \dots \\ \overrightarrow{L(R) \quad R(L)} &= \overrightarrow{\psi_{L(R)} \bullet \psi_{R(L)}} + \overrightarrow{\psi_{L(R)} \bullet \psi_{R(L)} \bullet \psi_{L(R)} \bullet \psi_{R(L)}} + \dots \end{aligned}$$

FIGURA 1.1: Propagadores vestidos luego de resumir las infinitas inserciones denotadas por los puntos negros. Consideramos los cuatro casos según la quiralidad de los fermiones inicial y final.

Cada inserción viene representada diagramáticamente por un punto y se identifica con la interacción que cambia la quiralidad entre los campos izquierdos y derechos. Estas infinitas inserciones pueden resumirse debido a que forman una serie geométrica, como vemos en la Ec. 1.51

$$\begin{aligned} \text{Prop}_{L \rightarrow L} &= \frac{i\cancel{\not{p}}}{p^2} P_R + \frac{i\cancel{\not{p}}}{p^2} P_R (-iMP_R) \frac{i\cancel{\not{p}}}{p^2} P_L (-iMP_L) \frac{i\cancel{\not{p}}}{p^2} P_R + \dots \\ &= \frac{i\cancel{\not{p}}}{p^2} \sum_{n \geq 0} \left(\frac{M^2}{p^2} \right)^n P_R = \frac{i\cancel{\not{p}}}{p^2 - M^2} P_R, \end{aligned} \quad (1.51)$$

El propagador RR se obtiene intercambiando los proyectores $P_L \leftrightarrow P_R$.

De la misma manera, para los propagadores tipo LR y RL (en los que se cambia la quiralidad como en la figura 1.1) se requiere una cantidad impar de inserciones y la serie

geométrica se resume de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
\text{Prop}_{L \rightarrow R} &= \frac{i\cancel{p}}{p^2} P_L (-iM P_L) \frac{i\cancel{p}}{p^2} P_R \\
&+ \frac{i\cancel{p}}{p^2} P_L (-iM P_L) \frac{i\cancel{p}}{p^2} P_R (-iM P_R) \frac{i\cancel{p}}{p^2} P_L (-iM P_L) \frac{i\cancel{p}}{p^2} P_R + \dots \\
&= \frac{iM}{p^2} \sum_{n \geq 0} \left(\frac{M^2}{p^2} \right)^n P_R = \frac{iM}{p^2 - M^2} P_R, \tag{1.52}
\end{aligned}$$

El propagador RL se obtiene intercambiando los proyectores $P_L \leftrightarrow P_R$.

Podemos pensar a los propagadores que preservan la quiralidad como “propagadores cinéticos” (tienen el impulso en el numerador) y a los que cambian quiralidad como “propagadores de masa” (por tener la masa en el numerador). Por lo tanto, vimos cómo las infinitas inserciones dan masa (visten) al propagador. Resta ver por qué esta interpretación es equivalente a la que conocemos para el propagador del campo físico ψ : observemos que al sumar los cuatro propagadores resulta el propagador de Dirac representado en la base habitual $\frac{i(\cancel{p}+M)}{p^2-M^2}$. Por último, este método permite construir el propagador fermiónico en el marco del SM mediante sucesivas inserciones del valor de expectación de vacío del campo de Higgs.

Veamos ahora cómo aplicar la MIA en los sectores de charginos y neutralinos del MSSM. La base de interacción electrodébil de los charginos se compone de dos fermiones de Dirac \tilde{W}^\pm y \tilde{H}^\pm con términos de masa dados por la Ec. 1.36. En consecuencia, tenemos dos fermiones de Dirac de masas M_2 y μ que interactúan con $-\sqrt{2}m_W(c_\beta P_L + s_\beta P_R)$ o su hermítico conjugado según la orientación de dichos fermiones. De acuerdo con lo discutido anteriormente, éstas son justamente las inserciones en VEV que tenemos en este caso y que visten a los propagadores de charginos.

Por otro lado, la base de interacción electrodébil de los neutralinos se compone de cuatro fermiones de Majorana: \tilde{B} y \tilde{W}^0 de masas M_1 y M_2 , respectivamente, y $\tilde{H}_{u,d}^0$ no masivos pero que interactúan entre sí proporcionalmente al parámetro μ . A su vez, tenemos inserciones en VEV entre los gauginos neutros y Higgsinos neutros. De manera totalmente análoga al primer ejemplo, se trata de fermiones de Majorana, es posible definir los propagadores cinéticos y de masa para la propagación de los Higgsinos neutros:

$$\text{Prop}_{\tilde{H}_u^0 \rightarrow \tilde{H}_u^0} = \text{Prop}_{\tilde{H}_d^0 \rightarrow \tilde{H}_d^0} = \frac{i\cancel{p}}{p^2 - M^2},$$

$$\text{Prop}_{\tilde{H}_u^0 \rightarrow \tilde{H}_d^0} = \text{Prop}_{\tilde{H}_d^0 \rightarrow \tilde{H}_u^0} = \frac{-i\mu}{p^2 - M^2}. \quad (1.53)$$

El uso de la MIA en el MSSM será desarrollado en capítulo 2 para los observables de interés pero anticipamos que no encontraremos una expresión exacta (no podemos resumir las infinitas inserciones posibles). En este caso el parámetro del desarrollo que controla la precisión requerida será el cociente entre la escala electrodébil v y la escala de SUSY determinarán hasta que orden hay que realizar las inserciones.

Para concluir esta sección, veamos cómo aplicar la MIA (en el contexto del Modelo Estándar) a la interacción de dos corrientes fermiónicas mediadas por un fotón y un bosón vectorial Z . Por simplicidad, consideremos el canal s para dicho proceso en el gauge de Feynman-t' Hooft para los bosones de gauge (ver figura 1.2).

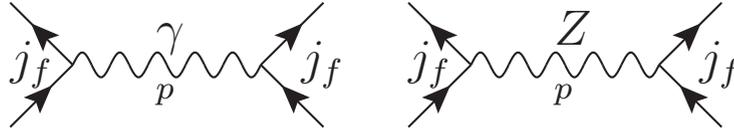


FIGURA 1.2: Interacción de dos corrientes fermiónicas mediadas por un fotón y un bosón Z de momento p .

De la Ec. 1.24 y Ec. 1.25 tenemos los acoplamientos de las corrientes fermiónicas con fotones y bosones Z , por lo que las amplitudes para el canal elegido con momento transferido p resultan ser:

$$\begin{aligned} i\mathcal{M}_\gamma &= j_f^\mu (ieQ) \frac{-ig_{\mu\nu}}{p^2} (ieQ) j_f^\nu \\ &= ij_f \cdot j_f \frac{e^2 Q^2}{p^2}, \\ i\mathcal{M}_Z &= j_f^\mu \frac{ig}{c_W} (T^3 - Qs_W^2) \frac{-ig_{\mu\nu}}{p^2 - m_Z^2} \frac{ig}{c_W} (T^3 - Qs_W^2) j_f^\nu \\ &= ij_f \cdot j_f \frac{\frac{g^2}{c_W^2} (T^3 - Qs_W^2)^2}{p^2 - m_Z^2}, \end{aligned} \quad (1.54)$$

siendo $j_f^\mu = \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f$ las corrientes fermiónicas, Q y T^3 los autovalores de carga e isospin débil de los fermiones f . Por lo tanto, la suma de estas amplitudes en las que los mediadores se representan en su base física es:

$$\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z = j_f \cdot j_f \frac{(p^2 - m_Z^2)e^2 Q^2 + p^2 \frac{g^2}{c_W^2} (T^3 - Qs_W^2)^2}{p^2(p^2 - m_Z^2)} \quad (1.55)$$

Veamos qué ocurre si repetimos este cálculo pero en la base de gauge para los bosones vectoriales neutros. Vimos en la Ec. 1.14 que los autoestados de masa de dichos bosones resultan de diagonalizar la submatriz inferior derecha de 2×2 , por lo que podemos representar a los términos de masa del campo de gauge vectorial B de hipercarga y el campo neutro W^3 de $SU(2)_L$ por:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} B_\mu & W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (g'v)^2 & -g'gv^2 \\ -g'gv^2 & (gv)^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^\mu \\ W^{3\mu} \end{pmatrix}, \quad (1.56)$$

A continuación encontraremos los propagadores del tipo BB , BW^3 , W^3B y W^3W^3 en el gauge de Feynman-t' Hooft utilizando la MIA tal y como hicimos en los ejemplos anteriores. En este caso, consideramos a las masas de B_μ y W_ν^3 dadas por $g'v/\sqrt{2}$ y $gv/\sqrt{2}$, respectivamente, y el acoplamiento por $-ig'gv^2g_{\mu\nu}/2$ (las inserciones de masa). Nuevamente, estos campos vectoriales neutros interactúan entre sí sucesivamente como en la figura 1.3, dando lugar a los propagadores vestidos en esta base una vez que se resuman las infinitas inserciones.

FIGURA 1.3: Propagadores vestidos luego de resumir infinitas inserciones denotadas por los puntos negros. Mostramos los propagadores $B - B$ y $B - W^3$ (los $W^3 - W^3$ y $W^3 - B$ se obtienen intercambiando ambos campos).

Por ejemplo, el propagador BB se calcula como:

$$\begin{aligned} \text{Prop}_{B_\mu \rightarrow B_\nu} &= \frac{-ig_{\mu\nu}}{p^2 - (g'v')^2} \\ &+ \frac{-ig_{\mu\alpha_1}}{p^2 - (g'v')^2} \left(-ig'gv'^2 g_{\alpha_1\alpha'_1} \right) \frac{-ig_{\alpha'_1\alpha_2}}{p^2 - (g'v')^2} \left(-ig'gv'^2 g_{\alpha_2\alpha'_2} \right) \frac{-ig_{\alpha'_2\nu}}{p^2 - (g'v')^2} \\ &+ \dots \\ &= \frac{-ig_{\mu\nu}}{p^2 - (g'v')^2} \sum_{n \geq 0} \left(\frac{(g'gv'^2)^2}{(p^2 - (g'v')^2)(p^2 - (gv')^2)} \right)^n \\ &= \frac{-ig_{\mu\nu}}{p^2 - (g'v')^2} \left(\frac{1}{1 - \frac{(g'gv'^2)^2}{(p^2 - (g'v')^2)(p^2 - (gv')^2)}} \right) = \frac{-ig_{\mu\nu} (p^2 - (gv')^2)}{p^2 (p^2 - (g'v')^2 - (gv')^2)} \end{aligned}$$

$$= \frac{-ig_{\mu\nu}(p^2 - (gv')^2)}{p^2(p^2 - m_Z^2)}, \quad (1.57)$$

donde omitimos el factor 2 en los cuadrados de las masas de B y W^3 y en sus acoplamientos por simplicidad (redefiniendo el VEV en $v' = v/\sqrt{2}$) y en la última línea utilizamos la relación $m_Z^2 = (g'v')^2 + (gv')^2$.

De manera análoga, deducimos que:

$$\begin{aligned} \text{Prop}_{W_\mu^3 \rightarrow W_\nu^3} &= \frac{-ig_{\mu\nu}(p^2 - (g'v')^2)}{p^2(p^2 - m_Z^2)}, \\ \text{Prop}_{B_\mu \rightarrow W_\nu^3} = \text{Prop}_{W_\mu^3 \rightarrow B_\nu} &= \frac{-ig_{\mu\nu}(-g'gv'^2)}{p^2(p^2 - m_Z^2)}. \end{aligned} \quad (1.58)$$

Por otro lado, las interacciones de los bosones de gauge B^μ y $W^{3\mu}$ con los fermiones vienen dadas en la Ec. 1.22. Explícitamente, los vértices de interacción triple entre dichos bosones y dos fermiones son $-ig'Y\gamma^\mu$ y $-igT^3\gamma^\mu$, respectivamente. Los procesos en esta base se muestran en la figura 1.4.

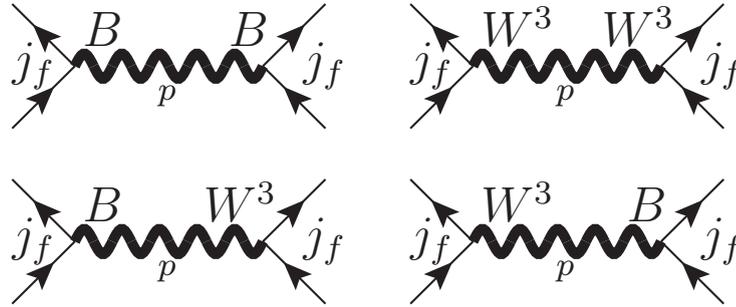


FIGURA 1.4: Interacción de dos corrientes fermiónicas mediadas por los bosones de gauge neutros B y W^3 de momento p , considerando sus propagadores vestidos en la MIA.

Las amplitudes de los procesos de la figura 1.4 considerando los cuatro tipos de propagador son:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{BB} &= j_f \cdot j_f \frac{(g'Y)^2 (p^2 - (gv')^2)}{p^2(p^2 - m_Z^2)}, \\ \mathcal{M}_{W^3W^3} &= j_f \cdot j_f \frac{(gT^3)^2 (p^2 - (g'v')^2)}{p^2(p^2 - m_Z^2)}, \\ \mathcal{M}_{BW^3} = \mathcal{M}_{W^3B} &= j_f \cdot j_f \frac{-(g'gv')^2 Y T^3}{p^2(p^2 - m_Z^2)}. \end{aligned} \quad (1.59)$$

Sumando estas cuatro contribuciones, tenemos que:

$$\mathcal{M}_{MIA} = j_f \cdot j_f \frac{p^2 ((g'Y)^2 + (gT^3)^2) - (g'gv')^2 (Y + T^3)^2}{p^2(p^2 - m_Z^2)} \quad (1.60)$$

Teniendo en cuenta las relaciones: $g' = \frac{e}{c_W}$, $g = \frac{e}{s_W}$, $Q = Y + T^3$ y $m_Z^2 = (g'v')^2 + (gv')^2$, concluimos que la amplitud encontrada en la Ec. 1.55 correspondiente a la base física para los bosones vectoriales γ y Z es igual a la encontrada en la Ec. 1.60 para los bosones de gauge neutros B y W^3 . De este modo vemos que implementando la MIA calculamos un proceso de una manera alternativa.

Basándonos en los cálculos de estos ejemplos, aplicaremos la MIA en los observables considerados en los capítulos 2 y 3.

1.4 Introducción a los tres estudios realizados

Luego de la introducción general al Modelo Estándar y la discusión presentada sobre la fenomenología más allá de dicho modelo, en esta sección daremos una breve introducción a los tres estudios en los que se basa esta tesis. En los primeros dos estudios, se calcularon las amplitudes correspondientes a decaimientos de Higgs en pares de leptones de distinto sabor en dos modelos diferentes: el Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo y el modelo seesaw inverso. En el primer caso [41], la violación del sabor leptónico está concentrada en el sector de sleptones mientras que en el segundo estudio [42], son los nuevos neutrinos derechos los que incorporan las interacciones que violan el sabor leptónico. En ambos casos, dichos procesos se producen radiativamente a un loop y resulta de interés entender su comportamiento con la escala de Nueva Física. El objetivo principal de estos análisis es obtener expresiones analíticas simples para las amplitudes de decaimiento en términos de los parámetros fundamentales de cada modelo y, de esta manera, poder estudiar las restricciones que provienen de los experimentos actuales sobre el espacio de parámetros. Para arribar a dichas expresiones analíticas se recurrió a la Aproximación de Inserción de Masa. También se dedujeron los vértices efectivos correspondientes a estas interacciones más allá del SM como función de los parámetros relevantes del modelo. En cuanto al tercer estudio [43], se desarrolló una estrategia de búsqueda de pares bosones neutros pesados del MSSM en el LHC. Se determinó cuál era el modo de producción y canal

de decaimiento más prometedor y se implementó un método de optimización secuencial que maximiza la significancia de dicha señal. Por último, se recurrió a herramientas computacionales para generar los eventos de señal y fondos y generar los mecanismos de hadronización y posterior simulación del detector.

En síntesis, desde un abordaje fenomenológico general, englobamos estos tres estudios en la siguiente filosofía de trabajo. Con el propósito de estudiar un sector de Higgs abordamos dos modelos particulares: Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo y seesaw inverso. Para ello nos concentramos en dos tipos de observables en el contexto del LHC: decaimientos de Higgs con violación de sabor leptónico, y producción de pares de Higgs pesados con posibles decaimientos a través de canales invisibles. Para el primero de estos tipos de observables, buscando una interpretación directa de las medidas experimentales en términos de los parámetros de los modelos, obtuvimos predicciones teóricas para las tasas de decaimiento utilizando la Aproximación de Inserción de Masa en el cálculo de amplitudes. Luego expresamos dichas tasas en función de vértices efectivos en el límite en el cual la escala de Nueva Física es considerablemente mayor a la escala electrodébil. Por otro lado, para la producción de pares de Higgs pesados asociada a decaimientos invisibles, desarrollamos una estrategia de búsqueda en el LHC consistente en seleccionar regiones de señal auspiciosas en términos de su sensibilidad experimental.

1.4.1 LFVHD en el Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo

Luego del descubrimiento de una nueva partícula escalar en el LHC, altamente compatible con el bosón de Higgs del SM [44, 45], se realizaron medidas de su masa (actualmente dada por $m_h = 125.09 \pm 0.21(stat.) \pm 0.11(syst.)$ GeV [8]) y algunas de sus propiedades, como acoplamientos a las partículas del SM [46–48]. Sin embargo, una de las preguntas que quedan por resolver es si dicha partícula es elemental o compuesta y si hay Nueva Física más allá del SM escondida en el sector de Higgs. En este sentido, los futuros programas experimentales del LHC y próximos aceleradores lineales, buscarán determinar todos los acoplamientos del Higgs con gran precisión y jugarán un rol central en la búsqueda de Nueva Física. Entre las señales más claras de física del Higgs no contemplada en el SM se encuentran el descubrimiento de nuevos escalares de Higgs más pesados y nuevos canales de decaimiento de dichos bosones. De hecho, se realizan intensas búsquedas de este tipo actualmente en el LHC. En este estudio, nos centraremos

en estos dos aspectos: analizaremos la existencia de nuevos bosones de Higgs neutros predichos por el Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo y, por otro lado, sus canales de decaimiento a un par leptón y anti-leptón de distinto sabor. Justamente, estos canales exóticos de decaimientos de Higgs con violación de sabor leptónico (LFVHD) están prohibidos en el contexto del SM y son una clara ventana a Nueva Física.

Estamos interesados en el estudio de decaimientos de un bosón de Higgs a dos leptones cargados de diferente sabor, $h \rightarrow l_i \bar{l}_j$ con $i \neq j$. Este tipo de procesos está siendo activamente estudiado en el LHC actualmente. En particular, las colaboraciones ATLAS y CMS muestran cotas muy re restrictivas a las anchuras de decaimiento parcial debido a la ausencia de este tipo de señales. Recordemos que en la tabla 1.2 mostramos las cotas superiores actuales dadas por las colaboraciones ATLAS y CMS para este tipo de decaimientos.

Desde un punto de visto teórico, los procesos LFVHD vienen siendo estudiados desde hace mucho tiempo en la literatura en el contexto de varios modelos más allá del SM (trabajos recientes en [49–73]). El caso más estudiado corresponde a extensiones supersimétricas del SM debido a que es sencillo y bien justificado incorporar los acoplamientos que violan sabor en el sector de las partículas supersimétricas [74–88]. Más específicamente, las mezclas de sabor entre las tres generaciones de sleptones cargados y/o sneutrinos (típicas en modelos SUSY) producen radiativamente a un loop los LFVHD de interés. En este estudio, nos centraremos en LFVHD en el contexto del MSSM y bajo la hipótesis de mezcla general de sabor en el sector de sleptones cargados y sneutrinos. Esto se contrapone con la alternativa conocida por hipótesis de Violación de Sabor Mínima (MFV), en la que se supone que el único origen de LFV son los acoplamientos tipo Yukawa de los fermiones. Esta alternativa está muy restringida por los datos experimentales. Ya han sido explorados muchos ejemplos donde los acoplamientos de Yukawa de los neutrinos son los responsables de generar LFVHD. Estos casos han sido discutidos en contextos no-supersimétricos [89] para modelos seesaw Tipo-I e Inverso y extendido a sus versiones SUSY [55, 79, 88]. Incluso, los LFVHD en el contexto general de Violación de Sabor No-Mínima (NMFV) en el MSSM tienen una larga historia. Estos decaimientos de bosones de Higgs neutros del MSSM en leptones μ y τ fueron calculados en el lenguaje de Lagrangianos efectivos [76] y diagramáticamente a un loop en la base física de los estados supersimétricos de forma numérica [79, 86].

En este análisis, exploraremos los decaimientos $h, H, A \rightarrow l_k \bar{l}_m$ ($k \neq m$) en el contexto del MSSM con NMFV y calcularemos sus anchuras parciales de decaimiento a un loop para mezclas generales en el sector de sleptones. Estas mezclas serán parametrizadas por las cantidades adimensionales δ_{mk}^{AB} con $AB = LL, RR, LR, RL$ e índices de sabor $m, k = 1, 2, 3$ ($m \neq k$). De este modo, son tenidas en cuenta todas las posibles mezclas entre los compañeros supersimétricos de los leptones de una manera modeloindependiente y sin ninguna suposición sobre su origen. La novedad de este cálculo radica en que se utiliza una técnica diferente llamada Aproximación de Inserción de Masa [90–92], en la que se trabaja con los sleptones en la base de interacción electrodébil en lugar de la base física. En esta aproximación, se trata a las entradas no-diagonales de las matrices de masa cuadrado de los sleptones (Δ_{mk}^{AB} para futura referencia) perturbativamente. Dicho de otra manera, se tratan como inserciones dentro de los propagadores de los autoestados de interacción de sleptones en lugar de hacer la diagonalización exacta a la base física. Estudios recientes han demostrado que los resultados en la MIA pueden desarrollarse a partir de las expresiones del cálculo completo en la base física con “flavor expansion theorem” [93, 94]. La mayor ventaja de usar la MIA para el cálculo de las anchuras parciales $\Gamma(H_x \rightarrow l_k \bar{l}_m)$ es clara: esta aproximación provee fórmulas analíticas simples para los factores de forma, que luego de ser desarrollados para el caso de masas de las spartículas pesadas ($m_{\text{SUSY}} \gtrsim \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$), resultan en un vértice efectivo simple ($V_{H_x l_m l_k}^{\text{eff}}$) para esta interacción que es muy útil para estudios fenomenológicos de LFVHD en términos de las δ_{mk}^{AB} 's y su posterior comparación con los datos experimentales. Aplicando la MIA a primer orden (lineal) en las inserciones no-diagonales δ_{mk}^{AB} , calcularemos de manera analítica todos los diagramas relevantes que contribuyen a un loop en $\Gamma(h, H, A \rightarrow l_k \bar{l}_m)$. Luego haremos un desarrollo analítico de los factores de forma en potencias de los momentos externos involucrados y seremos capaces (por primera vez) de capturar analíticamente las contribuciones dominantes que no desacoplan con las escala de Nueva Física m_{SUSY} , es decir, aquellas que se comportan como $\mathcal{O}((m_{h,H,A}/m_{\text{SUSY}})^0)$ constantes en el límite de gran m_{SUSY} . También seremos capaces de obtener el siguiente orden dominante pero que desacopla como $\mathcal{O}(m_{h,H,A}^2/m_{\text{SUSY}}^2)$, que numéricamente es mucho menor que el dominante aunque en algunos casos de mezcla puede jugar un rol importante.

Para estudiar la bondad de los resultados bajo esta aproximación, haremos una comparación numérica de nuestros resultados con los existentes en la literatura de la base

física para las anchuras de decaimiento $\Gamma(h, H, A \rightarrow l_k \bar{l}_m)$. Finalmente, las fórmulas analíticas simples para el vértice efectivo $V_{Hx l_m l_k}^{\text{eff}}$ proveerán estimaciones numéricas sobre los máximos esperados para $\text{BR}(h, H, A \rightarrow l_k \bar{l}_m)$ teniendo en cuenta las restricciones de los experimentos actuales en el canal $\tau \rightarrow \mu \gamma$ [20] y en la búsqueda de bosones de Higgs neutros pesados más allá del SM realizadas por ATLAS y CMS [95, 96]. Estos estudios numéricos serán realizados en función de los parámetros más relevantes del modelo, enfatizando en las mezclas que pueden ser estudiadas más eficientemente en el futuro cercano. El capítulo 2 se dedicará a estudiar todo esto en detalle.

1.4.2 LFVHD en modelos seesaw de baja escala

En el contexto del SM, los neutrinos y antineutrinos se organizan en tres sabores asociados con la parte izquierda de cada uno de los leptones cargados. Estos tres estados de sabor $\nu_l = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ forman una base llamada la base de interacción EW o de gauge. Debido a que los neutrinos sólo interactúan débilmente, pueden viajar largas distancias sin interactuar y su evolución temporal viene dada por la ecuación de Schrödinger. Las soluciones estacionarias definen una nueva base conocida como la base física $\nu_\alpha = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$. La relación entre ambas bases viene dada por la matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (U_{PMNS} [97, 98]) unitaria de 3×3 (análoga a la matriz CKM en el sector de quarks) y podemos escribir:

$$\nu_l = \sum_{\alpha=1}^3 (U_{PMNS})_{l\alpha} \nu_\alpha. \quad (1.61)$$

Este desalineamiento es el origen del fenómeno conocido como oscilación de neutrinos. Más concretamente, debido a la estructura de sus interacciones, un neutrino es producido en un autoestado de sabor específico que puede expresarse como una superposición de autoestados físicos. Si los neutrinos fueran no masivos o degenerados en masa, el estado de sabor final coincidiría con el inicial puesto que los estados físicos se propagarían de la misma manera. En particular, los números de sabor leptónico (L_e , L_μ y L_τ) se preservarían. En caso de que los neutrinos sean no-degenerados en masa, como los estados físicos evolucionan diferente con el tiempo, la superposición inicial será distinta a la final. Esto es justamente la oscilación de neutrinos y tiene como consecuencia directa la no-conservación del número leptónico. La probabilidad de oscilación en el vacío de

un neutrino de sabor l a otro l' en el límite ultrarelativista se expresa como [99]:

$$\mathcal{P}_{\nu_l \rightarrow \nu_{l'}}(L, E) = \sum_{\alpha, \beta=1}^3 U_{l\alpha}^* U_{l'\alpha} U_{l\beta} U_{l'\beta}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{\alpha\beta}^2 L}{2E}\right), \quad (1.62)$$

donde U representa la matriz PMNS, $E \sim |\vec{p}|$ es la energía del neutrino, L es la distancia recorrida y $\Delta m_{\alpha\beta}^2 = m_\alpha^2 - m_\beta^2$ es la diferencia de los cuadrados de las masas de los neutrinos.

En los últimos años, muchos experimentos que involucran neutrinos solares, atmosféricos y generados en reactores y aceleradores han demostrado la existencia del fenómeno de oscilación de neutrinos y en consecuencia del carácter masivo de los mismos (ver por ejemplo [100]). Sin embargo, hay preguntas abiertas relacionadas con este hecho; por ejemplo, no se conoce la escala absoluta de sus masas, no se sabe si son fermiones de Dirac o Majorana, tampoco cómo son las nuevas fases de violación de CP que introducen estos neutrinos masivos, ni cuántos sabores existen, entre otros interrogantes. En consecuencia, es imperiosa la necesidad de modificar el SM para dar cuenta de la observación de las oscilaciones y por ende del hecho de que los neutrinos tienen masa. En este sentido, es natural extender el SM agregando neutrinos derechos, que al contrario de los leptones cargados y quarks derechos, fueron ignorados en la construcción de dicha teoría.

Por otro lado, el estudio de procesos con violación de sabor leptónico provee uno de los aspectos más prometedores para explorar la existencia de Nueva Física más allá del SM. Dicho de otra manera, la simetría del número leptónico es una simetría exacta del SM por lo que éste predice anchuras de decaimiento nulas para todo tipo de proceso de LFV a todos los órdenes en teoría de perturbaciones. En consecuencia, cualquier señal experimental de LFV indicará que hay Nueva Física: nuevas partículas o bien nuevas interacciones deben ser las responsables de este tipo de procesos.

Combinando los aspectos descritos anteriormente, los procesos de LFV en el sector cargado son particularmente adecuados para estudiar uno de los efectos indirectos más importantes de la existencia de neutrinos derechos. Esto ocurre porque los neutrinos derechos tienen número leptónico y pueden interactuar con los neutrinos izquierdos de diferente sabor a través de los acoplamientos tipo Yukawa, en caso de que estos sean descritos por matrices no-diagonales en el espacio de sabor. Por lo tanto, los neutrinos

derechos pueden contribuir a los procesos de LFV a través de correcciones radiativas a los mismos. En el contexto de los modelos seesaw de baja escala, la masa de los neutrinos derechos M_R puede ser del orden del TeV y resultar accesible con los aceleradores actuales, como por ejemplo el Gran Colisionador de Hadrones del CERN. Procesos con LFV en el contexto de los modelos seesaw de baja escala fueron extensamente estudiados en la literatura [55, 87, 88, 101–112].

En este estudio estamos interesados nuevamente en los decaimientos de Higgs con violación de sabor leptónico en leptones cargados de diferente sabor $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$ with $i \neq j$. Actualmente este tipo de decaimiento está siendo estudiado activamente en los experimentos del LHC y recordemos las cotas actuales de la tabla 1.2 para los decaimientos de Higgs.

En particular, estudiaremos estos LFVHD bajo la hipótesis de que los mismos son originados a un loop a partir de correcciones radiativas de los neutrinos derechos en el contexto de los modelos seesaw de baja escala. Más específicamente, trabajaremos en el modelo seesaw inverso [37–40] con tres neutrinos derechos y tres singletes con número leptónico opuesto. Estos LFVHD han sido estudiados en la literatura en el contexto de los modelos seesaw, tanto de baja como de alta escala, y se tienen predicciones para sus anchuras de decaimiento como función de los parámetros relevantes del modelo. Todos los cálculos existentes fueron realizados en la base física para los neutrinos y los resultados están expresados en términos de las masas y de las entradas de la matriz de rotación que conecta la base de interacción EW con los autoestados de masa [55, 79, 89].

Como hicimos en el estudio presentado en la sección 1.4.1, en este caso presentaremos un enfoque completamente distinto para estos LFVHD en un modelo ISS genérico: en lugar de usar la base física, en la cual intervienen los nueve neutrinos físicos en los loops y hay una dependencia compleja con los parámetros del modelo a través de las entradas de la matriz cambio de base, haremos los cálculos en la base de interacción EW donde los neutrinos derechos e izquierdos intervienen directamente en los loops y los resultados pueden expresarse explícitamente en términos de los parámetros relevantes del modelo (la matriz de acoplamiento Yukawa Y_ν y la matriz de masa de los neutrinos derechos M_R). Presentaremos por primera vez este cálculo a un loop bajo la Aproximación de Inserción de Masa. En el capítulo anterior mostramos otra aplicación de la MIA en procesos LFVHD pero en el contexto del MSSM, donde la LFV es inducida a partir de

las inserciones de masa de los términos de ruptura suave. En este caso, la MIA expresa los resultados en un desarrollo en serie de potencias de Y_ν , la cual es la única fuente de violación de sabor en este estudio, por lo que contamos con un método útil y conveniente para interpretar de manera clara y sencilla la fenomenología asociada. Entonces calcularemos la amplitud de decaimiento de $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$ en un desarrollo de la MIA, a primer orden (LO) $\sim \mathcal{O}((Y_\nu Y_\nu^\dagger)_{ij})$ y luego al orden siguiente (NLO) $\sim \mathcal{O}((Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger)_{ij})$ para estudiar la bondad de esta aproximación. Con los factores de forma que se obtienen de la amplitud de decaimiento, se calculará el vértice efectivo a un loop $H l_i \bar{l}_j$ relevante para este proceso. Para obtener este vértice efectivo, se estudiará en detalle el límite de masa M_R grande implementando la jerarquía:

$$m_{l_{i,j}} \ll v Y_\nu, m_W, m_H \ll M_R, \quad (1.63)$$

siendo $m_{l_{i,j}}$ las masas de los leptones, v el VEV del Higgs y m_W, m_H las masas de los bosones W y de Higgs.

La característica más importante de este análisis es que nos proporciona fórmulas simples para las anchuras de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow l_i \bar{l}_j)$ y los vértices efectivos $H l_i \bar{l}_j$ en términos de Y_ν y M_R . Estas expresiones simples pueden ser usadas por otros autores para estimar rápidamente los anchos de LFVHD con sus propios parámetros como inputs y sin necesidad de recurrir a cálculos numéricos complejos. Lo expuesto anteriormente será desarrollado en el capítulo 3.

1.4.3 Búsqueda de escalares pesados en el LHC

Una clara evidencia de física más allá del Modelo Estándar es sin duda la existencia de nuevos bosones de Higgs, tales como los contenidos en algunas de sus extensiones más simples: los modelos de dos dobletes de Higgs [113] o el sector de Higgs del MSSM [30, 114, 115]. En esta clase de modelos, el sector extendido de Higgs incluye a cinco estados físicos: dos bosones pares frente a CP (uno ligero h y uno pesado H), un bosón impar frente a CP (el pseudoescalar A) y un par de escalares cargados (H^\pm). En este contexto, el bosón de Higgs más liviano es usualmente identificado con el bosón recientemente descubierto de masa de 125 GeV. En la actualidad, hay un programa muy intenso de búsqueda de los restantes escalares más pesados llevado a cabo por las colaboraciones ATLAS y CMS en el LHC. Estos análisis dependen de los diferentes

canales de decaimientos estudiados. Los bosones de Higgs neutros pesados H y A están siendo buscados por sus modos de desintegración en bosones vectoriales y/o bosón de Higgs liviano ($\gamma\gamma$ [116–120], $Z\gamma$ [121, 122], ZZ [123, 124], W^+W^- [124, 125], Zh [126–129] y hh [128, 130–138]), pares de leptones cargados ($\mu^+\mu^-$ [139] y $\tau^+\tau^-$ [95, 96, 140–145]), y en quarks pesados ($b\bar{b}$ [146] and $t\bar{t}$ [147]). A su vez, los bosones de Higgs cargados son buscados en los canales $H^\pm \rightarrow W^\pm Z$ [148], $H^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu$ [149–152] y $H^\pm \rightarrow tb$ [151–153]. No se han observado desviaciones estadísticas significativas respecto de los fondos del SM de modo que se impusieron importantes restricciones en el espacio de parámetros de modelos simplificados con sector extendido de Higgs, como el h MSSM [154–158]. Cabe remarcar que en ninguno de estos casos se consideró la posibilidad de decaimientos de tipo invisible para los bosones de Higgs pesados.

Por otro lado, la presencia de decaimientos invisibles de Higgs, que representa otra clara señal de Nueva Física, está fuertemente motivada y es predicha por muchas extensiones del SM como el MSSM [159]. La búsqueda de estos canales exóticos en el LHC está centrada en la producción de un decaimiento invisible de Higgs a través de la fusión de gluones [160], fusión de bosones vectoriales [160–163] y en asociación con un bosón vectorial [160, 161, 163–166]. Estas búsquedas también se llevan a cabo considerando la producción de materia oscura en asociación con bosones vectoriales [166, 167], con un bosón de Higgs [168–173] o con quarks pesados [174, 175]. Como en el caso de los escalares pesados, no se han observado excesos significativos sobre los fondos del SM en estas búsquedas y fueron impuestos límites en el espacio de parámetros de diferentes modelos, secciones eficaces de producción y anchuras de decaimiento invisibles.

Cabe aclarar que en ninguna de las búsquedas listadas anteriormente se consideró la producción de pares de bosones de Higgs pesados. Con el objetivo de estudiar este mecanismo de producción, analizamos en este capítulo de manera conjunta decaimientos invisibles de Higgs pesados con decaimientos en partículas del SM en el estado final. En particular, esta combinación representa una prueba del acoplamiento entre dos bosones de Higgs pesados y los candidatos de materia oscura participando en una misma interacción. Proponemos una estrategia de búsqueda para bosones de Higgs neutros pesados a través de la producción de pares $H + A$ en el canal a orden árbol $q\bar{q} \rightarrow Z^* \rightarrow HA$ y teniendo en cuenta los decaimientos invisibles de estos escalares. Para realizar estimaciones numéricas, trabajamos en un escenario particular del MSSM llamado Slim SUSY [176, 177] pero las conclusiones son generales para cualquier escenario con un espectro

de masas similar. En este escenario, las únicas nuevas partículas a la escala electrodébil son los bosones de Higgs pesados y los charginos/neutralinos. Además la paridad R está conservada y la partícula supersimétrica más liviana, el neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, es estable dando lugar al canal de decaimiento invisible $H, A \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ si $M_{H,A} > 2M_{\tilde{\chi}_1^0}$. En el régimen de baja t_β , estos decaimientos pueden ser medidos e incluso ser los dominantes para el bosón pseudoescalar [178]. Según lo discutido recientemente en la literatura [176, 177, 179, 180], el escenario de baja t_β tiene una fenomenología muy rica puesto que los canales de decaimiento dominantes de los escalares pesados no corresponden a pares de quarks b o leptones τ (como ocurre en los escenarios con moderada-gran t_β). Esta situación abre la posibilidad de búsquedas de bosones pesados en los canales interesantes como $H \rightarrow W^+W^-$, $H \rightarrow ZZ$, $H \rightarrow hh$, $A \rightarrow hZ$, $H, A \rightarrow t\bar{t}$ y los decaimientos invisibles $H, A \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$. Dejamos para el capítulo 4 este estudio detallado.

Capítulo 2

Análisis de los decaimientos

$h, H, A \rightarrow \tau\mu$ inducidos por loops

supersimétricos bajo la

Aproximación de Inserción de

Masa

En este capítulo, estudiaremos canales de decaimiento con violación de sabor leptónico de bosones de Higgs neutros del Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo en un leptón y un antileptón de diferente sabor. Trabajamos con el escenario más general de mezcla de sabor en el sector de sleptones. Nuestras expresiones analíticas corresponden a cálculos de un loop a partir de los diagramas de Feynman utilizando la Aproximación de Inserción de Masa. Esta aproximación usa la base de interacción electrodébil para los sleptones y trata perturbativamente las inserciones de masa que cambian el sabor de los sleptones. Desarrollando los factores de forma relevantes, en potencias de los momentos externos, podemos separar explícitamente en las expresiones analíticas las contribuciones no-desacoplantes (constantes para masas que corren en los loops asintóticamente grandes) y las contribuciones desacoplantes (decrecientes con dichas masas). El objetivo es proveer un conjunto de fórmulas analíticas simples para los factores de forma junto con sus vértices efectivos asociados, pues creemos que resultan muy útiles para futuros

estudios fenomenológicos en este tipo de procesos y, de esta manera, poder compararlos con los datos de los experimentos. También se comparan los resultados obtenidos bajo esta aproximación con los resultados completos a un loop (donde se utiliza la base física para los sleptones). Por otro lado, se incluyen las estimaciones numéricas más optimistas para los tres canales de decaimiento de bosones de Higgs neutros en leptones τ y μ teniendo en cuenta las restricciones que provienen de los datos del decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$ y de las búsquedas de escalares pesados en el LHC.

El capítulo se organiza de la siguiente manera: en la sección 2.1 nos centraremos en cómo se manifiesta en el contexto del MSSM con mezclas generales en el sector de sleptones junto con las reglas de Feynman necesarias. La sección 2.2 contiene los diagramas dominantes y sus cálculos analíticos en la MIA para los factores de forma y las tasas de decaimiento junto con las expresiones para las funciones de un loop relevantes. En la sección 2.3, se muestran los resultados numéricos para las anchuras de decaimiento bajo la MIA y la comparación de estas estimaciones con los cálculos completos a un loop en la masa física. Los resultados más importantes se resumen en la sección 2.4.

2.1 El MSSM con mezclas de sabor en el sector de sleptones cargados y sneutrinos

En esta sección describiremos el MSSM con mezcla general de sfermiones. Recordemos que en la sección 1.2.1 hemos discutido de manera general este modelo, mostrando en particular, cómo resultan los términos de masa de los sfermiones y cuáles son los bosones de Higgs físicos.

Como estamos interesados en los decaimientos con violación de sabor leptónico de los tres bosones de Higgs neutros del MSSM, $H_x \rightarrow l_k \bar{l}_m$ con $H_x = h, H, A$, nos concentraremos en la mezcla de sfermiones en el sector de sleptones e ignoraremos las posibles mezclas en el sector de squarks. Trabajaremos en un contexto general de mezclas de sabor a bajas energías, es decir, sin suponer ninguna hipótesis a altas energías sobre la generación de los términos relevantes para las mezclas en este sector. Entonces, trabajamos en un marco NMFV que va más allá del marco de MFV más frecuentemente usado, en el cual la mezcla de sleptones es inducida por los acoplamientos de tipo Yukawa.

La hipótesis más general para las mezclas de sabor en el sector de sleptones supone que la matriz de masa escrita en la base de interacción es no-diagonal en el espacio de sabor tanto para los sleptones cargados como para los sneutrinos. En el caso de los sleptones cargados, se trata de una matriz de masa de 6×6 puesto que hay seis autoestados en la base de interacción: $\tilde{l}_{L,R}$ con $l = e, \mu, \tau$. En cambio, para el caso de los sneutrinos, tenemos una matriz de 3×3 debido a que en el MSSM hay solamente tres autoestados en la base de interacción: $\tilde{\nu}_L$ con $\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$.

En la base de interacción ordenada como $(\tilde{e}_L, \tilde{\mu}_L, \tilde{\tau}_L, \tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R)$, el cuadrado de la matriz de masa de los sleptones cargados se escribe en término de los bloques derechos e izquierdos M_{iAB}^2 , que corresponden a matrices de 3×3 no-diagonales, de la siguiente manera [30]:

$$\mathcal{M}_l^2 = \begin{pmatrix} M_{\tilde{l}LL}^2 & M_{\tilde{l}LR}^2 \\ M_{\tilde{l}RL}^2 & M_{\tilde{l}RR}^2 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

siendo:

$$\begin{aligned} M_{\tilde{l}LLij}^2 &= m_{Lij}^2 + \left(m_{li}^2 + \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) M_Z^2 \cos 2\beta \right) \delta_{ij}, \\ M_{\tilde{l}RRij}^2 &= m_{Rij}^2 + \left(m_{li}^2 - \sin^2 \theta_W M_Z^2 \cos 2\beta \right) \delta_{ij}, \\ M_{\tilde{l}LRij}^2 &= v_1 \mathcal{A}_{ij}^l - m_{li} \mu \tan \beta \delta_{ij}, \\ M_{\tilde{l}RLij}^2 &= M_{\tilde{l}LRij}^{2\dagger} \end{aligned} \quad (2.2)$$

con los índices de sabor $i, j = 1, 2, 3$ sumados sobre las tres familias y $(m_{l_1}, m_{l_2}, m_{l_3}) = (m_e, m_\mu, m_\tau)$ son las masas de los leptones. Destaquemos que las entradas fuera de la diagonal de las matrices vienen exclusivamente de los términos de ruptura suave de Supersimetría y estos pueden ser no nulos para $i \neq j$. Estos términos son: las masas $m_{\tilde{L}ij}$ para los dobletes $(\tilde{\nu}_{Li}, \tilde{l}_{Li})$ de sleptones de $SU(2)$, las masas $m_{\tilde{R}ij}$ para los singletes (\tilde{l}_{Ri}) de $SU(2)$, y los acoplamientos trilineales \mathcal{A}_{ij}^l . Notemos que las otras contribuciones de la Ec. 2.2 no violan el sabor leptónico y están a la escala electrodébil.

Por otro lado, en el sector de sneutrinos, la matriz de masa al cuadrado de 3×3 en la base de interacción $(\tilde{\nu}_{eL}, \tilde{\nu}_{\mu L}, \tilde{\nu}_{\tau L})$ viene dada por [30]:

$$\mathcal{M}_\nu^2 = \begin{pmatrix} M_{\tilde{\nu}LL}^2 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

siendo

$$M_{\tilde{\nu}LL}^2 = m_{\tilde{L}ij}^2 + \left(\frac{1}{2} M_Z^2 \cos 2\beta \right) \delta_{ij}. \quad (2.4)$$

Como consecuencia de la invariancia de gauge $SU(2)_L$, las masas $m_{\tilde{L}ij}$ de ruptura suave participan en los sectores LL para sleptones cargados y sneutrinos. Notemos que si fueran tenidas en cuenta las masas de los neutrinos y sus mezclas (oscilaciones), los parámetros de ruptura SUSY en el sector de sneutrinos diferirían de los correspondientes en el sector cargado mediante una rotación con la matriz PMNS. Esto ocurre de manera similar en el sector de squarks donde las masas de ruptura suave para los de tipo up y down difieren por una rotación de la matriz de CKM. Sin embargo, debido a la magnitud despreciable de las masas de neutrinos, no esperamos grandes efectos por su inclusión en este estudio y consecuentemente las despreciamos, como se hace habitualmente en el contexto del MSSM.

Entonces la mezcla general de sabor en el sector de sleptones se introduce a través de términos no-diagonales de las matrices de masa de sleptones y en los acoplamientos tri-lineales. En este estudio, definimos estos términos de LFV en función de los parámetros adimensionales $\delta_{ij}^{LL}, \delta_{ij}^{LR}, \delta_{ij}^{RL}, \delta_{ij}^{RR}$ donde los índices $i \neq j$ corren sobre las tres familias fermiónicas. Los supraíndices L y R denotan los compañeros supersimétricos *izquierdos* y *derechos* de los correspondientes grados de libertad leptónicos. Suponemos entonces que estos parámetros adimensionales son las únicas fuentes de violación de sabor que podrían ser medibles.

Explícitamente, las matrices suaves de las Ec. 2.2 y Ec. 2.4 se escriben como:

$$m_{\tilde{L}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{L}_1}^2 & \delta_{12}^{LL} m_{\tilde{L}_1} m_{\tilde{L}_2} & \delta_{13}^{LL} m_{\tilde{L}_1} m_{\tilde{L}_3} \\ \delta_{21}^{LL} m_{\tilde{L}_2} m_{\tilde{L}_1} & m_{\tilde{L}_2}^2 & \delta_{23}^{LL} m_{\tilde{L}_2} m_{\tilde{L}_3} \\ \delta_{31}^{LL} m_{\tilde{L}_3} m_{\tilde{L}_1} & \delta_{32}^{LL} m_{\tilde{L}_3} m_{\tilde{L}_2} & m_{\tilde{L}_3}^2 \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

$$v_1 \mathcal{A}^l = \begin{pmatrix} m_e A_e & \delta_{12}^{LR} m_{\tilde{L}_1} m_{\tilde{R}_2} & \delta_{13}^{LR} m_{\tilde{L}_1} m_{\tilde{R}_3} \\ \delta_{21}^{LR} m_{\tilde{L}_2} m_{\tilde{R}_1} & m_\mu A_\mu & \delta_{23}^{LR} m_{\tilde{L}_2} m_{\tilde{R}_3} \\ \delta_{31}^{LR} m_{\tilde{L}_3} m_{\tilde{R}_1} & \delta_{32}^{LR} m_{\tilde{L}_3} m_{\tilde{R}_2} & m_\tau A_\tau \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

$$m_{\tilde{R}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{R}_1}^2 & \delta_{12}^{RR} m_{\tilde{R}_1} m_{\tilde{R}_2} & \delta_{13}^{RR} m_{\tilde{R}_1} m_{\tilde{R}_3} \\ \delta_{21}^{RR} m_{\tilde{R}_2} m_{\tilde{R}_1} & m_{\tilde{R}_2}^2 & \delta_{23}^{RR} m_{\tilde{R}_2} m_{\tilde{R}_3} \\ \delta_{31}^{RR} m_{\tilde{R}_3} m_{\tilde{R}_1} & \delta_{32}^{RR} m_{\tilde{R}_3} m_{\tilde{R}_2} & m_{\tilde{R}_3}^2 \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Notemos que de esta manera buscamos hacer un tratamiento *modelo-independiente* de la violación de sabor en el sector de sleptones del MSSM. Haremos algunos comentarios sobre la parametrización elegida. Primero, por simplicidad, en el estudio se supone que todos los parámetros adimensionales son reales (no se considera la violación de CP), por lo que usando la hermiticidad de las matrices suaves resulta que $\delta_{ij}^{AB} = \delta_{ji}^{BA}$. Segundo, las entradas diagonales de la Ec. 2.6 fueron normalizadas factorizando el acoplamiento Yukawa de cada leptón: $\mathcal{A}_{ii}^l = y_{l_i} A_{l_i}$, con $A_{l_1} = A_e$, $A_{l_2} = A_\mu$, $A_{l_3} = A_\tau$, e $y_{l_i} = m_{l_i}/v_1$ (como es usual en la literatura). Tercero, las entradas no-diagonales de estas tres matrices fueron normalizadas con la media geométrica de las correspondientes entradas diagonales. De esta manera, las entradas no-diagonales de las matrices LL y RR se normalizaron como

$$\Delta_{mk}^{LL} \equiv (m_{\tilde{L}}^2)_{mk} = \delta_{mk}^{LL} m_{\tilde{L}_m} m_{\tilde{L}_k}, \quad (2.8)$$

y

$$\Delta_{mk}^{RR} \equiv (m_{\tilde{R}}^2)_{mk} = \delta_{mk}^{RR} m_{\tilde{R}_m} m_{\tilde{R}_k}. \quad (2.9)$$

Notemos que introducimos la variable Δ para denotar las entradas de las matrices que tienen dimensión de masa al cuadrado.

Sin embargo, en el caso de los sectores LR y RL , teniendo en cuenta que el origen de los términos no-diagonales de dichas matrices proviene de los acoplamientos trilineales, usamos la siguiente parametrización (más apropiada para el límite de escala SUSY alta)

$$\Delta_{mk}^{LR} \equiv (v_1 \mathcal{A}^l)_{mk} = \tilde{\delta}_{mk}^{LR} v_1 \sqrt{m_{\tilde{L}_m} m_{\tilde{R}_k}}, \quad (2.10)$$

y

$$\Delta_{mk}^{RL} \equiv (v_1 \mathcal{A}^l)_{km} = \tilde{\delta}_{mk}^{RL} v_1 \sqrt{m_{\tilde{R}_m} m_{\tilde{L}_k}}. \quad (2.11)$$

Esto implica la relación entre los parámetros adimensionales δ_{mk}^{LR} y $\tilde{\delta}_{mk}^{LR}$ (para el caso RL es análogo)

$$\delta_{mk}^{LR} = \tilde{\delta}_{mk}^{LR} \frac{v_1}{\sqrt{m_{\tilde{L}_m} m_{\tilde{R}_k}}}, \quad (2.12)$$

Aclaremos que los resultados se darán en función de los parámetros tilde ya que muestran la verdadera dependencia con la escala SUSY.

Por otro lado, los estados físicos y los estados en la base de gauge se relacionan a través de las siguientes rotaciones:

$$\begin{pmatrix} \tilde{l}_1 \\ \tilde{l}_2 \\ \tilde{l}_3 \\ \tilde{l}_4 \\ \tilde{l}_5 \\ \tilde{l}_6 \end{pmatrix} = R^{\tilde{l}} \begin{pmatrix} \tilde{e}_L \\ \tilde{\mu}_L \\ \tilde{\tau}_L \\ \tilde{e}_R \\ \tilde{\mu}_R \\ \tilde{\tau}_R \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_1 \\ \tilde{\nu}_2 \\ \tilde{\nu}_3 \end{pmatrix} = R^{\tilde{\nu}} \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_{eL} \\ \tilde{\nu}_{\mu L} \\ \tilde{\nu}_{\tau L} \end{pmatrix}, \quad (2.13)$$

donde $R^{\tilde{l}}$ y $R^{\tilde{\nu}}$ son las matrices unitarias de 6×6 y 3×3 con las que resultan las matrices de masa a partir de los parámetros de gauge en las Ec. 2.1 y Ec. 2.3, de la siguiente manera:

$$\text{diag}\{m_{\tilde{l}_1}^2, m_{\tilde{l}_2}^2, m_{\tilde{l}_3}^2, m_{\tilde{l}_4}^2, m_{\tilde{l}_5}^2, m_{\tilde{l}_6}^2\} = R^{\tilde{l}} \mathcal{M}_{\tilde{l}}^2 R^{\tilde{l}\dagger}, \quad (2.14)$$

$$\text{diag}\{m_{\tilde{\nu}_1}^2, m_{\tilde{\nu}_2}^2, m_{\tilde{\nu}_3}^2\} = R^{\tilde{\nu}} \mathcal{M}_{\tilde{\nu}}^2 R^{\tilde{\nu}\dagger}. \quad (2.15)$$

De esta manera, hemos definido los estados en la base física y de gauge junto con los parámetros suaves relevantes para los procesos LFV. Continuaremos con las reglas de Feynman que intervendrán en los cálculos.

2.1.1 Reglas de Feynman relevantes

En este apartado mostraremos todas las reglas de Feynman relevantes para el cálculo del ancho de decaimiento de Higgs con LFV: $\Gamma(H_x \rightarrow l_k \bar{l}_m)$ con $k, m = 1, 2, 3$, $k \neq m$ y $H_x = h, H, A$. Hemos trabajado en la base física para las partículas externas H_x , l_k y \bar{l}_m . Por otro lado, los grados de libertad internos en los loops fueron tratados en la base de gauge, donde las denotamos como $\tilde{l}_i^{L,R}$ ($i = 1, 2, 3$), $\tilde{\nu}_i$ ($i = 1, 2, 3$), \tilde{W}^\pm , \tilde{W}^3 , \tilde{B} , \tilde{H}^\pm y $\tilde{H}_{1,2}$ (hemos cambiado a la notación $\tilde{H}_{1,2} = \tilde{H}_{d,u}^0$ respecto de la sección 1.2.1). Esta elección de las bases es la más conveniente para el cálculo en la MIA, en contraste con el cálculo exacto donde se implementa la base física para los sleptones, sneutrinos, charginos y neutralinos que corren en los loops: \tilde{l}_α ($\alpha = 1, \dots, 6$), $\tilde{\nu}_\alpha$ ($\alpha = 1, 2, 3$), $\tilde{\chi}_i^\pm$ ($i = 1, 2$), and $\tilde{\chi}_i^0$ ($i = 1, \dots, 4$).

Comenzamos definiendo la notación y convenciones elegidas para simplificar los cálculos:

$$H_x = \begin{pmatrix} h \\ H \\ A \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

$$\sigma_1^{(x)} = \begin{pmatrix} s_\alpha \\ -c_\alpha \\ i s_\beta \end{pmatrix}, \quad \sigma_2^{(x)} = \begin{pmatrix} c_\alpha \\ s_\alpha \\ -i c_\beta \end{pmatrix}, \quad \sigma_3^{(x)} = \begin{pmatrix} s_{\alpha+\beta} \\ -c_{\alpha+\beta} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

$$S_{L,i}^{(x)} = -\frac{m_{l_i}}{2M_W c_\beta} \sigma_1^{(x)*}, \quad S_{R,i}^{(x)} = S_{L,i}^{(x)*}, \quad (2.18)$$

$$y_{l_i} = \frac{g m_{l_i}}{\sqrt{2} M_W \cos \beta} = \frac{m_{l_i}}{v_1}. \quad (2.19)$$

Además, utilizaremos la notación compacta: $s_\alpha = \sin \alpha$, $c_\alpha = \cos \alpha$, $s_\beta = \sin \beta$, $c_\beta = \cos \beta$, $t_\beta = \tan \beta$, $s_{\alpha+\beta} = \sin(\alpha + \beta)$, $c_{\alpha+\beta} = \cos(\alpha + \beta)$ y $t_W = \tan \theta_W$. Para los proyectores izquierdos y derechos, usamos la notación usual $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$. Las masas de los bosones de gauge masivos son M_W y M_Z . Las constantes de acoplamiento de $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ son g y g' , respectivamente.

De especial interés es el límite de gran tangente de β . En este régimen, la Ec. 2.17 puede escribirse con la ayuda de la Ec. 1.31 como:

$$\begin{aligned} s_\beta|_{t_\beta \gg 1} &\sim 1, & c_\beta|_{t_\beta \gg 1} &\sim \frac{1}{t_\beta}, \\ \sigma_1^{(x)}|_{t_\beta \gg 1} &\sim \begin{pmatrix} -\frac{m_A^2 + m_h^2}{m_A^2 - m_h^2} \frac{1}{t_\beta} \\ -1 \\ i \end{pmatrix}, & \sigma_2^{(x)}|_{t_\beta \gg 1} &\sim \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{m_A^2 + m_h^2}{m_A^2 - m_h^2} \frac{1}{t_\beta} \\ -\frac{i}{t_\beta} \end{pmatrix}, \\ \sigma_3^{(x)}|_{t_\beta \gg 1} &\sim \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{2m_A^2}{m_A^2 - m_h^2} \frac{1}{t_\beta} \\ 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

En las figuras 2.1, 2.2 y 2.3 mostramos las reglas de Feynman para inserciones, propagadores y vértices en la base de interacción electrodébil. Cabe destacar que las inserciones en el sector de gauginos-higgsinos resultan de las matrices de masas de la Ec. 1.34 mientras que las correspondientes al sector de sleptones fueron explicadas al inicio de la sección 2.1. Los propagadores de los sleptones son los típicos de un campo escalar, los

propagadores de \tilde{W}^\pm , \tilde{W}^3 , \tilde{B} , \tilde{H}^\pm y leptones corresponden a los de un campo fermiónico, mientras que se consideraron los propagadores cinéticos y de masa para $\tilde{H}_{1(2)} - \tilde{H}_{1(2)}$ y $\tilde{H}_{1(2)} - \tilde{H}_{2(1)}$, respectivamente (tal y como fue explicado en la sección 1.3). Por último, los vértices de interacción se derivan del superpotencial de la Ec. 1.27, de las derivadas covariantes de los campos y de los términos trilineales de los términos de ruptura suave de la Ec. 1.28 cuando se rompe espontáneamente la simetría electrodébil y se escriben los estados físicos de los dobletes de Higgs.

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{array}{c} \text{---} \times \text{---} \\ \tilde{l}_i^A \quad \tilde{l}_j^B \end{array} & -i\Delta_{ij}^{AB} & \begin{array}{c} \text{---} \times \text{---} \\ \tilde{\nu}_i \quad \tilde{\nu}_j \end{array} & -i\Delta_{ij}^{LL} \\
 \\
 \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \\ \tilde{l}_i^L \quad \tilde{l}_i^R \end{array} & -im_i(A_{l_i} - \mu t_\beta) & & \\
 \\
 \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \\ \tilde{H}^-(\tilde{W}^-) \quad \tilde{W}^-(\tilde{H}^-) \end{array} & -i\sqrt{2}M_W (c_\beta P_{L(R)} + s_\beta P_{R(L)}) & & \\
 \\
 \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \\ \tilde{H}_2(\tilde{B}) \quad \tilde{B}(\tilde{H}_2) \end{array} & -iM_W t_W s_\beta & \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \\ \tilde{H}_1(\tilde{B}) \quad \tilde{B}(\tilde{H}_1) \end{array} & +iM_W t_W c_\beta \\
 \\
 \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \\ \tilde{H}_2(\tilde{W}^3) \quad \tilde{W}^3(\tilde{H}_2) \end{array} & +iM_W s_\beta & \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \\ \tilde{H}_1(\tilde{W}^3) \quad \tilde{W}^3(\tilde{H}_1) \end{array} & -iM_W c_\beta \\
 \\
 \begin{array}{c} \text{---} \rightarrow \\ \tilde{W}^-(\tilde{W}^3) \end{array} & +\frac{i}{\not{p}-M_2} & \begin{array}{c} \text{---} \rightarrow \\ \tilde{B} \end{array} & +\frac{i}{\not{p}-M_1} \\
 \\
 \begin{array}{c} \text{---} \rightarrow \\ \tilde{H}^- \end{array} & +\frac{i}{\not{p}-\mu} & \begin{array}{c} \text{---} \rightarrow \\ l_i \end{array} & +\frac{i}{\not{p}-m_{l_i}} \\
 \\
 \begin{array}{c} \text{---} \rightarrow \\ \tilde{H}_{1(2)} \end{array} & +\frac{i\not{p}}{p^2-\mu^2} & \begin{array}{c} \text{---} \rightarrow \\ \tilde{H}_{1(2)} \end{array} & -\frac{i\mu 1}{p^2-\mu^2} \\
 \\
 \begin{array}{c} \text{---} \rightarrow \\ \tilde{l}_i^L(\tilde{\nu}_i) \end{array} & +\frac{i}{p^2-m_{L_i}^2} & \begin{array}{c} \text{---} \rightarrow \\ \tilde{l}_i^R \end{array} & +\frac{i}{p^2-m_{R_i}^2}
 \end{array}$$

FIGURA 2.1: Reglas de Feynman para las inserciones relevantes; inserciones que cambian (no cambian) el sabor leptónico se denotan con una cruz (punto). También mostramos los propagadores relevantes, en los cuales p denota el impulso y 1 es la matriz identidad en el espacio de Dirac.

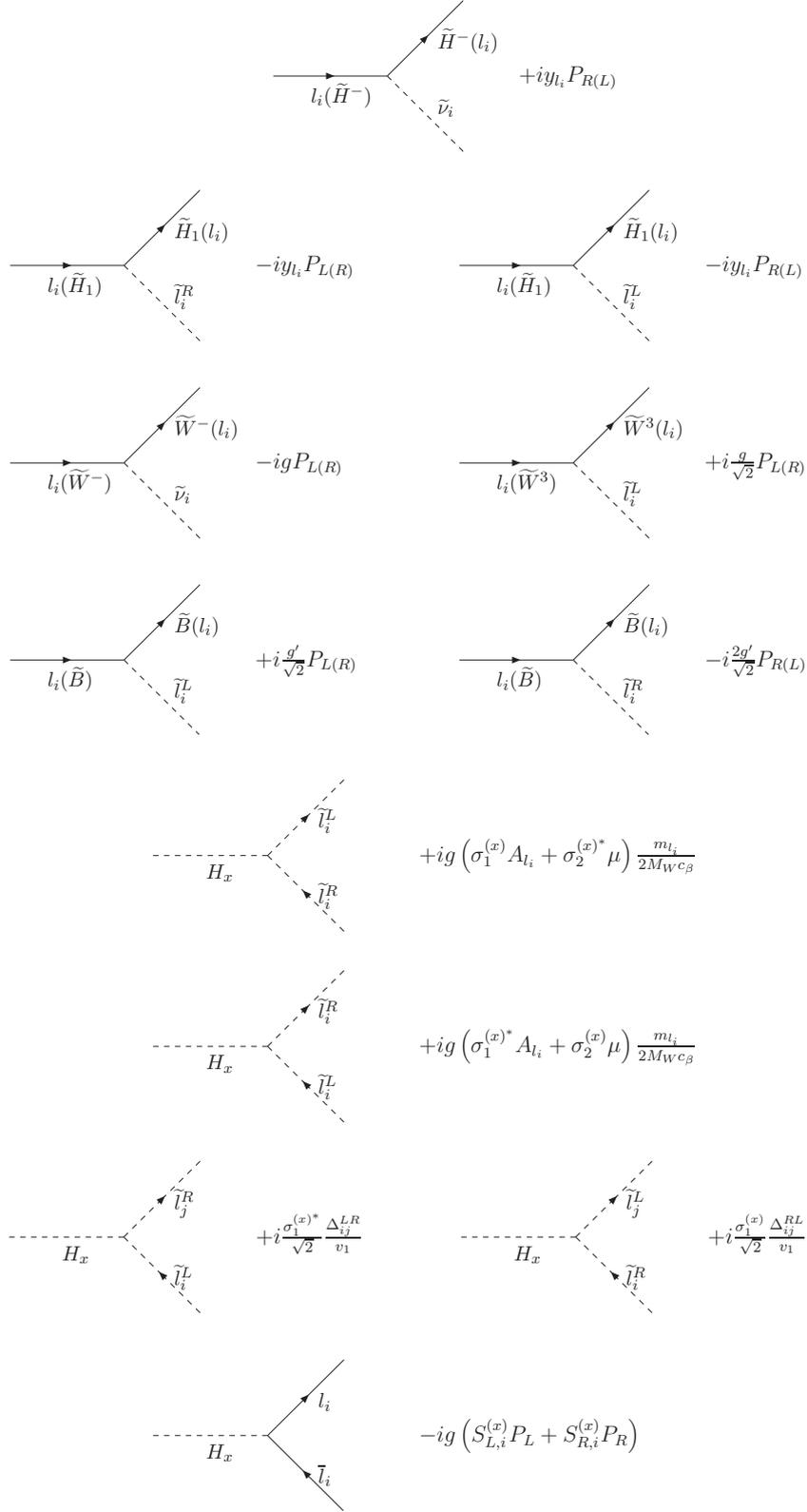


FIGURA 2.2: Reglas de Feynman para los vértices leptón-ino-sleptón, para los vértices Higgs-sleptón-sleptón y Higgs-leptón-leptón relevantes.

$$\begin{aligned}
 & \text{---} H_x \text{---} \begin{cases} \nearrow \tilde{H}^- (\tilde{W}^-) \\ \searrow \tilde{W}^- (\tilde{H}^-) \end{cases} + i \frac{g}{\sqrt{2}} \left(-\sigma_2^{(x)*} P_{L(R)} + \sigma_1^{(x)*} P_{R(L)} \right) \\
 & \text{---} H_x \text{---} \begin{cases} \nearrow \tilde{H}_1 (\tilde{W}^3) \\ \searrow \tilde{W}^3 (\tilde{H}_1) \end{cases} + i \frac{g}{2} \left(\sigma_1^{(x)} P_L + \sigma_1^{(x)*} P_R \right) \\
 & \text{---} H_x \text{---} \begin{cases} \nearrow \tilde{H}_1 (\tilde{B}) \\ \searrow \tilde{B} (\tilde{H}_1) \end{cases} - i \frac{g'}{2} \left(\sigma_1^{(x)} P_L + \sigma_1^{(x)*} P_R \right) \\
 & \text{---} H_x \text{---} \begin{cases} \nearrow \tilde{H}_2 (\tilde{W}^3) \\ \searrow \tilde{W}^3 (\tilde{H}_2) \end{cases} + i \frac{g}{2} \left(\sigma_2^{(x)} P_L + \sigma_2^{(x)*} P_R \right) \\
 & \text{---} H_x \text{---} \begin{cases} \nearrow \tilde{H}_2 (\tilde{B}) \\ \searrow \tilde{B} (\tilde{H}_2) \end{cases} - i \frac{g'}{2} \left(\sigma_2^{(x)} P_L + \sigma_2^{(x)*} P_R \right)
 \end{aligned}$$

FIGURA 2.3: Reglas de Feynman para los vértices Higgs-ino-ino relevantes. Para los gauginos cargados, la interacción con la línea fermiónica en el otro sentido corresponde al hermitico conjugado (caso entre paréntesis).

2.2 Resultados analíticos de las tasas de decaimientos para LFVHD en la MIA

Estamos interesados en las expresiones analíticas para las anchuras LFVHD: $\Gamma(H_x \rightarrow l_k \bar{l}_m)$ con $k, m = 1, 2, 3, k \neq m$ y $H_x = h, H, A$. Dichas cantidades pueden escribirse con total generalidad en términos de los dos factores de forma $F_{L,R}^{(x)}$ que intervienen en la

amplitud del decaimiento $H_x(p_1) \rightarrow l_k(-p_2)\bar{l}_m(p_3)$,

$$i\mathcal{M} = -ig\bar{u}_{l_k}(-p_2)(F_L^{(x)}P_L + F_R^{(x)}P_R)v_{l_m}(p_3), \quad (2.21)$$

de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \Gamma(H_x \rightarrow l_k\bar{l}_m) &= \frac{g^2}{16\pi m_{H_x}} \sqrt{\left(1 - \left(\frac{m_{l_k} + m_{l_m}}{m_{H_x}}\right)^2\right) \left(1 - \left(\frac{m_{l_k} - m_{l_m}}{m_{H_x}}\right)^2\right)} \\ &\times \left((m_{H_x}^2 - m_{l_k}^2 - m_{l_m}^2)(|F_L^{(x)}|^2 + |F_R^{(x)}|^2) \right. \\ &\quad \left. - 4m_{l_k}m_{l_m} \text{Re}(F_L^{(x)}F_R^{(x)*}) \right), \end{aligned} \quad (2.22)$$

donde p_1 es el momento incidente del bosón de Higgs, $-p_2$ el momento saliente del leptón l_k y p_3 el momento saliente del antileptón \bar{l}_m , con la ecuación de conservación $p_1 = p_3 - p_2$. Mostraremos los resultados para el canal $H_x \rightarrow l_k\bar{l}_m$, pero debido a que trabajamos con parámetros reales, las predicciones para el canal conjugado bajo la simetría CP ($H_x \rightarrow l_m\bar{l}_k$) serán las mismas. Además m_{H_x} representa la masa del bosón de Higgs H_x y $m_l = Y_l v$ la masa del leptón l (con $v = 174$ GeV).

Este cálculo para $\Gamma(H_x \rightarrow l_k\bar{l}_m)$ se realizó teniendo en cuenta las siguientes suposiciones y consideraciones:

- dicha amplitud se evalúa a orden de un loop.
- sólo loops que contienen sleptones y sneutrinos contribuyen debido a que los efectos de LFV entran únicamente en esos sectores a través de las entradas Δ_{mk}^{AB} con $m \neq k$.
- las partículas externas h, H, A y l_k, \bar{l}_m se expresan en la base física.
- los grados de libertad internos de los loops se expresan en la base de gauge.
- usamos la MIA [90–92] para describir la propagación de los sleptones que cambian el sabor leptónico. Consideramos una inserción por proceso, es decir, trabajamos a orden lineal en cada inserción Δ_{mk}^{AB} , con $AB = LL, RR, LR, RL$ y $m \neq k$.

Una vez realizado el cálculo en la MIA, compararemos dichos resultados con el cálculo completo a un loop, obtenido por primera vez en [79]. Para el caso completo, todos los grados de libertad involucrados en el decaimiento $H_x \rightarrow l_k\bar{l}_m$ (ya sean externos o

internos de los loops) se expresan en la base física. En la figura 2.4, mostramos los ocho diagramas relevantes a un loop que dan lugar a los resultados del cálculo completo [79]. Decimos que los diagramas tipo (1), (2), (5) y (6) corresponden a correcciones de vértice, mientras que los diagramas tipo (3), (4), (7) y (8) corresponden a las correcciones de pata externa.

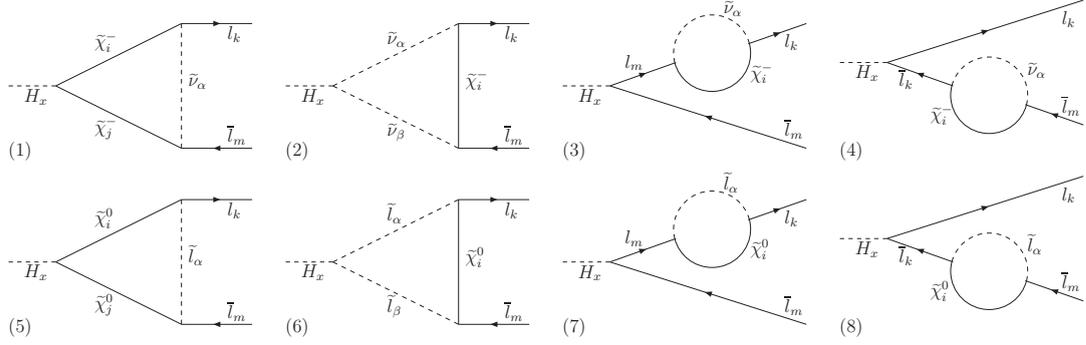


FIGURA 2.4: Todos los diagramas a un loop para el decaimiento $H_x \rightarrow l_k \bar{l}_m$ en la base física del MSSM.

En lo que sigue, presentaremos nuestros cálculos para los factores de forma $F_{L,R}^{(x)}$. Estos resultados se expresarán según el siguiente desarrollo:

$$F_{L,R}^{(x)} = \Delta_{mk}^{LL} F_{L,R}^{(x)LL} + \Delta_{mk}^{LR} F_{L,R}^{(x)LR} + \Delta_{mk}^{RL} F_{L,R}^{(x)RL} + \Delta_{mk}^{RR} F_{L,R}^{(x)RR}, \quad (2.23)$$

en el cual cada contribución de las inserciones se separó explícitamente. Cada una de estas contribuciones se corresponde con los diagramas en la MIA de la figura 2.5 a la figura 2.8, respectivamente. Notemos que asignamos a cada diagrama la misma notación que su correspondiente diagrama en el cálculo completo de la figura 2.4. Entonces, la suma de las contribuciones de los diagramas (1a) y (1b) de la MIA debe compararse con el diagrama (1) del completo, y así para el resto de diagramas.

En este estudio, supondremos que las masas correspondientes a los grados de libertad que corren en los loops son pesadas a través de una única escala de masa SUSY (que llamaremos m_{SUSY}). La región cinemática de interés corresponde a los estados internos mucho más pesados que los externos: $m_{\text{SUSY}} \gg m_{H_x}, m_{l_k}, m_{l_m}$. Este hecho nos permite clasificar las distintas contribuciones de los diagramas en la MIA en dos clases, dependiendo de su comportamiento en el límite asintótico $m_{\text{SUSY}} \rightarrow \infty$. LLamaremos contribuciones *no-desacoplantes* a aquellas que son independientes de la escala pesada SUSY. Por otro lado, están las contribuciones *desacoplantes* que disminuyen al

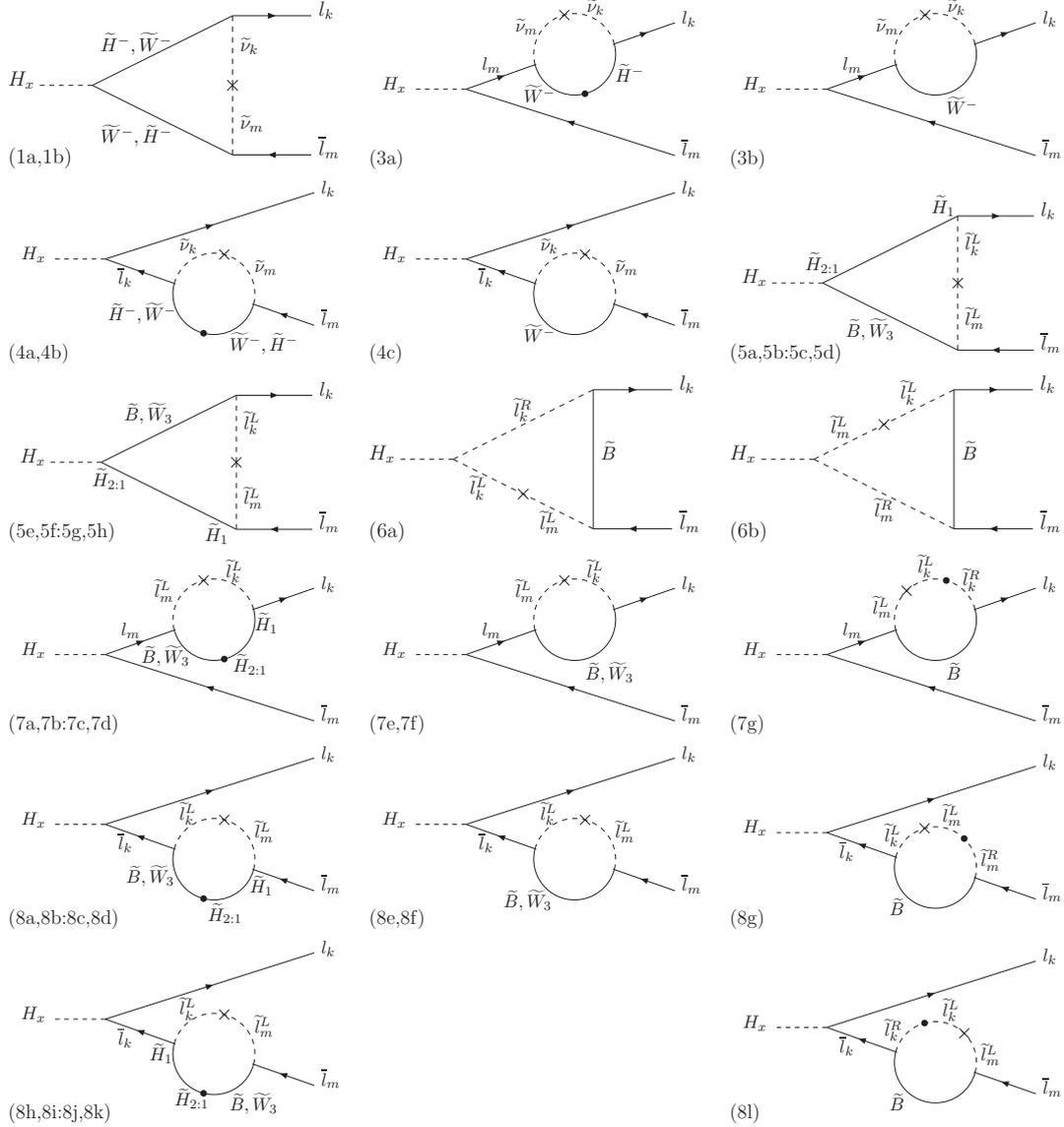


FIGURA 2.5: Diagramas relevantes a un loop en la MIA para los decaimientos $H_x \rightarrow l_k \bar{l}_m$ en la base de gauge del MSSM para los grados de libertad internos con una inserción de LFV dada por $\times = \Delta_{mk}^{LL}$.

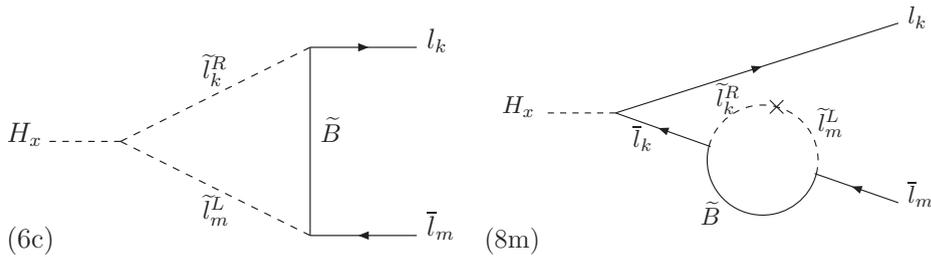


FIGURA 2.6: Diagramas relevantes a un loop en la MIA para los decaimientos $H_x \rightarrow l_k \bar{l}_m$ en la base de gauge del MSSM para los grados de libertad internos con una inserción de LFV dada por $\times = \Delta_{mk}^{LR}$.

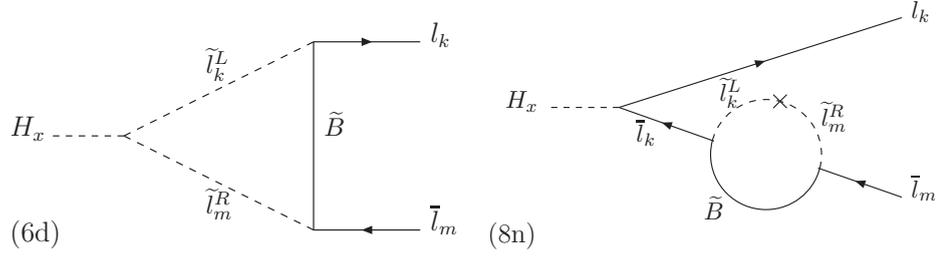


FIGURA 2.7: Diagramas relevantes a un loop en la MIA para los decaimientos $H_x \rightarrow l_k \bar{l}_m$ en la base de gauge del MSSM para los grados de libertad internos con una inserción de LFV dada por $\times = \Delta_{mk}^{RL}$.

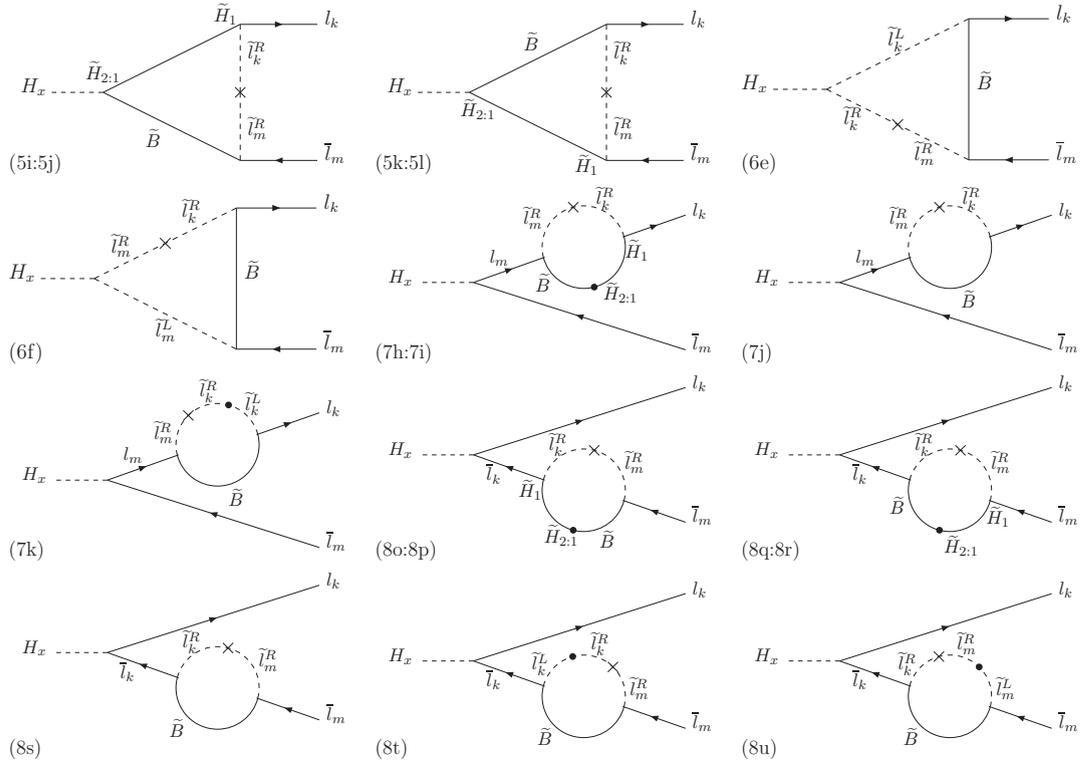


FIGURA 2.8: Diagramas relevantes a un loop en la MIA para los decaimientos $H_x \rightarrow l_k \bar{l}_m$ en la base de gauge del MSSM para los grados de libertad internos con una inserción de LFV dada por $\times = \Delta_{mk}^{RR}$.

aumentar dicha escala. Dentro de estas contribuciones desacoplates, separamos las dominantes, que decrecen como $(m_{H_x}/m_{\text{SUSY}})$ y las subdominantes, que decrecen como (m_{EW}/m_{SUSY}) , donde m_{EW} representa la escala de masas electrodébiles M_W , M_Z , m_{l_k} y m_{l_m} . Aquí no incluiremos estas contribuciones desacoplates subdominantes. En particular, diagramas en la MIA del tipo (2) con un vértice $H_x \tilde{\nu}_{Lk} \tilde{\nu}_{Lm}$ y una inserción Δ_{mk}^{LL} desacoplan con potencias de (m_{EW}/m_{SUSY}) , por lo que no fueron incluidos en el

cálculo. Sin embargo, para todos los casos estudiados, verificamos que estas correcciones no fueran relevantes numéricamente. En algunos casos muy particulares, pueden ocurrir cancelaciones entre las contribuciones no-desacoplantes y las desacoplantes dominantes y encontramos que este tipo de contribuciones subdominantes ayudan a obtener un mejor acuerdo entre los resultados en la MIA y el cálculo completo. Estos casos especiales, serán desarrollados en la sección 2.3 .

2.2.1 Expresiones analíticas para los factores de forma

Estamos en condiciones de presentar los resultados analíticos para los factores de forma, $F_{L,R}^{(x)AB}$ con $AB = LL, LR, RL, RR$, de la Ec. 2.23 correspondientes a todos los diagramas de la figura 2.5 a la figura 2.8. La contribución de cada diagrama se separa explícitamente a través de un subíndice correspondiente al diagrama al que se refiere. Previamente haremos unos comentarios generales sobre estos resultados:

- Todos los factores de forma se expresan en términos de las funciones de un loop C_0, C_{12}, D_0 y \tilde{D}_0 . Estas funciones se definirán en la sección 2.2.2. La descripción general de estas funciones de un loop se pospone para el apéndice A.
- Observamos que cada diagrama en la MIA por separado es finito (no posee divergencias ultravioletas). Esto se debe a que sus amplitudes se escriben en términos de las funciones C_0, C_{12}, D_0 y \tilde{D}_0 , las cuales son todas convergentes. Esto se contrasta con lo que ocurre en el cálculo completo en la base física donde algunos diagramas resultan divergentes [79]. En particular, todas las contribuciones de los diagramas de la figura 2.4, salvo (2) y (6), divergen. Sin embargo, la suma total de los ocho diagramas resulta finita.
- Continuando con nuestra clasificación en contribuciones no-desacoplantes y desacoplantes, debido al carácter analítico de las mismas, podremos determinar cuáles son las contribuciones dominantes en el límite de gran m_{SUSY} . Seleccionando las contribuciones de las funciones de un loop correspondientes a impulsos externos nulos, retendremos los términos no-desacoplantes. Veremos que el comportamiento no-desacoplante ocurre para las mezclas en los sectores LL y RR mientras que para los casos LR y RL dichas contribuciones desaparecen. Estudiaremos esto en detalle en la sección 2.2.3 y sección 2.2.4, respectivamente.

Comenzaremos mostrando las expresiones formales en términos de las cuatro funciones de un loop mencionadas para cada mezcla de la Ec. 2.23 y luego daremos los argumentos de dichas funciones. Hacemos esto para ser claros en la exposición de los resultados. Los factores de forma para la mezcla en el sector LL son:

$$\begin{aligned}
 F_L^{(x)LL} = & \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{m_{l_k}}{2M_W c_\beta} \left[- \left(-\mu M_2 \sigma_2^{(x)} D_0 + \sigma_1^{(x)*} \tilde{D}_0 \right)_{(1a)} \right. \\
 & + \left(\sigma_1^{(x)*} (\mu M_2 t_\beta D_0 + \tilde{D}_0) \right)_{(4a)} \\
 & + \frac{t_W^2}{2} \left(-\mu M_1 \sigma_2^{(x)} D_0 \right)_{(5a)} - \frac{1}{2} \left(-\mu M_2 \sigma_2^{(x)} D_0 \right)_{(5b)} \\
 & + \frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)*} \tilde{D}_0 \right)_{(5c)} - \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)*} \tilde{D}_0 \right)_{(5d)} \\
 & - t_W^2 \left(M_1 (\sigma_1^{(x)*} A_{l_k} + \sigma_2^{(x)} \mu) D_0 \right)_{(6a)} - \frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)*} \mu M_1 t_\beta D_0 \right)_{(8h)} \\
 & + \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)*} \mu M_2 t_\beta D_0 \right)_{(8i)} - \frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)*} \tilde{D}_0 \right)_{(8j)} \\
 & \left. + \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)*} \tilde{D}_0 \right)_{(8k)} + t_W^2 \left(\sigma_1^{(x)*} M_1 (A_{l_k} - \mu t_\beta) D_0 \right)_{(8l)} \right], \quad (2.24)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_R^{(x)LL} = & \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{m_{l_m}}{2M_W c_\beta} \left[- \left(-\mu M_2 \sigma_2^{(x)*} D_0 + \sigma_1^{(x)} \tilde{D}_0 \right)_{(1b)} \right. \\
 & - \left(\sigma_1^{(x)} (\mu M_2 t_\beta D_0 + \tilde{D}_0) \right)_{(3a)} \\
 & + \left(\sigma_1^{(x)} (C_0 + C_{12}) \right)_{(3b)} + \left(\sigma_1^{(x)} (\mu M_2 t_\beta D_0 + \tilde{D}_0) \right)_{(4a)} \\
 & + \left(\sigma_1^{(x)} (\mu M_2 t_\beta D_0 + \tilde{D}_0) \right)_{(4b)} - \left(\sigma_1^{(x)} (C_0 + C_{12}) \right)_{(4c)} \\
 & + \frac{t_W^2}{2} \left(-\mu M_1 \sigma_2^{(x)*} D_0 \right)_{(5e)} - \frac{1}{2} \left(-\mu M_2 \sigma_2^{(x)*} D_0 \right)_{(5f)} \\
 & + \frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \tilde{D}_0 \right)_{(5g)} - \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \tilde{D}_0 \right)_{(5h)} \\
 & - t_W^2 \left(M_1 (\sigma_1^{(x)} A_{l_m} + \sigma_2^{(x)*} \mu) D_0 \right)_{(6b)} + \frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \mu M_1 t_\beta D_0 \right)_{(7a)} \\
 & - \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \mu M_2 t_\beta D_0 \right)_{(7b)} + \frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \tilde{D}_0 \right)_{(7c)} \\
 & - \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \tilde{D}_0 \right)_{(7d)} + \frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)} (C_0 + C_{12}) \right)_{(7e)} \\
 & + \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)} (C_0 + C_{12}) \right)_{(7f)} - t_W^2 \left(\sigma_1^{(x)} M_1 (A_{l_k} - \mu t_\beta) D_0 \right)_{(7g)} \\
 & - \frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \mu M_1 t_\beta D_0 \right)_{(8a)} + \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \mu M_2 t_\beta D_0 \right)_{(8b)} \\
 & \left. - \frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \tilde{D}_0 \right)_{(8c)} + \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \tilde{D}_0 \right)_{(8d)} \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)} (C_0 + C_{12}) \right)_{(8e)} - \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)} (C_0 + C_{12}) \right)_{(8f)} \\
& + t_W^2 \left(M_1 (A_{l_m} - \mu t_\beta) \sigma_1^{(x)} D_0 \right)_{(8g)} - \frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \mu M_1 t_\beta D_0 \right)_{(8h)} \\
& + \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \mu M_2 t_\beta D_0 \right)_{(8i)} - \frac{t_W^2}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \tilde{D}_0 \right)_{(8j)} \\
& + \frac{1}{2} \left(\sigma_1^{(x)} \tilde{D}_0 \right)_{(8k)} + t_W^2 \left(M_1 (A_{l_k} - \mu t_\beta) \sigma_1^{(x)} D_0 \right)_{(8l)} \Big], \quad (2.25)
\end{aligned}$$

Los factores de forma para la mezcla en el sector LR son:

$$F_L^{(x)LR} = \frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \frac{M_1 \sigma_1^{(x)*}}{2M_W c_\beta} \left[- (C_0)_{(6c)} + (C_0)_{(8m)} \right], \quad (2.26)$$

$$F_R^{(x)LR} = 0, \quad (2.27)$$

Los factores de forma para la mezcla en el sector RL son:

$$F_L^{(x)RL} = 0, \quad (2.28)$$

$$F_R^{(x)RL} = \frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \frac{M_1 \sigma_1^{(x)}}{2M_W c_\beta} \left[- (C_0)_{(6d)} + (C_0)_{(8n)} \right], \quad (2.29)$$

Cabe aclarar que $F_R^{(x)LR}$ y $F_L^{(x)RL}$ son nulos debido a que nos quedaremos a orden lineal en las masas de leptones. Por último, los factores de forma para la mezcla en el sector RR son:

$$\begin{aligned}
F_L^{(x)RR} = & \frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \frac{m_{l_m}}{2M_W c_\beta} \left[\left(\mu M_1 \sigma_2^{(x)} D_0 \right)_{(5k)} - \left(\sigma_1^{(x)*} \tilde{D}_0 \right)_{(5l)} \right. \\
& - \left(M_1 (\sigma_1^{(x)*} A_{l_m} + \sigma_2^{(x)} \mu) D_0 \right)_{(6f)} - \left(\sigma_1^{(x)*} \mu M_1 t_\beta D_0 \right)_{(7h)} \\
& - \left(\sigma_1^{(x)*} \tilde{D}_0 \right)_{(7i)} + \left(2\sigma_1^{(x)*} (C_0 + C_{12}) \right)_{(7j)} \\
& - \left(\sigma_1^{(x)*} M_1 (A_{l_k} - \mu t_\beta) D_0 \right)_{(7k)} + \left(\sigma_1^{(x)*} \mu M_1 t_\beta D_0 \right)_{(8o)} \\
& + \left(\sigma_1^{(x)*} \tilde{D}_0 \right)_{(8p)} + \left(\sigma_1^{(x)*} \mu M_1 t_\beta D_0 \right)_{(8q)} \\
& + \left(\sigma_1^{(x)*} \tilde{D}_0 \right)_{(8r)} - \left(2\sigma_1^{(x)*} (C_0 + C_{12}) \right)_{(8s)} \\
& + \left(\sigma_1^{(x)*} M_1 (A_{l_k} - \mu t_\beta) D_0 \right)_{(8t)} \\
& \left. + \left(\sigma_1^{(x)*} M_1 (A_{l_m} - \mu t_\beta) D_0 \right)_{(8u)} \right], \quad (2.30)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_R^{(x)RR} = & \frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \frac{m_{l_k}}{2M_W c_\beta} \left[\left(\mu M_1 \sigma_2^{(x)*} D_0 \right)_{(5i)} - \left(\sigma_1^{(x)} \tilde{D}_0 \right)_{(5j)} \right. \\
 & - \left(M_1 (\sigma_1^{(x)} A_{l_k} + \sigma_2^{(x)*} \mu) D_0 \right)_{(6e)} + \left(\sigma_1^{(x)} \mu M_1 t_\beta D_0 \right)_{(8o)} \\
 & \left. + \left(\sigma_1^{(x)} \tilde{D}_0 \right)_{(8p)} + \left(\sigma_1^{(x)} M_1 (A_{l_k} - \mu t_\beta) D_0 \right)_{(8t)} \right]. \quad (2.31)
 \end{aligned}$$

Los argumentos de las funciones anteriores son:

$$\begin{aligned}
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, p_1, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, \mu, M_2) && \text{en (1a)} \\
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, p_1, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, M_2, \mu) && \text{en (1b)} \\
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, 0, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{L}_m}, \mu, M_2) && \text{en (3a)} \\
 C_{0,2} &= C_{0,2}(0, p_2, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{L}_m}, M_2) && \text{en (3b)} \\
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_3, 0, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, \mu, M_2) && \text{en (4a), (4b)} \\
 C_{0,2} &= C_{0,2}(0, p_3, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, M_2) && \text{en (4c)} \\
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, p_1, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, \mu, M_1) && \text{en (5a), (5e)} \\
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, p_1, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, \mu, M_2) && \text{en (5b), (5d)} \\
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, p_1, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, M_1, \mu) && \text{en (5e), (5g)} \\
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, p_1, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, M_2, \mu) && \text{en (5f), (5h)} \\
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, p_1, m_{\tilde{R}_m}, m_{\tilde{R}_k}, \mu, M_1) && \text{en (5i), (5j)} \\
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, p_1, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{R}_m}, M_1, \mu) && \text{en (5k), (5l)} \\
 D_0 &= D_0(p_2, p_1, 0, M_1, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{L}_m}) && \text{en (6a)} \\
 D_0 &= D_0(p_2, 0, p_1, M_1, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{R}_m}) && \text{en (6b)} \\
 C_0 &= C_0(p_2, p_1, M_1, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{L}_m}) && \text{en (6c)} \\
 C_0 &= C_0(p_2, p_1, M_1, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{R}_m}) && \text{en (6d)} \\
 D_0 &= D_0(p_2, p_1, 0, M_1, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{R}_m}) && \text{en (6e)} \\
 D_0 &= D_0(p_2, 0, p_1, M_1, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{R}_m}, m_{\tilde{L}_m}) && \text{en (6f)} \\
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, 0, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{L}_m}, \mu, M_1) && \text{en (7a), (7c)} \\
 D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, 0, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{L}_m}, \mu, M_2) && \text{en (7b), (7d)} \\
 C_{0,2} &= C_{0,2}(0, p_2, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{L}_m}, M_1) && \text{en (7e)} \\
 C_{0,2} &= C_{0,2}(0, p_2, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{L}_m}, M_2) && \text{en (7f)} \\
 D_0 &= D_0(0, 0, p_2, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{L}_m}, M_1) && \text{en (7g)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_2, 0, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{R}_m}, \mu, M_1) && \text{en (7h), (7i)} \\
C_{0,2} &= C_{0,2}(0, p_2, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{R}_m}, M_1) && \text{en (7j)} \\
D_0 &= D_0(0, 0, p_2, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{R}_m}, M_1) && \text{en (7k)} \\
D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_3, 0, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, M_1, \mu) && \text{en (8a), (8c)} \\
D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_3, 0, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, M_2, \mu) && \text{en (8b), (8d)} \\
C_{0,2} &= C_{0,2}(0, p_3, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{L}_m}, M_1) && \text{en (8e)} \\
C_{0,2} &= C_{0,2}(0, p_3, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{L}_m}, M_2) && \text{en (8f)} \\
D_0 &= D_0(0, 0, p_3, m_{\tilde{R}_m}, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, M_1) && \text{en (8g)} \\
D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_3, 0, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, \mu, M_1) && \text{en (8h), (8j)} \\
D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_3, 0, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, \mu, M_2) && \text{en (8i), (8k)} \\
D_0 &= D_0(0, 0, p_3, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{L}_k}, m_{\tilde{R}_k}, M_1) && \text{en (8l)} \\
C_0 &= C_0(p_3, 0, M_1, m_{\tilde{L}_m}, m_{\tilde{R}_k}) && \text{en (8m)} \\
C_0 &= C_0(p_3, 0, M_1, m_{\tilde{R}_m}, m_{\tilde{L}_k}) && \text{en (8n)} \\
D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_3, 0, m_{\tilde{R}_m}, m_{\tilde{R}_k}, \mu, M_1) && \text{en (8o), (8p)} \\
D_0, \tilde{D}_0 &= D_0, \tilde{D}_0(0, p_3, 0, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{R}_m}, M_1, \mu) && \text{en (8q), (8r)} \\
C_{0,2} &= C_{0,2}(0, p_3, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{R}_m}, M_1) && \text{en (8s)} \\
D_0 &= D_0(0, 0, p_3, m_{\tilde{R}_m}, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{L}_k}, M_1) && \text{en (8t)} \\
D_0 &= D_0(0, 0, p_3, m_{\tilde{R}_k}, m_{\tilde{R}_m}, m_{\tilde{L}_m}, M_1) && \text{en (8u)} \tag{2.32}
\end{aligned}$$

Las Ecs. 2.24-2.32 son las más generales para cada uno de los cuatro sectores de mezcla. Veremos que dichas expresiones pueden simplificarse en ciertas jerarquías de masas SUSY y electrodébiles. Previo a mostrar los resultados más sencillos, haremos algunas observaciones sobre las funciones de un loop que permitirán reducir los factores de forma.

2.2.2 Funciones de un loop relevantes y sus desarrollos para escala SUSY pesada

En esta breve discusión, mostraremos los hechos más importantes necesarios para la discusión de los resultados analíticos para los cuatro casos de mezclas. En el apéndice A, hacemos una discusión más general de las funciones de loops de dos, tres y cuatro puntos.

Veamos cómo aparecen las contribuciones no-desacoplantes y desacoplantes con la escala de ruptura de SUSY. En todas las funciones de un loop que intervienen en este cálculo (ver la Ec. 2.32), sus argumentos de impulso son $\mathcal{O}(m_{lep,H_x}^2)$ mientras que los argumentos de masas externas son $\mathcal{O}(m_{\text{SUSY}}^2)$. Recordemos que estamos en el régimen en que la escala de SUSY es mucho mayor que la escala de masa de las partículas externas. Es decir, tenemos que:

$$m_{\text{SUSY}} \gg m_{H_x} \gg m_{lep} \quad (2.33)$$

Entonces todas las integrales poseen desarrollos de Taylor para el caso de parámetros de masas de los grados de libertad internos muy pesados comparados con las masas externas, $m_j^2 \gg q_i^2$, y pueden pensarse como el valor a impulsos externos nulos más correcciones en momentos externos suprimidos por las masas internas. De todas estas correcciones posibles, consideramos las que provienen de la masa del bosón de Higgs externo, es decir, despreciamos en estas integrales las masas de los leptones. En resumen, consideramos los desarrollos:

$$\begin{aligned} D_0, \tilde{D}_0(q_1, q_2, q_3, m_1, m_2, m_3, m_4) &= D_0, \tilde{D}_0(0, 0, 0, m_1, m_2, m_3, m_4) + \mathcal{O}(m_{H_x}^2/m_{\text{SUSY}}^2) \\ C_0, C^\mu(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) &= C_0, C^\mu(0, 0, m_1, m_2, m_3) + \mathcal{O}(m_{H_x}^2/m_{\text{SUSY}}^2) \end{aligned} \quad (2.34)$$

Cuando consideramos el término dominante de estos desarrollos, hablamos de la aproximación a impulsos externos nulos. Una propiedad que usaremos frecuentemente en esta aproximación es la simetría de estas funciones en los argumentos de masas internas de los loops, como discutimos en el apéndice A.

Para terminar esta sección, mostraremos los desarrollos de las funciones de loops relevantes incluyendo las correcciones de $\mathcal{O}(m_{H_x}^2/m_{\text{SUSY}}^2)$ para el caso más sencillo, en el que las masas SUSY en el loop son todas iguales a m_S .

$$\begin{aligned} C_0(0, p_2, m_S, m_S, m_S) &\approx C_0(0, p_3, m_S, m_S, m_S) \approx -\frac{1}{2m_S^2}, \\ C_0(p_2, 0, m_S, m_S, m_S) &\approx C_0(p_3, 0, m_S, m_S, m_S) \approx -\frac{1}{2m_S^2}, \\ C_{12}(0, p_2, m_S, m_S, m_S) &\approx C_{12}(0, p_3, m_S, m_S, m_S) \approx \frac{1}{6m_S^2}, \\ C_0(p_2, p_1, m_S, m_S, m_S) &\approx -\frac{1}{2m_S^2} - \frac{m_{H_x}^2}{24m_S^4}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_0(0, p_2, 0, m_S, m_S, m_S, m_S) &\approx D_0(0, p_3, 0, m_S, m_S, m_S, m_S) \approx \frac{1}{6m_S^4}, \\
\tilde{D}_0(0, p_2, 0, m_S, m_S, m_S, m_S) &\approx \tilde{D}_0(0, p_3, 0, m_S, m_S, m_S, m_S) \approx -\frac{1}{3m_S^2}, \\
D_0(0, 0, p_2, m_S, m_S, m_S, m_S) &\approx D_0(0, 0, p_3, m_S, m_S, m_S, m_S) \approx \frac{1}{6m_S^4}, \\
D_0(0, p_2, p_1, m_S, m_S, m_S, m_S) &\approx \frac{1}{6m_S^4} + \frac{m_{H_x}^2}{60m_S^6}, \\
\tilde{D}_0(0, p_2, p_1, m_S, m_S, m_S, m_S) &\approx -\frac{1}{3m_S^2} - \frac{m_{H_x}^2}{40m_S^4}, \\
D_0(p_2, p_1, 0, m_S, m_S, m_S, m_S) &\approx \frac{1}{6m_S^4} + \frac{m_{H_x}^2}{30m_S^6}, \\
D_0(p_2, 0, p_1, m_S, m_S, m_S, m_S) &\approx \frac{1}{6m_S^4} + \frac{m_{H_x}^2}{30m_S^6}. \tag{2.35}
\end{aligned}$$

Notemos que estas correcciones provienen del impulso del bosón de Higgs inicial cuando está en su capa de masa, $p_1^2 = m_{H_x}^2$. Las primeras tres líneas de las funciones tipo C y tipo D de la Ec. 2.35 no contienen este tipo de contribuciones debido a que las funciones de loops no dependen del impulso del Higgs. Esto ocurre en los diagramas de correcciones de pata externa y no depende de la jerarquía de masas SUSY en el interior del loop. Dicho de otro modo, sólo las correcciones de vértice aportan términos de $\mathcal{O}(m_{H_x}^2/m_{\text{SUSY}}^2)$.

2.2.3 Mezclas en los sectores LL y RR

Estamos interesados en maximizar la anchura parcial de un canal de decaimiento del tipo $H_x \rightarrow l_k \bar{l}_m$. De la Ec. 2.22 y a partir de las expresiones analíticas generales para los factores de forma de la Ec. 2.24 a la Ec. 2.31, debemos considerar $k = 3$ y $m = 2$ (es decir, el decaimiento $H_x \rightarrow \tau \bar{\mu}$). Debido a la jerarquía de masas de los leptones, podemos despreciar la masa del muón m_μ en los factores de forma. Explicamos previamente que los términos dominantes son los denominados no-desacoplantes (ND) y vimos que los mismos se obtienen bajo la aproximación de impulsos externos nulos. En consecuencia, trabajando en esta aproximación, usando la simetría de las funciones de loops y despreciando m_μ , los factores de forma para los casos LL y RR pueden simplificarse, dando lugar a las siguientes contribuciones ND:

$$\begin{aligned}
 \left(\Delta_{23}^{LL} F_L^{(x)LL} \right)_{\text{ND}} &= \left(\frac{g^2}{16\pi^2} \frac{m_\tau}{2M_W} \right) \left[\frac{\sigma_2^{(x)} + \sigma_1^{(x)*} t_\beta}{c_\beta} \right] (\delta_{23}^{LL} m_{\tilde{L}_2} m_{\tilde{L}_3}) \\
 &\times \left[\frac{3}{2} \mu M_2 D_0(0, 0, 0, m_{\tilde{L}_2}, m_{\tilde{L}_3}, \mu, M_2) \right. \\
 &- \frac{t_W^2}{2} \mu M_1 D_0(0, 0, 0, m_{\tilde{L}_2}, m_{\tilde{L}_3}, \mu, M_1) \\
 &\left. - t_W^2 \mu M_1 D_0(0, 0, 0, m_{\tilde{L}_2}, m_{\tilde{L}_3}, m_{\tilde{R}_3}, M_1) \right], \quad (2.36)
 \end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned}
 \left(\Delta_{23}^{RR} F_R^{(x)RR} \right)_{\text{ND}} &= \left(\frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \frac{m_\tau}{2M_W} \right) \left[\frac{\sigma_2^{(x)*} + \sigma_1^{(x)} t_\beta}{c_\beta} \right] (\delta_{23}^{RR} m_{\tilde{R}_2} m_{\tilde{R}_3}) \\
 &\times \left[\mu M_1 D_0(0, 0, 0, m_{\tilde{R}_2}, m_{\tilde{R}_3}, \mu, M_1) \right. \\
 &\left. - \mu M_1 D_0(0, 0, 0, m_{\tilde{R}_2}, m_{\tilde{R}_3}, m_{\tilde{L}_3}, M_1) \right], \quad (2.37)
 \end{aligned}$$

El resto de los factores de forma tienen sus términos ND iguales a cero.

Concluimos que si δ_{23}^{LL} y δ_{23}^{RR} son no nulos, ambas contribuciones tienden a un valor constante cuando se consideran los parámetros de masa SUSY muy pesados, es decir, que al integrar los nuevos grados de libertad asociados a estas escalas pesadas de masa aún resulta un valor remanente no nulo para la anchura parcial $\Gamma(H_x \rightarrow \tau\bar{\mu})$. Cabe aclarar que estos resultados para los términos ND están en acuerdo con trabajos previos hechos en el lenguaje alternativo de vértices efectivos [76].

Es necesario decir que si vale la relación entre los parámetros $\mu = m_{\tilde{L}_3}$, la Ec. 2.37 se anula. Dicho de otra manera, para esa elección de los parámetros, se produce una fuerte cancelación de los términos ND del caso *RR* dando lugar a la desaparición de dicha contribución. Por lo tanto, en este régimen, será necesario incluir los siguientes términos del desarrollo de la MIA. Esto lo mostraremos más adelante.

Trabajaremos sobre estas expresiones simplificadas para las contribuciones ND con el objetivo de encontrar sus correspondientes máximos en función de los parámetros relevantes del modelo t_β y m_A . Justamente, las Ec. 2.36 y Ec. 2.37 nos enseñan que la dependencia en dichos parámetros está totalmente contenida en los factores encerrados por los corchetes. Recordando los desarrollos de la Ec. 2.20 para el caso de gran t_β ,

resultan las expresiones entre corchetes:

$$\left| \frac{\sigma_2^{(h)} + \sigma_1^{(h)*} t_\beta}{c_\beta} \right| \propto \left(\frac{M_Z}{m_A} \right)^2 t_\beta \quad \text{and} \quad \left| \frac{\sigma_2^{(H,A)} + \sigma_1^{(H,A)*} t_\beta}{c_\beta} \right| \propto t_\beta^2. \quad (2.38)$$

Agrupando las expresiones mostradas, podemos expresar los factores de forma relevantes para los casos δ_{23}^{LL} y δ_{23}^{RR} en un contejo de potencias para los parámetros relevantes de la siguiente manera:

$$\left(\Delta_{23}^{LL} F_L^{(h)LL} \right)_{\text{ND}} \sim \mathcal{O} \left(\delta_{23}^{LL} \left(\frac{g^2}{16\pi^2} \right) \left(\frac{m_\tau}{M_W} \right)^1 \left(\frac{m_h}{m_{\text{SUSY}}} \right)^0 \left(\frac{M_Z}{m_A} \right)^2 (t_\beta)^1 \right), \quad (2.39)$$

$$\left(\Delta_{23}^{LL} F_L^{(H,A)LL} \right)_{\text{ND}} \sim \mathcal{O} \left(\delta_{23}^{LL} \left(\frac{g^2}{16\pi^2} \right) \left(\frac{m_\tau}{M_W} \right)^1 \left(\frac{m_{H,A}}{m_{\text{SUSY}}} \right)^0 \left(\frac{M_Z}{m_A} \right)^0 (t_\beta)^2 \right), \quad (2.40)$$

$$\left(\Delta_{23}^{RR} F_R^{(h)RR} \right)_{\text{ND}} \sim \mathcal{O} \left(\delta_{23}^{RR} \left(\frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \right) \left(\frac{m_\tau}{M_W} \right)^1 \left(\frac{m_h}{m_{\text{SUSY}}} \right)^0 \left(\frac{M_Z}{m_A} \right)^2 (t_\beta)^1 \right), \quad (2.41)$$

$$\left(\Delta_{23}^{RR} F_R^{(H,A)RR} \right)_{\text{ND}} \sim \mathcal{O} \left(\delta_{23}^{RR} \left(\frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \right) \left(\frac{m_\tau}{M_W} \right)^1 \left(\frac{m_{H,A}}{m_{\text{SUSY}}} \right)^0 \left(\frac{M_Z}{m_A} \right)^0 (t_\beta)^2 \right). \quad (2.42)$$

Con la ayuda de este contejo de potencias recobramos dos hechos conocidos:

- para el caso del Higgs liviano h , observamos el comportamiento desacoplante con m_A para estos decaimientos con violación de sabor, como se espera para el caso del bosón de Higgs del SM.
- para los decaimientos de los bosones pesados H y A , obtenemos la conocida dependencia en el límite de gran tangente de β correspondiente a t_β^4 para la anchura parcial de decaimiento en este canal.

2.2.4 Mezclas en los sectores LR y RL

Estudiemos ahora lo que ocurre en los casos LR y RL . Como hicimos previamente, las contribuciones ND provienen de la aproximación de impulsos externos nulos. Para estas mezclas, debido a que interviene la diferencia de dos funciones de loops tipo C_0 y usando la simetría de las mismas bajo esta aproximación, resulta que no hay términos no-desacoplantes. En consecuencia, las contribuciones dominantes en estos casos vienen de los términos desacoplantes (D) que son $\mathcal{O}(m_{H_x}^2/m_{\text{SUSY}}^2)$ en el desarrollo de las funciones

C_0 :

$$\begin{aligned} \left(\Delta_{23}^{LR} F_L^{(x)LR} \right)_D &= \frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} (\tilde{\delta}_{23}^{LR} v_1 \sqrt{m_{\tilde{L}_2} m_{\tilde{R}_3}}) \frac{M_1 \sigma_1^{(x)*}}{2M_W c_\beta} \\ &\times \left(-C_0(p_2, p_1, M_1, m_{\tilde{R}_3}, m_{\tilde{L}_2}) + C_0(p_3, 0, M_1, m_{\tilde{L}_2}, m_{\tilde{R}_3}) \right), \end{aligned} \quad (2.43)$$

y

$$\begin{aligned} \left(\Delta_{23}^{RL} F_R^{(x)RL} \right)_D &= \frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} (\tilde{\delta}_{23}^{RL} v_1 \sqrt{m_{\tilde{R}_2} m_{\tilde{L}_3}}) \frac{M_1 \sigma_1^{(x)}}{2M_W c_\beta} \\ &\times \left(-C_0(p_2, p_1, M_1, m_{\tilde{L}_3}, m_{\tilde{R}_2}) + C_0(p_3, 0, M_1, m_{\tilde{R}_2}, m_{\tilde{L}_3}) \right). \end{aligned} \quad (2.44)$$

Notemos que estos resultados no dependen de la masa de los leptones. Por otro lado, vemos que la dependencia en los parámetros t_β y m_A está contenida en $\sigma_1^{(x)}$ en este caso.

Procediendo como hicimos anteriormente resulta:

$$\left(\Delta_{23}^{LR} F_L^{(h)LR} \right)_D \sim \mathcal{O} \left(\tilde{\delta}_{23}^{LR} \left(\frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \right) \left(\frac{v}{M_W} \right)^1 \left(\frac{m_h}{m_{\text{SUSY}}} \right)^2 \left(\frac{M_Z}{m_A} \right)^0 (t_\beta)^{-1} \right), \quad (2.45)$$

$$\left(\Delta_{23}^{LR} F_L^{(H,A)LR} \right)_D \sim \mathcal{O} \left(\tilde{\delta}_{23}^{LR} \left(\frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \right) \left(\frac{v}{M_W} \right)^1 \left(\frac{m_{H,A}}{m_{\text{SUSY}}} \right)^2 \left(\frac{M_Z}{m_A} \right)^0 (t_\beta)^0 \right). \quad (2.46)$$

Se obtienen resultados similares para $\tilde{\delta}_{23}^{RL}$ intercambiando L con R en estas fórmulas.

2.2.5 Vértice efectivo en el caso de masas SUSY iguales

Finalmente, para cerrar esta sección, mostraremos los resultados para los factores de forma en el escenario más sencillo, es decir, cuando todas las masas suaves son iguales ($m_{\text{SUSY}} = m_S$). En este escenario las expresiones previas pueden simplificarse aún más y lo usaremos como uno de los escenarios de referencia para el análisis fenomenológico subsiguiente. Expresamos a los factores de forma como:

$$F_{L,R}^{(x)} = \delta_{23}^{LL} \hat{F}_{L,R}^{(x)LL} + \tilde{\delta}_{23}^{LR} \hat{F}_{L,R}^{(x)LR} + \tilde{\delta}_{23}^{RL} \hat{F}_{L,R}^{(x)RL} + \delta_{23}^{RR} \hat{F}_{L,R}^{(x)RR}. \quad (2.47)$$

Combinando de la Ec. 2.24 a la Ec. 2.32 junto con la Ec. 2.35, resultan los factores de forma para cada caso, reteniendo las contribuciones no-desacoplantes y las desacoplantes

dominantes:

$$\hat{F}_L^{(x)LL} = \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{m_\tau}{2M_W c_\beta} \left[\left(\sigma_2^{(x)} + \sigma_1^{(x)*} t_\beta \right) \frac{1 - t_W^2}{4} + \frac{m_{H_x}^2}{m_S^2} \left(\sigma_2^{(x)} \frac{3 - 5t_W^2}{120} + \sigma_1^{(x)*} \frac{9 - 11t_W^2}{240} \right) \right], \quad (2.48)$$

$$\hat{F}_R^{(x)LL} = \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{m_\mu}{2M_W c_\beta} \left[\left(\sigma_2^{(x)*} + \sigma_1^{(x)} t_\beta \right) \frac{1 - t_W^2}{4} + \frac{m_{H_x}^2}{m_S^2} \left(\sigma_2^{(x)*} \frac{3 - 5t_W^2}{120} + \sigma_1^{(x)} \frac{9 - 11t_W^2}{240} \right) \right], \quad (2.49)$$

$$\hat{F}_L^{(x)LR} = \frac{gt_W^2}{16\pi^2} \frac{1}{24\sqrt{2}} \frac{m_{H_x}^2}{m_S^2} \left[\sigma_1^{(x)*} \right], \quad (2.50)$$

$$\hat{F}_R^{(x)RL} = \hat{F}_L^{(x)LR*} ; \quad \hat{F}_R^{(x)LR} = \hat{F}_L^{(x)RL} = 0, \quad (2.51)$$

$$\hat{F}_L^{(x)RR} = -\frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \frac{m_\mu}{2M_W c_\beta} \frac{m_{H_x}^2}{m_S^2} \left[\frac{2\sigma_2^{(x)} + \sigma_1^{(x)*}}{120} \right], \quad (2.52)$$

$$\hat{F}_R^{(x)RR} = -\frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \frac{m_\tau}{2M_W c_\beta} \frac{m_{H_x}^2}{m_S^2} \left[\frac{2\sigma_2^{(x)*} + \sigma_1^{(x)}}{120} \right]. \quad (2.53)$$

Vemos la relevancia las cancelaciones que se producen en este escenario de masa SUSY única, si comparamos estas ecuaciones con las Ecs. 2.24-2.31. Para el caso RR , el comportamiento a gran m_S de los factores de forma cambia completamente respecto del que ocurre para una jerarquía arbitraria de masas suaves puesto que en este caso tenemos contribuciones desacoplantes (decrecen como $m_{H_x}^2/m_S^2$) mientras que en el más general resulta no-desacoplante (constante con m_S). Por otro lado, para las mezclas LL , LR y RL tenemos el mismo comportamiento que en el escenario general.

Por último, considerando los términos ND y despreciando la masa m_μ en las fórmulas previas, resulta que el factor de forma dominante es $\hat{F}_L^{(x)LL}$. Entonces el efecto total de la partículas SUSY pesadas puede representarse en términos de vértice efectivo que

contiene la violación del sabor leptónico dado por $(-igV_{H_x\tau\mu}^{\text{eff}}P_L)$ siendo:

$$V_{H_x\tau\mu}^{\text{eff}} = \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{m_\tau}{2M_W} \left[\frac{\sigma_2^{(x)} + \sigma_1^{(x)*} t_\beta}{c_\beta} \right] \left(\frac{1-t_W^2}{4} \right) \delta_{23}^{LL}. \quad (2.54)$$

Notemos que dicha expresión es válida para cualquier valor de t_β . Como discutimos en la sección 2.2.3, si nos concentramos en el límite de gran t_β (como lo hace la literatura previa), recobramos los hechos encontrados en el cálculo completo [79]: comportamiento desacoplante en el límite $m_A \gg M_Z$ para el caso del Higgs liviano (como se espera para el bosón de Higgs del SM) y la dependencia con t_β^2 para el vértice efectivo de los bosones de Higgs pesados. Pueden escribirse estos vértices efectivos en el límite de gran t_β como:

$$\begin{aligned} V_{h\tau\mu}^{\text{eff}}|_{t_\beta \gg 1} &= -\frac{g^2}{16\pi^2} \frac{m_\tau}{M_W} \frac{M_Z^2}{m_A^2} t_\beta \left(\frac{1-t_W^2}{4} \right) \delta_{23}^{LL}, \\ V_{H\tau\mu}^{\text{eff}}|_{t_\beta \gg 1} &= -iV_{A\tau\mu}^{\text{eff}}|_{t_\beta \gg 1} = -\frac{g^2}{16\pi^2} \frac{m_\tau}{2M_W} t_\beta^2 \left(\frac{1-t_W^2}{4} \right) \delta_{23}^{LL}. \end{aligned} \quad (2.55)$$

2.3 Resultados numéricos

Comenzaremos esta sección resumiendo brevemente los escenarios del MSSM en los cuales calculamos las tasas de los decaimientos de Higgs con violación de sabor utilizando la MIA. Con el objetivo de simplificar el análisis y reducir el número de parámetros independientes, definimos tres escenarios simplificados. En todos los casos, las masas relevantes se relacionan con una única escala pesada m_{SUSY} :

- Escenario de *masas iguales*. Corresponde al caso más simple donde todos los parámetros de masa son iguales:

$$M_1 = M_2 = M_3 = \mu = m_{\tilde{L}} = m_{\tilde{R}} = A_\mu = A_\tau = m_{\text{SUSY}}. \quad (2.56)$$

- Escenario de *aproximación GUT*. En este caso, definimos la relación de aproximación de teorías de Gran Unificación(GUT) para las masas de los gauginos:

$$M_2 = 2M_1 = M_3/4. \quad (2.57)$$

Y por simplicidad, relacionamos los otros parámetros suaves y μ a una escala única como:

$$\begin{aligned} m_{\tilde{L}} &= m_{\tilde{R}} = M_2 = A_\mu = A_\tau = m_{\text{SUSY}}, \\ \mu &= a m_{\text{SUSY}}, \end{aligned} \quad (2.58)$$

donde a es una constante que fijaremos en dos valores. Por ejemplo $a = \frac{3}{4}$ y $\frac{4}{3}$.

- Escenario *Genérico*. Por último, consideramos el caso de masas distintas de forma genérica. Los valores específicos que asignamos no son relevantes para el análisis efectuado, lo importante es que todos los parámetros suaves son lineales con la misma escala m_{SUSY} :

$$\begin{aligned} M_1 &= 2.2 m_{\text{SUSY}}, M_2 = 2.4 m_{\text{SUSY}}, M_3 = 2.6 m_{\text{SUSY}}, \mu = 2.1 m_{\text{SUSY}}, \\ m_{\tilde{L}_1} &= 2 m_{\text{SUSY}}, m_{\tilde{L}_2} = 1.8 m_{\text{SUSY}}, m_{\tilde{L}_3} = 1.6 m_{\text{SUSY}}, \\ m_{\tilde{R}_1} &= 1.4 m_{\text{SUSY}}, m_{\tilde{R}_2} = 1.2 m_{\text{SUSY}}, m_{\tilde{R}_3} = m_{\text{SUSY}}, \\ A_\mu &= 0.6 m_{\text{SUSY}}, A_\tau = 0.8 m_{\text{SUSY}}. \end{aligned} \quad (2.59)$$

Para los primeros dos escenarios usaremos la notación común para las masas suaves : $m_{\tilde{L}}$ indica $m_{\tilde{L}} = m_{\tilde{L}_1} = m_{\tilde{L}_2} = m_{\tilde{L}_3}$, etc. Por simplicidad, en los tres escenarios, consideramos un acoplamiento trilineal nulo para la primera familia en el sector de sleptones cargados: $A_e = 0$. En cuanto a las masas en el sector de squarks, ellas son irrelevantes en procesos de LFV. Sin embargo, como queremos identificar el bosón escalar descubierto recientemente con el bosón de Higgs más liviano del MSSM, definimos dichos parámetros para tener una predicción de m_h compatible con los datos del LHC en un rango de masa de $125 \text{ GeV} \pm 3 \text{ GeV}$. En particular, fijamos los valores $m_{\tilde{Q}} = m_{\tilde{U}} = m_{\tilde{D}} = A_t = A_b = 5 \text{ TeV}$ en los tres escenarios de interés. Los espectros de masas suaves en estos tres escenarios fueron calculados numéricamente con el código **SPheno** [181, 182].

De esta manera, consideramos como valores de entrada del MSSM para el análisis numérico a m_A y t_β . Por último, los parámetros adimensionales δ_{ij}^{AB} se consideran en el intervalo $|\delta_{ij}^{AB}| < 1$ debido a que haremos un cálculo perturbativo en dicha variable.

Estamos en condiciones de analizar el comportamiento de las correcciones radiativas dadas por las partículas SUSY en los loops a los decaimientos de bosones de Higgs con LFV, $h, H, A \rightarrow \tau\bar{\mu}$. Compararemos numéricamente las predicciones del cálculo completo a un loop [79] con los resultados de la MIA (siendo en esta tesis la primera vez que se obtienen). Las anchuras de decaimiento fueron calculadas con un código de FORTRAN propio en el cual fueron implementadas las expresiones analíticas de la MIA (Ecs. 2.24-2.31) y las fórmulas en la base física de [79]. Por otro lado, las masas de los tres bosones de Higgs neutros del MSSM (con correcciones a dos loops incluidas) junto con sus anchuras totales de decaimiento, fueron calculadas con el código `FeynHiggs` [183–187]. Verificamos explícitamente que los valores numéricos para $\text{BR}(H \rightarrow \tau\bar{\mu})$ sean iguales dentro de las incertezas del cálculo a los correspondientes para $\text{BR}(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$, entonces por simplicidad, mostraremos estos últimos en las discusiones que siguen.

2.3.1 Comparación base física vs. MIA en el escenario *Genérico*

Comencemos presentando los resultados numéricos en la MIA y en la base física (“completo”), para el caso más general de masas suaves: el escenario *Genérico*, en el cual todas las masas SUSY son distintas. Para ser ilustrativos, mostraremos los resultados de $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ y $\text{BR}(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$ como funciones de m_{SUSY} (con $m_A = 800$ GeV y $t_\beta = 40$) para cada diagrama dominante y la suma total de los mismos. Para cada caso de mezcla, consideramos $\delta_{23}^{LL} = 0.5$, $\delta_{23}^{RR} = 0.5$ y $\tilde{\delta}_{23}^{LR} = 0.5$ (mientras que las restantes se definen a cero). Como los resultados para $\tilde{\delta}_{23}^{RL} = 0.5$ son idénticos a los de $\tilde{\delta}_{23}^{LR} = 0.5$, no los incluimos en esta discusión.

Los resultados para el caso *LL* se muestran en la figura 2.9. Podemos observar que hay un muy buen acuerdo entre los resultados en la MIA (en color rojo) y en el cálculo completo (en color azul) para cada diagrama y la suma total. Además, todas las contribuciones muestran el comportamiento no-desacoplante esperado con m_{SUSY} . Observemos que en realidad se tiene un leve aumento de las tasas de desintegración con m_{SUSY} (más notorio para los escalares pesados), debido a un aumento en la anchura total de decaimiento con la escala SUSY y se respeta el valor constante para la anchura parcial del canal estudiado. En cuanto a las contribuciones dominantes, discutiremos lo que ocurre para cada caso por separado. Para el bosón de Higgs liviano, las mismas provienen de los diagramas 1 y 4 pero ocurre una interferencia destructiva entre ellos. Los restantes diagramas

subdominantes (3, 5, 6 y 8) resultan importantes debido a que son comparables con la parte remanente de la interferencia destructiva entre 1 y 4. Concluimos entonces que las fuertes cancelaciones en el caso de mezcla LL para $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ reducen este observable alrededor de tres órdenes de magnitud respecto de las contribuciones que provienen de los diagramas dominantes (1 y 4). Por otro lado, para los escalares pesados, esta fuerte cancelación no existe y la contribución dominante corresponde al diagrama 4 seguido del diagrama 8. En este caso, ocurre una pequeña interferencia destructiva entre esos dos diagramas de modo que la suma total es ligeramente menor a la correspondiente al diagrama dominante.

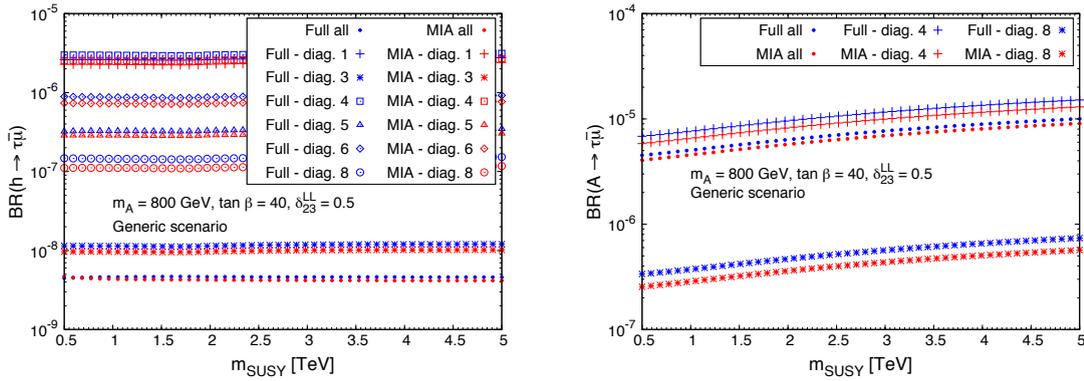


FIGURA 2.9: Contribuciones de los diagramas dominantes y su contribución total para $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ (panel de la izquierda) y $\text{BR}(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$ (panel de la derecha) como funciones de m_{SUSY} en el escenario *Genérico* con $m_A = 800$ GeV, $t_\beta = 40$ y $\delta_{23}^{LL} = 0.5$. Los resultados para el escalar pesado H (no mostrados) presentan un comportamiento cuantitativo similar a los del pseudoescalar A .

Estudiemos lo que ocurre en el caso RR . Guiados por la figura 2.10, observamos nuevamente un muy buen acuerdo entre los resultados del cálculo completo y en la MIA. Como en el caso anterior, hay un leve crecimiento de las tasas de desintegración en estos canales con m_{SUSY} , pero que no tiene origen en la anchura parcial (que es constante debido a su carácter no-desacoplante) sino a una pequeña reducción de la anchura total con m_{SUSY} . Del panel izquierdo de la figura 2.10, vemos que la contribución dominante para $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ viene dada por el diagrama 6, seguido por los diagramas 5 y luego el 8. Nuevamente, se produce una fuerte cancelación, en este caso, entre estos tres diagramas (reducción de tres órdenes de magnitud en la interferencia) de modo que el diagrama 7 es el que dicta el comportamiento reproduciendo muy bien la suma total para el caso del Higgs liviano. Para $\text{BR}(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$ del panel derecho, la contribución dominante es

la del diagrama 8 y como no hay cancelaciones importantes, éste reproduce fielmente la suma total de los diagramas.

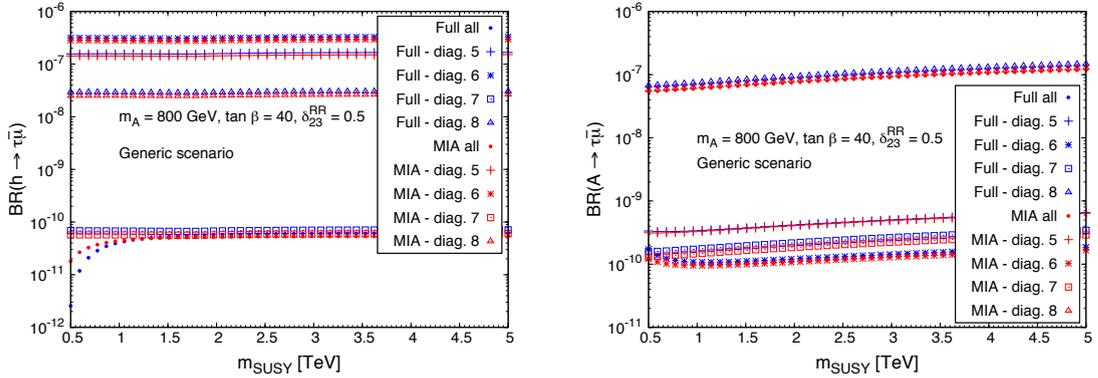


FIGURA 2.10: Contribuciones de los diagramas dominantes y su contribución total para $BR(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ (panel de la izquierda) y $BR(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$ (panel de la derecha) como funciones de m_{SUSY} en el escenario *Genérico* con $m_A = 800$ GeV, $t_\beta = 40$ y $\delta_{23}^{RR} = 0.5$. Los resultados para el escalar pesado H (no mostrados) presentan un comportamiento cuantitativo similar a los del pseudoescalar A .

Por último, los resultados para las tasas de $h \rightarrow \tau\bar{\mu}$ y $A \rightarrow \tau\bar{\mu}$ en el caso de mezcla LR se muestran en la figura 2.11. Ambos observables pueden entenderse a partir de que las contribuciones dominantes corresponden a los diagramas 6 y 8. Los términos no-desacoplantes de ambos diagramas en la MIA son idénticos pero de signo opuesto. Entonces se produce una cancelación exacta y las contribuciones desacoplantes dominantes son proporcionales a $(m_{H_x}/m_{\text{SUSY}})^4$. De esta manera, explicamos el comportamiento desacoplante final observado en este caso con gran nivel de acuerdo entre el cálculo completo y en la MIA.

Para cerrar la discusión en el contexto del escenario *Genérico*, concluimos que los cálculos en la MIA presentan un alto nivel de acuerdo con los resultados del cálculo completo a un loop, tanto diagrama a diagrama como en la suma total. Las tasas de los LRVHD muestran un claro comportamiento no-desacoplante si δ_{23}^{LL} o δ_{23}^{RR} son los responsables de la mezcla de sabor. En cambio, si $\tilde{\delta}_{23}^{LR}$ o $\tilde{\delta}_{23}^{RL}$ son los responsables, se produce un comportamiento desacoplante con la escala SUSY. Además, observamos que la MIA permite extraer la raíz de las fuertes cancelaciones que se producen entre los distintos diagramas en cada caso para reproducir la tasa de desintegración total.

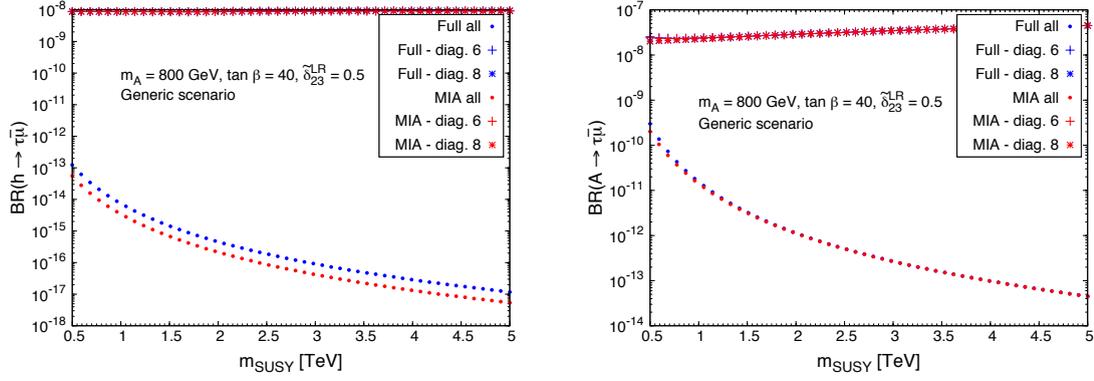


FIGURA 2.11: Contribuciones de los diagramas dominantes y su contribución total para $BR(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ (panel de la izquierda) y $BR(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$ (panel de la derecha) como funciones de m_{SUSY} en el escenario *Genérico* con $m_A = 800$ GeV, $t_\beta = 40$ y $\tilde{\delta}_{23}^{LR} = 0.5$. Los resultados para el escalar pesado H (no mostrados) presentan un comportamiento cuantitativo similar a los del pseudoescalar A . Resultados idénticos para el caso $\tilde{\delta}_{23}^{RL}$.

2.3.2 Comparación base física vs. MIA en el escenario de *aproximación GUT*

En la figura 2.12 se muestran los resultados para $BR(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ y $BR(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$ como función de m_{SUSY} en el escenario de *aproximación GUT* con $\mu = 3/4 m_{\text{SUSY}}$ (paneles de la izquierda) y $\mu = 4/3 m_{\text{SUSY}}$ (paneles de la derecha) para $\delta_{23}^{LL} = 0.5$ (paneles superiores), $\delta_{23}^{RR} = 0.5$ (paneles del medio), and $\tilde{\delta}_{23}^{LR} = 0.5$ (paneles inferiores). En ambos escenarios consideramos $m_A = 800$ GeV y $\tan\beta = 40$. Recordemos que ya discutimos en un escenario general cuáles son los diagramas dominantes en cada caso, por lo que ahora mostramos solamente la contribución de todos los diagramas para cada tasa de desintegración.

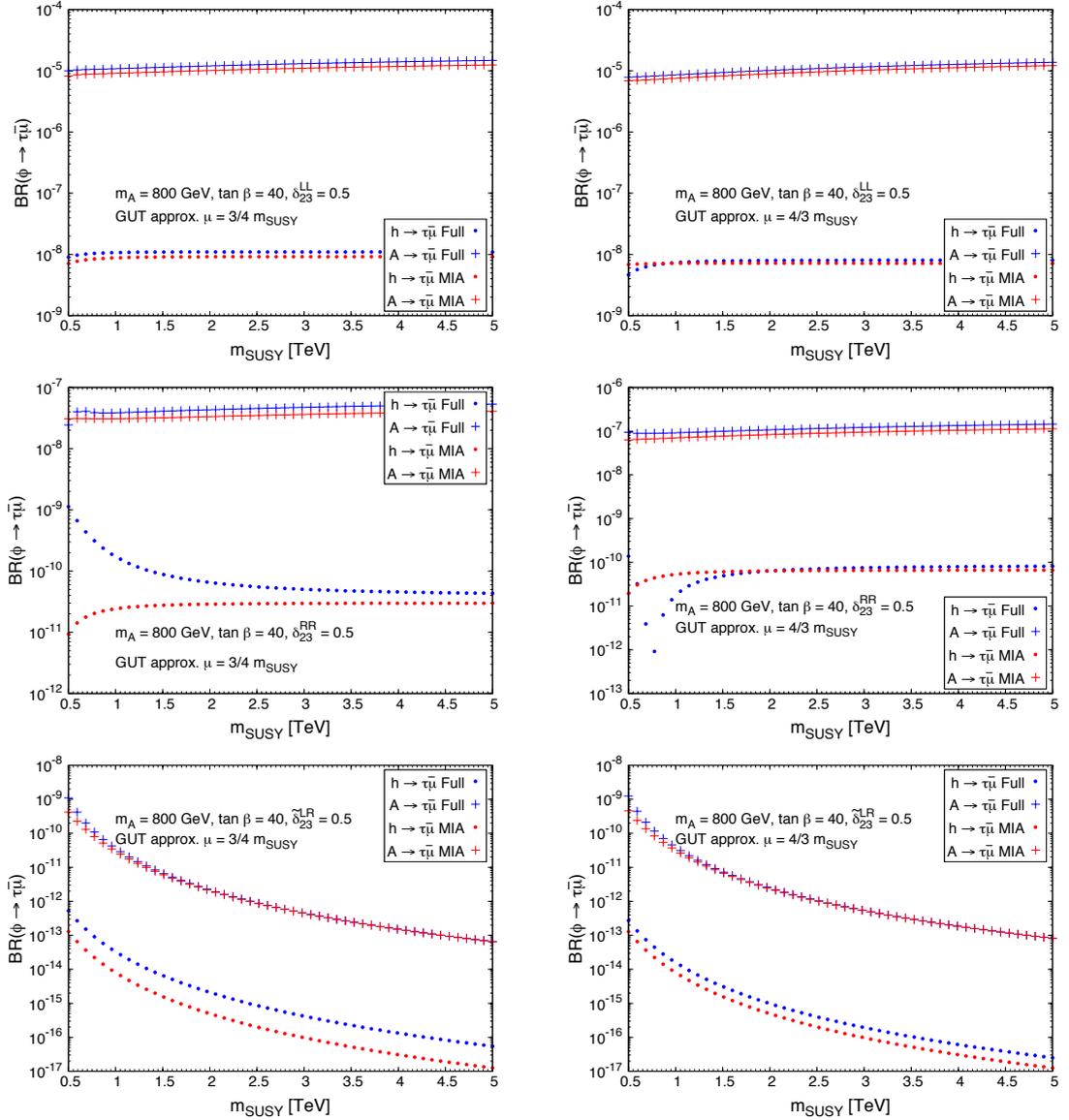


FIGURA 2.12: $BR(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ y $BR(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$ como función de m_{SUSY} en el escenario de *aproximación GUT* con $\mu = 3/4 m_{\text{SUSY}}$ (paneles de la izquierda) y $\mu = 4/3 m_{\text{SUSY}}$ (paneles de la derecha), para $\delta_{23}^{LL} = 0.5$ (paneles superiores), $\delta_{23}^{RR} = 0.5$ (paneles del medio) y $\tilde{\delta}_{23}^{LR} = 0.5$ (paneles inferiores). Los resultados para $\tilde{\delta}_{23}^{LR} = 0.5$ (no mostrados) son idénticos a los de $\tilde{\delta}_{23}^{LR} = 0.5$. En cada caso, las otras deltas de cambio de sabor se consideran nulas. Todos los casos corresponden a $m_A = 800$ GeV y $\tan\beta = 40$. Los resultados para el escalar pesado H (no mostrados) presentan un comportamiento cuantitativo similar a los del pseudoescalar A .

La primera conclusión que observamos de esta figura es que en estos escenarios de *aproximación GUT* tenemos nuevamente el comportamiento no-desacoplante con m_{SUSY} para las mezclas LL y RR mientras que para las mezclas LR y RL hay un comportamiento desacoplante. También podemos afirmar que la MIA reproduce con buen acuerdo los resultados del cálculo completo en la base física a un loop. La única excepción a este

hecho es para la predicción de $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$, donde encontramos discrepancias entre la MIA y el cálculo completo en el caso RR y en menor medida para LR . Verificamos que estas discrepancias son más pronunciadas cuando la degeneración de las masas suaves es mayor. Esto ocurre parcialmente en los escenarios de *aproximación GUT* y completamente en el escenario de *masas iguales*. En la próxima sección discutiremos en detalle cómo mejorar la MIA en estos casos pero adelantamos lo ocurre en el caso del bosón de Higgs liviano: los términos desacoplantes faltantes en nuestro cálculo de $\mathcal{O}(M_W^2/m_{\text{SUSY}}^2)$ son comparables con los términos desacoplantes dominantes de $\mathcal{O}(m_h^2/m_{\text{SUSY}}^2)$. Se producen cancelaciones entre los términos no-desacoplantes, estas contribuciones faltantes juegan un rol fundamental a la hora de obtener una mejor convergencia entre los cálculos en la MIA y en la base física. Sin embargo, en el tratamiento general, donde los efectos de las cancelaciones son pequeños, decidimos no incluir estas contribuciones extras. Contrariamente, en los casos donde dichas cancelaciones resultan relevantes, las tasas de desintegración son irrelevantes y carecen de interés fenomenológico.

Nos concentramos ahora (figura 2.13) en la dependencia de las tasas de LFVHD con las cuatro deltas que cambian el sabor leptónico consideradas en este análisis, δ_{23}^{LL} (panel superior izquierdo), δ_{23}^{RR} (panel superior derecho), $\tilde{\delta}_{23}^{LR}$ (panel inferior izquierdo) y $\tilde{\delta}_{23}^{RL}$ (panel inferior derecho), en el escenario de *aproximación GUT* con $\mu = 4/3 m_{\text{SUSY}}$, $m_{\text{SUSY}} = 5 \text{ TeV}$, $m_A = 800 \text{ GeV}$, y $\tan \beta = 40$. Como era esperado, los comportamientos de las tasas de desintegración resultan simétricos para los valores positivos y negativos de los parámetros de cambio de sabor siguiendo la dependencia $|\delta_{23}^{XY}|^2$. En los paneles superiores, observamos un muy buen acuerdo entre la MIA y el cálculo completo para $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ y $\text{BR}(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$ en los casos LL y RR hasta los valores $|\delta_{23}^{LL,RR}| \simeq 0.6$. A partir de este valor, la MIA se separa respecto de los resultados en la base física mostrando un alejamiento de la dependencia cuadrática $\mathcal{O}(\delta^2)$. De todos modos, esta discrepancia es de un factor 3 para $|\delta_{23}^{LL}| = 1$ y de 6 para $|\delta_{23}^{RR}| = 1$. Los paneles inferiores muestran comportamientos idénticos para las mezclas LR y RL , por lo que las discutimos juntas. El acuerdo MIA/completo para el decaimiento $A \rightarrow \tau\bar{\mu}$ es prácticamente exacto incluso para valores de delta cercanos a la unidad. Esto se debe a que el cálculo bajo la MIA continua siendo perturbativo (recordar la Ec. 2.10 y la Ec. 2.11). Nuevamente, las pequeñas discrepancias, aún para valores pequeños de $\tilde{\delta}^{LR,RL}$, en el decaimiento $h \rightarrow \tau\bar{\mu}$ se deben a la no inclusión de las contribuciones desacoplantes subdominantes de $\mathcal{O}(M_W^2/m_{\text{SUSY}}^2)$ en nuestro cálculo de la MIA.

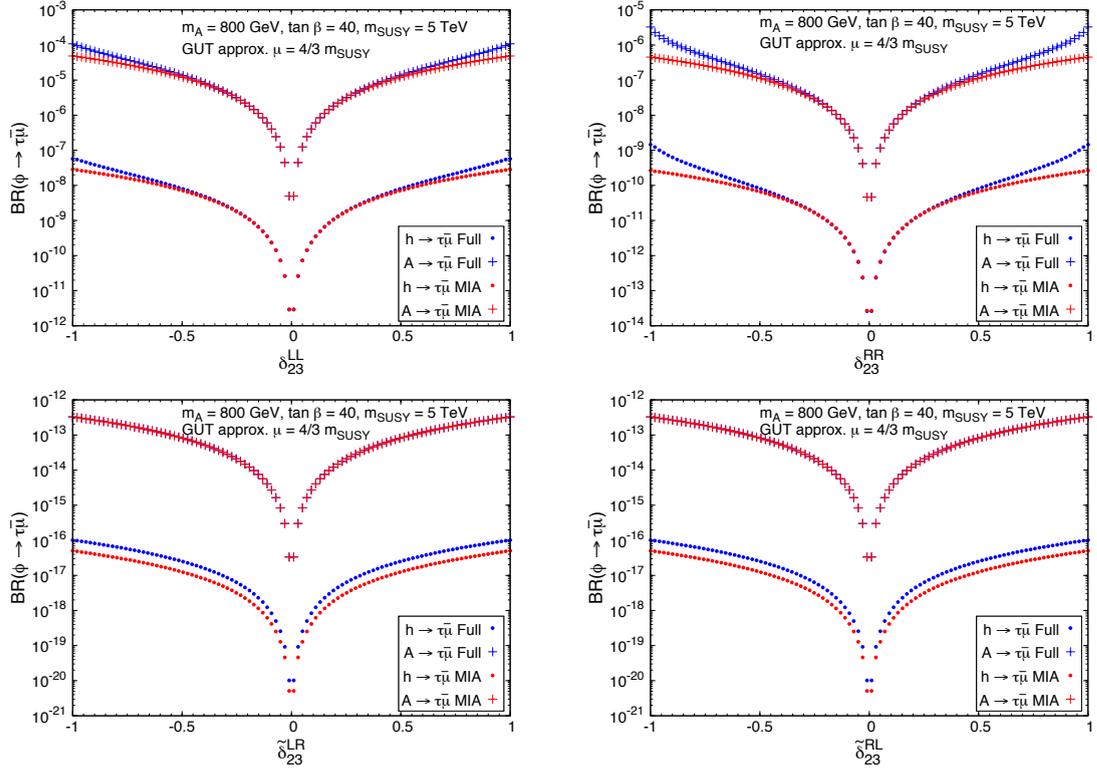


FIGURA 2.13: $BR(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ y $BR(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$ en función de δ_{23}^{LL} (panel superior izquierdo), δ_{23}^{RR} (panel superior derecho), δ_{23}^{LR} (panel inferior izquierdo) y δ_{23}^{RL} (panel inferior derecho), en el escenario de *aproximación GUT* con $\mu = 4/3 m_{\text{SUSY}}$, $m_{\text{SUSY}} = 5 \text{ TeV}$, $m_A = 800 \text{ GeV}$, y $\tan \beta = 40$. En cada caso, las otras deltas de cambio de sabor se consideran nulas. Los resultados para el escalar pesado H (no mostrados) presentan un comportamiento cuantitativo similar a los del pseudoescalar A .

2.3.3 Comparación base física vs. MIA en el escenario de *masas iguales*

El estudio de la dependencia de las anchuras de decaimiento como función de t_β lo haremos en el escenario de *masas iguales*, como mostramos en la figura 2.14 en la cual consideramos $m_{\text{SUSY}} = 5 \text{ TeV}$, $m_A = 800 \text{ GeV}$ y $\delta_{23}^{XY} = 0.5$, con $XY = LL, RR, LR$ ($\tilde{\delta}$ para la última), en cada caso. El acuerdo completo/MIA en las mezclas LL y LR es muy bueno para ambas anchuras de decaimiento, $BR(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ y $BR(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$. En cambio, para el caso RR , el desacuerdo entre ambas predicciones es notorio y llega a ser de hasta dos órdenes de magnitud. La razón principal por la que ocurre esta discrepancia tan marcada es que en el escenario de *masas iguales*, la cancelación entre los diagramas es mucho mayor que en los escenarios anteriores debido a que todos los parámetros suaves son idénticos. Esta fuerte cancelación hace que los términos ND se cancelen exactamente. Los términos desacoplantes que sobreviven en los factores de forma son proporcionales a $(m_{H_x}/m_{\text{SUSY}})^2$ y no son suficientes para reproducir los

resultados en la base física. Entonces, para obtener una mejor convergencia, debemos incluir las correcciones subdominantes de $\mathcal{O}(M_W^2/m_{\text{SUSY}}^2)$.

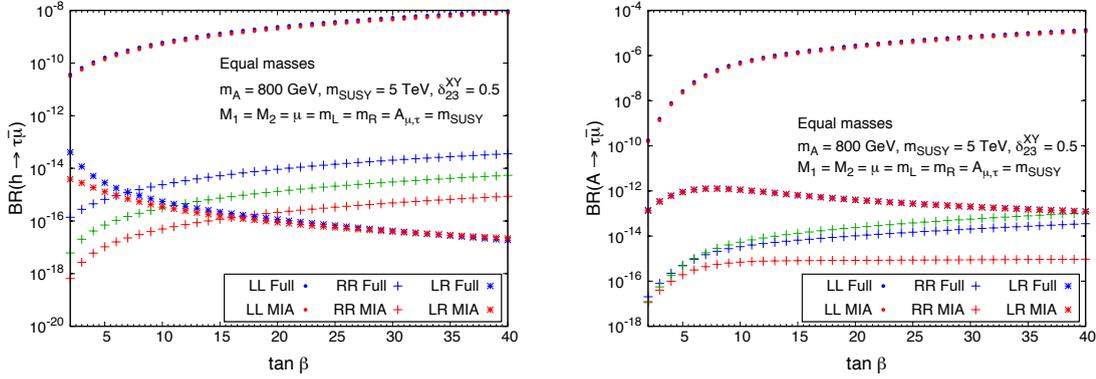


FIGURA 2.14: $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ (panel izquierdo) y $\text{BR}(A \rightarrow \tau\bar{\mu})$ (panel derecho) como función de t_β en el escenario de *masas iguales* con $m_{\text{SUSY}} = 5 \text{ TeV}$, $m_A = 800 \text{ GeV}$ y $\delta_{23}^{XY} = 0.5$, con $XY = LL, RR, LR$ (δ para la última), en cada caso. Las cruces verdes representan las predicciones de la MIA en el caso RR luego de incluir las correcciones de $\mathcal{O}(M_W^2/m_{\text{SUSY}}^2)$. Los resultados para el escalar pesado H (no mostrados) presentan un comportamiento cuantitativo similar a los del pseudoescalar A .

En consecuencia, en el escenario de *masas iguales*, estamos en condiciones de mostrar cómo corregir la MIA para obtener mejor la convergencia entre sus predicciones y las del cálculo completo para la mezcla RR . Esto es así puesto que para este escenario podemos calcular las contribuciones faltantes de $\mathcal{O}(M_W^2/m_{\text{SUSY}}^2)$ (siguiendo la discusión de la sección 2.3.2). Luego de hacer este cálculo, encontramos que para tener en cuenta estas nuevas contribuciones de $\mathcal{O}(M_W^2/m_{\text{SUSY}}^2)$ en el factor de forma RR para el escenario de *masas iguales* debemos reemplazar $(\hat{F}_R^{(x)RR})$ por $(\hat{F}_R^{(x)RR} + \tilde{F}_R^{(x)RR})$, siendo

$$\begin{aligned} \tilde{F}_R^{(x)RR} = & \frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \frac{m_\tau}{2M_W c_\beta} \frac{M_W^2}{m_S^2} \frac{t_\beta^2}{1+t_\beta^2} \left[\left(\frac{\sigma_1^{(x)}}{60} (3t_W^2 + 13 - 4t_W^2 t_\beta - 12t_\beta) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\sigma_1^{(x)*}}{5} - \frac{4\sigma_2^{(x)}}{15} - \frac{2\sigma_2^{(x)*}}{15} + \frac{\sigma_3^{(x)} \sqrt{1+t_\beta^2}}{12t_\beta} (1+t_W^2) \right) \right. \\ & \left. + \left(\frac{1+t_W^2}{60t_\beta} (-8\sigma_1^{(x)} + 4\sigma_1^{(x)*} + \sigma_2^{(x)} + \sigma_2^{(x)*}) + \frac{\sigma_3^{(x)} \sqrt{1+t_\beta^2}}{12t_\beta^2} (-1+5t_W^2) \right) \right. \\ & \left. + \left(\frac{1+t_W^2}{30t_\beta^2} (-\sigma_1^{(x)} + \sigma_1^{(x)*} + \sigma_2^{(x)} - \sigma_2^{(x)*}) \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.60)$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{F}_R^{(h)RR}|_{t_\beta \gg 1} &= \frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \frac{m_\tau}{2M_W} \frac{M_W^2}{m_S^2} \frac{9t_W^2 - 7}{60} t_\beta, \\
 \tilde{F}_R^{(H)RR}|_{t_\beta \gg 1} &= \frac{g^2 t_W^2}{16\pi^2} \frac{m_\tau}{2M_W} \frac{M_W^2}{m_S^2} \frac{3 + t_W^2}{15} t_\beta^2.
 \end{aligned} \tag{2.61}$$

Las predicciones numéricas de las tasas de decaimiento en este caso RR luego de incluir las correcciones $\mathcal{O}(M_W^2/m_{\text{SUSY}}^2)$ se muestran en línea verde en la figura 2.14. Podemos ver que hay una mejor convergencia hacia los resultados del cálculo completo. Sin embargo, como ya dijimos, en todos los casos donde la discrepancia entre MIA/completo es notoria, las tasas de desintegración son muy pequeñas e irrelevantes desde un punto de vista fenomenológico.

Por otro lado, los distintos comportamientos con t_β del cálculo completo para cada delta de cambio de sabor son bien reproducidos por las predicciones en la MIA. Estas dependencias pueden entenderse en el caso de masas SUSY genéricas a partir de las Ecs. 2.39-2.42 y Ecs. 2.45-2.46. Para el caso de masas iguales, dicha dependencia se entiende a través de las Ecs. 2.48-2.53 y la Ec. 2.61. Tengamos en cuenta que la anchura total de decaimiento de Higgs se comporta como $\Gamma_{\text{tot}}(H, A) \sim (\tan \beta)^2$ y $\Gamma_{\text{tot}}(h)$ es aproximadamente constante con t_β . Además, la anchura parcial de decaimiento $h \rightarrow \tau \bar{\mu}$ en los casos LL y RR para masas SUSY genéricas crece como t_β^2 mientras que para $H, A \rightarrow \tau \bar{\mu}$ es proporcional a t_β^4 , por lo que todas las fracciones de decaimiento crecen como $\text{BR}(h, H, A \rightarrow \tau \bar{\mu}) \propto t_\beta^2$. Por el contrario, en los casos LR y RL , $\Gamma(h \rightarrow \tau \bar{\mu}) \sim (\tan \beta)^{-2}$ y $\Gamma(H, A \rightarrow \tau \bar{\mu})$ es independiente de t_β , por lo que $\text{BR} \propto (\tan \beta)^{-2}$.

2.3.4 Análisis fenomenológico

A partir del análisis de las Figuras 2.9-2.14, aprendimos que la única delta de cambio de sabor que resulta interesante desde un punto de vista fenomenológico es δ_{23}^{LL} . Para encontrar los máximos valores de las fracciones de decaimientos de estos LFVHD, estudiaremos las cantidades $\text{BR}(h \rightarrow \tau \bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2$ y $\text{BR}(H, A \rightarrow \tau \bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2$ pues resultan independientes de delta al calcular en la MIA. Comencemos con las líneas de contorno de estos dos observables en el plano $(m_{\text{SUSY}}, t_\beta)$ mostradas en la figura 2.15, en el escenario de *masas iguales* con $m_A = 800$ GeV. En ambos paneles, el área rosa representa la región del espacio de parámetros excluida por los límites superiores en el canal $\tau \rightarrow \mu \gamma$ ($\text{BR}(\tau \rightarrow \mu \gamma) < 4.4 \times 10^{-8}$ [20] de la tabla 1.1) y el área celeste está excluida al nivel

del 95% C.L. por las búsquedas de escalares neutros del MSSM pesados decayendo en pares $\tau\bar{\tau}$ por ATLAS y CMS [95, 96]. Queda claro nuevamente el comportamiento no-desacoplante con m_{SUSY} de estas tasas de los LFVHD y su crecimiento con t_β . Los valores más altos para $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2$ y $\text{BR}(H, A \rightarrow \tau\bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2$ son 7×10^{-8} y 1×10^{-4} , respectivamente, pero desafortunadamente están excluidos por los datos experimentales citados previamente. Los máximos para estos decaimientos permitidos por las búsquedas son $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2 \sim 3 \times 10^{-8}$ y $\text{BR}(H, A \rightarrow \tau\bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2 \sim 5 \times 10^{-5}$ pero lamentablemente están fuera del alcance de la sensibilidad actual del LHC para este tipo de procesos con violación de sabor leptónico [24, 188].

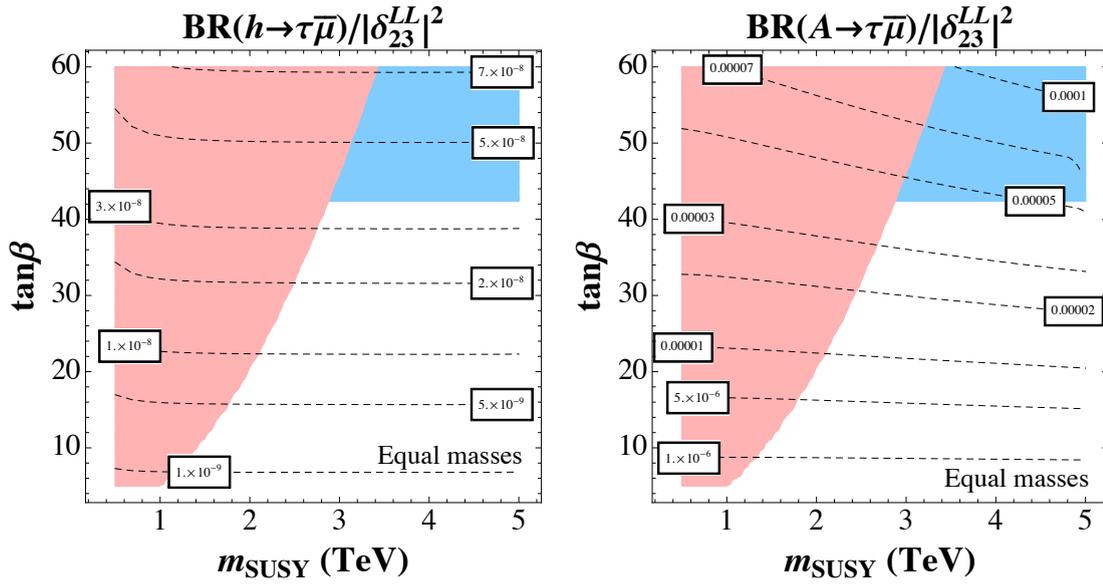


FIGURA 2.15: Líneas de contorno $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2$ (panel izquierdo) y $\text{BR}(A \rightarrow \tau\bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2$ (panel derecho) en el plano $(m_{\text{SUSY}}, t_\beta)$ del escenario *masas iguales* con $m_A = 800$ GeV. El área rosa representa la región del espacio de parámetros excluida por los límites superiores en el canal $\tau \rightarrow \mu\gamma$ ($\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4.4 \times 10^{-8}$ de la tabla 1.1) y el área celeste está excluida al nivel del 95% C.L. por las búsquedas de escalares neutros del MSSM pesados decayendo en pares $\tau\bar{\tau}$ por ATLAS y CMS. Los resultados para el escalar pesado H (no mostrados) presentan un comportamiento cuantitativo similar a los del pseudoescalar A .

Finalmente, mostramos en la figura 2.16 las líneas de contorno $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2$ (panel izquierdo) y $\text{BR}(A \rightarrow \tau\bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2$ (panel derecho) en el plano (m_A, t_β) del escenario *masas iguales* con $m_{\text{SUSY}} = 4$ TeV. De la figura 2.15 vemos que para este valor de $m_{\text{SUSY}} = 4$ TeV nos aseguramos que nuestras predicciones están de acuerdo con los límites de $\tau \rightarrow \mu\gamma$ por lo que ahora sólo mostramos el área celeste que está excluida al nivel del 95% C.L. por las búsquedas de escalares neutros del MSSM pesados decayendo

en pares $\tau\bar{\tau}$ por ATLAS y CMS. En este caso, vemos que el comportamiento desacoplante de $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})$ en el límite de gran m_A se pone de manifiesto en el panel izquierdo. El mayor valor para $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2$ es 1×10^{-5} , sin embargo está nuevamente excluido por las búsquedas llevadas a cabo por ATLAS y CMS de bosones pesados. El valor máximo para este canal es $\mathcal{O}(10^{-7})$ el cual está lejos de la sensibilidad del LHC. Por otro lado, las proyecciones para los canales pesados $H, A \rightarrow \tau\bar{\mu}$ son más prometedores como vemos en el panel derecho. Las predicciones en la MIA son prácticamente independientes de m_A y crecen cuadráticamente con t_β . Los valores permitidos por los datos máximos llegan a 3.5×10^{-4} para valores de m_A y t_β , los cuales están cerca del alcance del LHC. Es importante destacar que nuestras predicciones son idénticas para los estados finales $\tau\bar{\mu}$ y $\bar{\tau}\mu$ (pues consideramos δ_{23}^{LL} real), entonces para comparar con los resultados de las colaboraciones ATLAS y CMS debemos multiplicar por un factor 2. Nuestras fracciones de desintegración máximas permitidas por los datos resultan $\mathcal{O}(10^{-3})$, las cuales están un orden de magnitud por debajo de la sensibilidad actual en el LHC [24, 188].

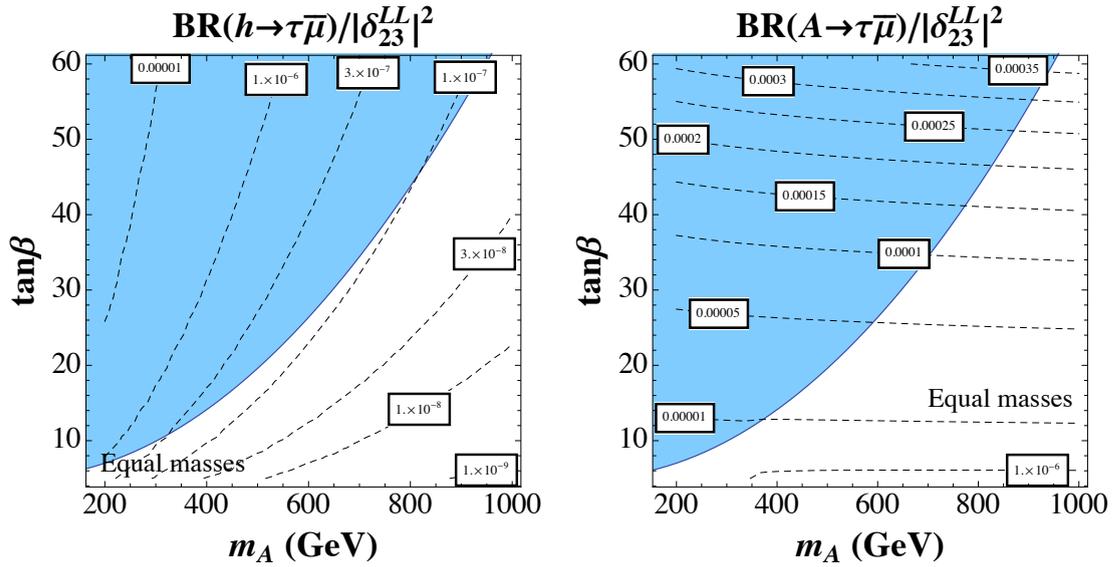


FIGURA 2.16: Líneas de contorno $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2$ (panel izquierdo) y $\text{BR}(A \rightarrow \tau\bar{\mu})/|\delta_{23}^{LL}|^2$ (panel derecho) en el plano (m_A, t_β) del escenario *masas iguales* con $m_{\text{SUSY}} = 4$ TeV. El área celeste está excluida al nivel del 95% C.L. por las búsquedas de escalares neutros del MSSM pesados decayendo en pares $\tau\bar{\tau}$ por ATLAS y CMS. Los resultados para el escalar pesado H (no mostrados) presentan un comportamiento cuantitativo similar a los del pseudoescalar A .

2.4 Síntesis de resultados

En este capítulo analizamos en detalle, tanto analíticamente como numéricamente, los decaimientos de bosones de Higgs neutros del MSSM en un par de leptón-antileptón de diferente sabor: $h, A, H \rightarrow l_k \bar{l}_m$ ($m \neq k$). Nuestro cálculo de las anchuras de decaimiento $\Gamma(h, A, H \rightarrow l_k \bar{l}_m)$ fue hecho a un loop de forma diagramática utilizando una técnica diferente a la existente en la literatura. Implementamos por primera vez en este tipo de decaimientos la Aproximación de Inserción de Masa que trabaja con los estados en la base de interacción electrodébil para sleptones y sneutrinos ($\tilde{l}_i^{L,R}$ y $\tilde{\nu}_i^L$ con $i = 1, 2, 3$) y trata perturbativamente las inserciones de masa que cambian el sabor leptónico (Δ_{ij}^{AB} con $AB = LL, LR, RL, RR$ e $i \neq j$). Usando la MIA a primer orden en los parámetros adimensionales δ_{ij}^{AB} , encontramos expresiones analíticas simples para todos los factores de forma que intervienen en las amplitudes de estos LFVHD. Estos factores de forma son expresados, a través de las funciones escalares de un loop, como función de los parámetros relevantes de MSSM: las masas suaves $m_{\tilde{L}_i}$, $m_{\tilde{R}_i}$, M_1 y M_2 , los parámetros del sector de Higgs m_A , t_β y μ . Entonces, haciendo un desarrollo de estas funciones de un loop en potencias de los momentos externos y reteniendo los términos dominantes y subdominantes, obtuvimos fórmulas analíticas simples para todas las contribuciones relevantes (tanto por cada diagrama como para la suma total). Estos términos relevantes se clasifican en dos categorías que se comportan cualitativamente diferente, y que analizamos y presentamos separadamente: las contribuciones no-desacoplantes de $\mathcal{O}((m_{h,H,A}/m_{\text{SUSY}})^0)$ (que tienden a un valor constante para valores asintóticamente grandes de m_{SUSY}) y las contribuciones desacoplantes de $\mathcal{O}(m_{h,H,A}^2/m_{\text{SUSY}}^2)$. Cabe remarcar que podríamos haber calculado estas cantidades de una manera alternativa partiendo de los resultados del cálculo en la base física de los factores de forma dados en [79]. En tal caso, a partir de las amplitudes de decaimiento expresadas en términos de las masas físicas de las spartículas y sus matrices de rotación, deberíamos haber desarrollado en potencias de Δ_{mk}^{AB} y retenido el primer orden de este desarrollo de Taylor. Sin embargo, este tipo de cálculo representa un gran desafío porque involucra desarrollos sistemáticos para las masas físicas y matrices de rotación en términos de los parámetros de la base de gauge como las masas suaves y otros, de modo de retener todos los términos que contribuyen a $\mathcal{O}(\Delta_{mk}^{AB})$ en los factores de forma. Este tipo de cómputo no ha sido completado hasta el momento para los factores de forma de los tres bosones de Higgs

neutros del MSSM a un nivel comparable con el obtenido en esta tesis en la MIA: resultados completos para los cuatro casos de mezclas LL , LR , RL , y RR reteniendo tanto las contribuciones no-desacoplantes de $\mathcal{O}((m_{h,H,A}/m_{\text{SUSY}})^0)$ como las desacoplantes de orden $\mathcal{O}(m_{h,H,A}^2/m_{\text{SUSY}}^2)$.

También analizamos numéricamente los resultados de la MIA para los casos más interesantes de los decaimientos de bosones h , H y A en leptones τ y μ . Luego de una comparación detallada con los resultados previos en la base física, concluimos que la MIA provee predicciones adecuadas para el rango de mezclas dado por $|\delta_{23}^{AB}| < 1$. Sólo en escenarios específicos la MIA no provee buenos resultados comparados con el cálculo completo. Este hecho ocurre para elecciones de los parámetros del modelo particulares, en las cuales se producen fuertes cancelaciones entre los diagramas dominantes y en general están asociadas con cierto grado de degeneración en los parámetros de masas suaves. La máxima cancelación se produce en el escenario de *masas iguales* con mezcla δ_{23}^{RR} no nula. En este caso, verificamos con un cálculo explícito que para obtener una mejor convergencia de los resultados de la MIA comparados con los del completo, deben incluirse las contribuciones desacoplantes de $\mathcal{O}(M_W^2/m_{\text{SUSY}}^2)$. Es de destacar, sin embargo, que estas contribuciones carecen en todos los casos de impacto a nivel fenomenológico. En el límite estudiado $m_A \gg M_W$, sólo para el bosón de Higgs liviano las correcciones de $\mathcal{O}(M_W^2/m_{\text{SUSY}}^2)$ compiten con las contribuciones $\mathcal{O}(m_{H_x}^2/m_{\text{SUSY}}^2)$ y en principio podrían ser relevantes. Sin embargo, en los escenarios de interés (con $m_{\text{SUSY}} > 1 \text{ TeV}$), estas correcciones son menores a $\mathcal{O}(10^{-13})$ y se encuentra fuera del alcance de la sensibilidad de los experimentos. Por otro lado, encontramos que las anchuras de decaimiento máximas para el bosón de Higgs liviano permitidas por los datos son de $\mathcal{O}(10^{-7})$ y también están fuera del alcance experimental. Por estos motivos, nos concentramos en los decaimientos de escalares pesados.

En resumen, en este capítulo presentamos fórmulas analíticas simples para los factores de forma y vértices efectivos a través de un cálculo en la MIA. Este método constituye una herramienta útil para futuros estudios fenomenológicos de LFVHD. Finalmente, concluimos a partir de nuestros resultados numéricos de las anchuras de decaimiento en los planos $(m_A, \tan \beta)$ y $(m_{\text{SUSY}}, \tan \beta)$, que en el caso más prometedor de mezcla δ_{23}^{LL} , podemos obtener máximos valores de $\text{BR}(H, A \rightarrow \tau\mu) \sim 10^{-3}$ (sumando ambos estados finales $\tau\bar{\mu}$ y $\bar{\tau}\mu$). Estos valores no están lejos del alcance del LHC y fueron obtenidos teniendo en cuenta las restricciones experimentales provenientes de $\tau \rightarrow \mu\gamma$ y

las búsquedas de bosones de Higgs pesados en el LHC. En el caso del escalar liviano h , las anchuras permitidas son mucho menores y están fuera del alcance de los experimentos actuales.

Capítulo 3

Vértice Efectivo $H\ell_i\ell_j$ con violación de sabor leptónico inducido por neutrinos derechos bajo la Aproximación de Inserción de Masa

En este capítulo mostraremos nuevos cálculos para los decaimientos de Higgs con violación de sabor leptónico que son generados radiativamente a un loop por neutrinos derechos pesados. Dichos cálculos fueron realizados en el contexto de un modelo de seesaw inverso con tres neutrinos derechos ν_R y tres singletes extras X , pero los resultados pueden ser generalizados a otros modelos tipo seesaw de baja escala. La novedad de estos cálculos reside en la utilización de la Aproximación de Inserción de Masa. Como discutimos en el capítulo anterior, esta técnica explota los estados en la base de interacción electrodébil en lugar de utilizar los nueve estados físicos para los neutrinos del modelo de seesaw inverso. De igual manera, este método permite escribir los resultados analíticos explícitamente en términos de los parámetros más relevantes del modelo. Estos parámetros son los acoplamientos tipo Yukawa Y_ν y los parámetros de masas de los neutrinos derechos M_R . Los acoplamientos de Yukawa se consideran no-diagonales en el espacio de sabor por lo que son los únicos responsables de inducir los procesos con

violación de sabor leptónico que nos interesan. Efectuamos estos cálculos hasta orden $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$ y comparamos la bondad de esta aproximación con los cálculos hechos en la base física para neutrinos. Por otro lado, mostramos los vértices efectivos a un loop $H l_i l_j$ para estos decaimientos de Higgs con violación de sabor que son obtenidos en un desarrollo de gran masa M_R de los factores de forma. Estas fórmulas simples pueden resultar interesantes para otros análisis en los cuales se desee estimar las tasas de decaimiento $H \rightarrow l_i \bar{l}_j$ de una manera rápida y para un conjunto de parámetros del modelo Y_ν y M_R determinado.

Este capítulo se organiza de la siguiente manera: en la sección 3.1 nos dedicamos a mostrar las características del modelo junto con las reglas de Feynman necesarias en la base de interacción electrodébil para implementar la MIA. En la sección 3.2, presentaremos las expresiones analíticas para los factores de forma, las funciones de loops relevantes, las anchuras de decaimiento parcial y comprobaremos la invarianza de gauge, mientras que en la sección 3.3 compararemos dichos cálculos con los resultados numéricos en la base física. En la sección 3.4 encontraremos los vértices efectivos para estos procesos en los casos de que el bosón de Higgs esté o no en capa de masa. Por último, expondremos los resultados más importantes en la sección 3.6.

3.1 El Modelo seesaw inverso con mezclas de sabor en el sector de neutrinos derechos

Como mencionamos anteriormente, trabajaremos en el contexto de los modelos de seesaw de baja escala pero llevaremos a cabo los cálculos de los factores de forma y vértices efectivos de los LFVHD para una realización particular de este tipo de modelos. Si bien decidimos entonces enfocarnos en el modelo seesaw inverso como ejemplo paradigmático, veremos más adelante que los resultados pueden ser generalizados a otro tipo de modelos seesaw de baja escala. En esta sección, presentaremos la elección de la base de interacción EW y los parámetros relevantes del modelo para realizar los cálculos.

En cuanto a las características generales de los modelos seesaw de baja escala que son importantes para este estudio, debemos recordar que suponemos simetrías aproximadas, en particular, la conservación aproximada del número leptónico para explicar la escala pequeña de la masa de los neutrinos observados. En el contexto del modelo ISS, hay una

simetría $U(1)_L$ rota por un único parámetro μ_X pequeño que, desde una perspectiva de naturalidad, se espera que sea pequeño puesto que un valor nulo incrementaría la simetría del modelo. En este contexto, la pequeñez de la escala de masa de los neutrinos se hereda del parámetro μ_X . Recordemos que en el modelo seesaw Tipo-I, las masas pequeñas de los neutrinos se explican por el cociente entre dos escalas de masas muy diferentes: una es la escala de ruptura de la simetría electrodébil dada por el VEV del bosón de Higgs $v = 174$ GeV, y otra escala asociada con la masa de Majorana que viola el número leptónico y es de $\mathcal{O}(10^{14-15})$ GeV. Estas características motivan el estudio del modelo seesaw inverso en nuestro caso. La ventaja de introducir la escala μ_X es que nos permite reproducir las masas pequeñas de los neutrinos pero incorporando nuevos grados de libertad a escalas no tan grandes, por ejemplo a la escala del TeV, con acoplamientos tipo Yukawa potencialmente grandes, es decir $Y_\nu^2/4\pi \lesssim \mathcal{O}(1)$. De esta manera, dichos modelos pueden tener implicancias fenomenológicas interesantes en la actualidad.

Más precisamente, el modelo ISS considerado en este análisis incluye pares de singletes fermiónicos, (ν_R, X) , con LN opuesto y suponemos que la única fuente de violación de LN es a través del parámetro μ_X naturalmente chico. Para poder reproducir los datos observados sobre los neutrinos livianos, es necesario incorporar más de un singlete fermiónico. Continuando el patrón del SM con tres familias fermiónicas, consideramos agregar tres de estos pares al contenido de partículas del SM. En consecuencia, la parte relevante del Lagrangiano del modelo ISS viene dada por:

$$\mathcal{L}_{\text{ISS}} = -Y_\nu^{ij} \overline{L}_i \tilde{\Phi} \nu_{Rj} - M_R^{ij} \overline{\nu}_{Ri}^c X_j - \frac{1}{2} \mu_X^{ij} \overline{X}_i^c X_j + h.c., \quad (3.1)$$

donde $L = (\nu_L, l_L)$ es el doblete leptónico del SM, $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$ con Φ el doblete de Higgs del SM y los índices i, j barren el espacio de sabor. Los acoplamientos Y_ν , μ_X y M_R corresponden a matrices de 3×3 . Definimos los campos fermiónicos conjugados bajo C como $f_L^c = (f_L)^c = (f^c)_R$ y $f_R^c = (f_R)^c = (f^c)_L$.

Luego de la ruptura de la simetría electrodébil, resulta la matriz de 9×9 de masa para los neutrinos en este modelo ISS. En la base de interacción EW, (ν_L^c, ν_R, X) , podemos escribirla como:

$$M_{\text{ISS}} = \begin{pmatrix} 0 & m_D & 0 \\ m_D^T & 0 & M_R \\ 0 & M_R^T & \mu_X \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

con $m_D = vY_\nu$ y $v = 174 \text{ GeV}$. Esta matriz de masa se diagonaliza con una matriz unitaria U_ν también de 9×9 , siguiendo la relación:

$$U_\nu^T M_{\text{ISS}} U_\nu = \text{diag}(m_{n_1}, \dots, m_{n_9}), \quad (3.3)$$

dando lugar a los nueve autoestados de masa para los neutrinos n_i . Estos estados físicos son fermiones de Majorana, es decir, son su propia antipartícula. La relación entre la base EW y la base física de los neutrinos está dada por:

$$\begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \\ X \end{pmatrix} = U_\nu P_R \begin{pmatrix} n_1 \\ \vdots \\ n_9 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \\ X^c \end{pmatrix} = U_\nu^* P_L \begin{pmatrix} n_1 \\ \vdots \\ n_9 \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

En el caso de la jerarquía de masas $\mu_X \ll m_D \ll M_R$, es posible diagonalizar M_{ISS} por bloques. Uno de estos bloques resulta ser la matriz de 3×3 de masa para los neutrinos livianos

$$M_{\text{light}} \simeq m_D M_R^{T-1} \mu_X M_R^{-1} m_D^T, \quad (3.5)$$

que es diagonalizado por la matriz U_{PMNS} :

$$U_{\text{PMNS}}^T M_{\text{light}} U_{\text{PMNS}} = m_\nu^{\text{diag}}, \quad (3.6)$$

donde $m_\nu^{\text{diag}} = \text{diag}(m_{\nu_1}, m_{\nu_2}, m_{\nu_3})$ es la matriz diagonal que contiene las masas de los tres neutrinos ligeros.

Por otro lado, el bloque de 6×6 corresponde a los neutrinos pesados, que en el caso $\mu_X \ll m_D \ll M_R$, contiene las masas grandes del orden $m_N \simeq M_R$. Debemos notar que a partir de la Ec. 3.5 y la Ec. 3.6 podemos reproducir los datos de la oscilación de neutrinos en este modelo a partir del parámetro μ_X :

$$\mu_X = M_R^T m_D^{-1} U_{\text{PMNS}}^* m_\nu^{\text{diag}} U_{\text{PMNS}}^\dagger m_D^{T-1} M_R. \quad (3.7)$$

La ventaja de utilizar esta parametrización [55] es que podemos considerar a los acoplamientos tipo Yukawa Y_ν y masas pesadas M_R como parámetros independientes del modelo de manera de asegurarnos que el mismo reproduce los datos observados en la oscilación de neutrinos.

Por otro lado, debemos recordar que de la Ec. 3.1, hay tres escalas distintas en este modelo:

- $m_D = vY_\nu$, da cuenta de la interacción entre los neutrinos derechos e izquierdos con el bosoón de Higgs. En general, esta matriz es no-diagonal en el espacio de sabor.
- M_R , controla el tamaño de la masa de los nuevos neutrinos pesados.
- μ_X , controla el tamaño de la masa de los neutrinos livianos.

Como dichos parámetros son independientes, pueden considerarse simultáneamente fuertes acoplamientos tipo Yukawa, $Y_\nu^2/4\pi \sim \mathcal{O}(1)$, pero moderadas masas para los neutrinos pesados (en el rango del TeV), siendo de esta manera potencialmente accesibles en los experimentos actuales. Estas dos características hacen a los modelos ISS interesantes desde un punto de vista fenomenológico y conllevan importantes consecuencias en el problema de la violación del sabor leptónico.

La matriz de 9×9 de la Ec. 3.2 provee todos los parámetros necesarios para hacer los cálculos en la MIA, esto es, contiene los parámetros de masa de los estados en la base de gauge junto con las inserciones de masa que intervienen en el cálculo bajo esta aproximación. Las inserciones de masa conectan dos estados diferentes de neutrinos y son expresadas en términos de las matrices μ_X , m_D y M_R de 3×3 , por lo que resultan en general no-diagonales en el espacio de sabor. Más específicamente, la inserción de masa dada por μ_X conecta dos singletes X , la dada por m_D conecta ν_L con ν_R y la dada por M_R conecta ν_R con X . Para simplificar el cálculo, usamos la libertad de redefinir los nuevos campos (ν_R, X) de tal manera de que la matriz M_R resulte diagonal en el espacio de sabor. Además consideramos el caso de que sus entradas diagonales estén degeneradas ($M_{R_i} = M_R$ para $i = 1, 2, 3$) pero veremos más adelante cómo generalizar los resultados para el caso no-degenerado (ver la Ec. 3.19). En consecuencia, toda la violación del sabor leptónico está contenida en las matrices μ_X y m_D . Sin embargo, como estamos suponiendo que μ_X es lo suficientemente pequeño para reproducir las masas de los neutrinos ligeros, esta matriz de masa resulta irrelevante para la física de sabor estudiada. Finalmente, la única inserción de masa que cambia el sabor leptónico viene dada por m_D , es decir, por los acoplamientos tipo Yukawa Y_ν .

Las inserciones de masa dadas por M_R pueden ser grandes si se considera dicho parámetro a la escala del TeV. Como estamos interesados en un cálculo perturbativo de la MIA a un loop para los factores de forma y vértices efectivos de los LFVHD, válidos para masas M_R pesadas, vemos conveniente definir una base de gauge diferente tal que las “inserciones grandes” dadas por M_R sean resumadas de manera que estas masas intervengan en el denominador de los propagadores de estos nuevos estados. Esta redefinición de la base de gauge está motivada por el hecho de que las partículas externas del proceso (H , l_i y l_j) sólo interactúan con los estados de neutrinos ν_L y ν_R . El singlete X interactúa exclusivamente con ν_R a través de las inserciones de masa que van como M_R y, en consecuencia, aparece en el cálculo de loops como un estado intermedio dentro de la línea interna que empieza y termina con ν_R . Por lo tanto, la nueva base incluye todos los efectos de las inserciones secuenciales de los campos X . Más específicamente, sumamos sobre todas las inserciones proporcionales a M_R y definimos dos tipos de propagadores modificados: uno con el mismo estado de partícula inicial y final, que corresponde a un número par de inserciones M_R (que llamaremos *propagadores vestidos*), y el otro con diferente estado inicial y final correspondiente a un número impar de inserciones. Justamente, necesitamos para nuestro cálculo este *propagador vestido* ya que propaga un ν_R en un ν_R y contiene la suma de la serie infinita con una cantidad par de inserciones debidas a la interacción entre X y ν_R . Veremos más adelante en detalle cómo resumar estas series para obtener los propagadores modificados.

Finalmente, queremos enfatizar que si bien hicimos nuestros cálculos en un modelo ISS, los resultados pueden aplicarse a cualquier modelo seesaw de baja escala que tengan las mismas reglas de Feynman. También es importante destacar que la única fuente de violación de sabor es la matrix de acoplamiento tipo Yukawa de los neutrinos y que los neutrinos pesados derechos se propagan como nuestros *propagadores vestidos*.

3.1.1 Reglas de Feynman relevantes

Para calcular los vértices efectivos $Hl_i\bar{l}_j$ en la MIA, es importante primero discutir las reglas de Feynman en la base de interacción EW entre los neutrinos derechos e izquierdos con el resto de las partículas. El punto crucial de la MIA y su simplicidad es justamente el uso de la base de gauge en lugar de la base física para las partículas que se propagan en el loop (que es la más usada en la literatura). En la figura 3.1, resumimos

las reglas de Feynman relevantes para este estudio. Incluimos las inserciones de masa que cambian el sabor leptónico (dadas por m_D), los propagadores usuales del SM y los nuevos *propagadores vestidos* para ν_R junto con los vértices triples de interacción entre las partículas del SM y ν_R . Dejamos para el apéndice C la deducción de las interacciones triples que involucran al neutrino derecho en la base de gauge a partir del Lagrangiano en la bse física.

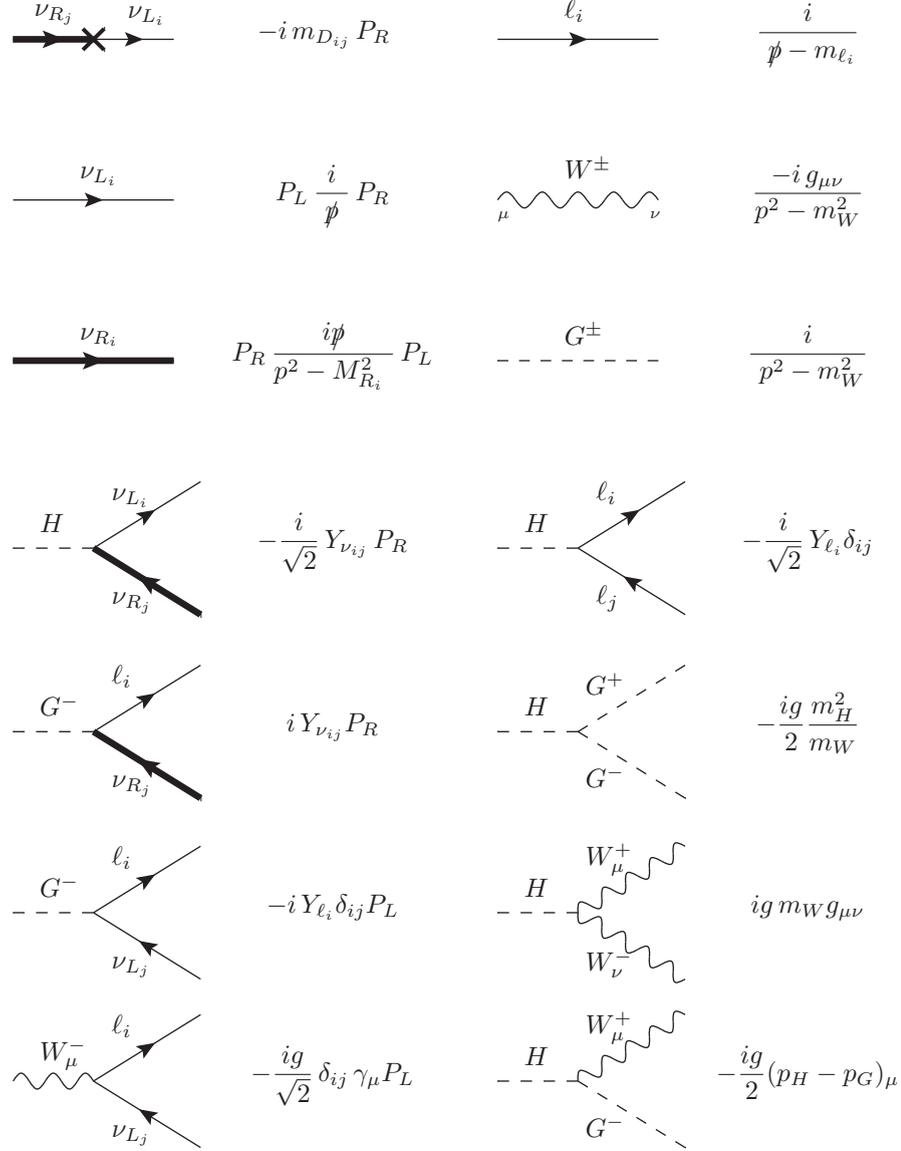


FIGURA 3.1: Reglas de Feynman relevantes para el cálculo en la MIA de $\Gamma(H \rightarrow l_k l_m^-)$. Las reglas en las que intervienen neutrinos están escritas en la base de interacción EW para ν_R y ν_L , según lo definido en la sección 3.1. El gauge elegido es el de Feynman-'tHooft. Los impulsos p_H y p_G son entrantes.

3.1.1.1 Deducción del *propagador vestido*

Veamos cómo aparece el *propagador vestido* en este modelo. La idea es resumir todas las posibles inserciones de masa diagonales M_R de modo que estas masas grandes inter vengan en el denominador de los nuevos estados. Repetiremos las ideas ilustradas en los ejemplos de la sección 1.3.

Para realizar el cálculo bajo la MIA en la base electrodébil (ν_L^c, ν_R, X) , necesitamos tener en cuenta todos los propagadores e inserciones dadas por la matriz de masa de la Ec. 3.2 y son resumidas en la figura 3.2.

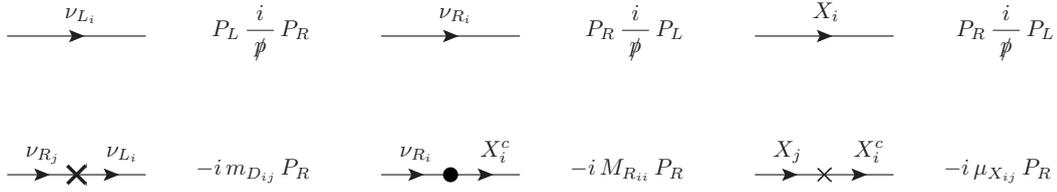


FIGURA 3.2: Propagadores e inserciones en la base electrodébil del ISS. Las cruces denotan inserciones que pueden cambiar el sabor leptónico mientras que el punto representa las inserciones diagonales en el espacio de sabor.

Es importante destacar que los proyectores P_L y P_R de los campos quirales se deben a las definiciones:

$$\begin{aligned} \nu_L^c, \nu_R, X &\longrightarrow \text{campos derechos,} \\ \nu_L, \nu_R^c, X^c &\longrightarrow \text{campos izquierdos.} \end{aligned} \quad (3.8)$$

La inserción de masa que relaciona los campos ν_R y X se considera diagonal en el espacio de sabor y viene dada por la escala M_R . Por otro lado, las inserciones no-diagonales en sabor vienen dadas por m_D (cruz gruesa en las figuras 3.1 y 3.2) y por μ_X (cruz fina en la figura 3.2) y conectan los campos $\nu_L - \nu_R$ y dos X 's, respectivamente. En este análisis estamos bajo la suposición de que la escala μ_X es pequeña, por lo que despreciamos este tipo de inserciones y consideramos a las que van como m_D como las únicas inserciones LFBV relevantes.

El cálculo de los LFBVD se realiza como un desarrollo perturbativo de las inserciones de masa que violan el sabor leptónico. Entonces, encontramos conveniente tener en cuenta primero los efectos de todas las posibles inserciones diagonales M_R . Este proceso permite considerar a M_R como una escala de masa pesada de manera que podemos

definir el vértice efectivo para la interacción $Hl_i l_j$. En consecuencia, quedan definidos dos tipos de propagadores modificados: uno que conecta los mismos estados inicial y final (que consiste en todas las posibles inserciones pares de M_R) y otro que conecta diferentes estados inicial y final (cantidad impar de inserciones). Esto es análogo al primer ejemplo de aplicación de la MIA desarrollado en la sección 1.3. Podemos definir los dos propagadores modificados que tienen como estado inicial un ν_R , resumiendo las series infinitas:

$$\begin{aligned} \text{Prop}_{\nu_{R_i} \rightarrow \nu_{R_i}} &= P_R \frac{i}{\not{p}} P_L + P_R \frac{i}{\not{p}} P_L \left(-iM_{R_i}^* P_L \right) P_L \frac{i}{\not{p}} P_R \left(-iM_{R_i} P_R \right) P_R \frac{i}{\not{p}} P_L + \dots \\ &= P_R \frac{i}{\not{p}} \sum_{n \geq 0} \left(\frac{|M_{R_i}|^2}{p^2} \right)^n P_L = P_R \frac{i \not{p}}{p^2 - |M_{R_i}|^2} P_L, \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \text{Prop}_{\nu_{R_i} \rightarrow X_i^c} &= P_L \frac{i}{\not{p}} P_R \left(-iM_{R_i} P_R \right) P_R \frac{i}{\not{p}} P_L \\ &+ P_L \frac{i}{\not{p}} P_R \left(-iM_{R_i} P_R \right) P_R \frac{i}{\not{p}} P_L \left(-iM_{R_i}^* P_L \right) P_L \frac{i}{\not{p}} P_R \left(-iM_{R_i} P_R \right) P_R \frac{i}{\not{p}} P_L \\ &+ \dots \\ &= P_L \frac{iM_{R_i}}{p^2} \sum_{n \geq 0} \left(\frac{|M_{R_i}|^2}{p^2} \right)^n P_L = P_L \frac{iM_{R_i}}{p^2 - |M_{R_i}|^2} P_L. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Diagramáticamente, estas series vienen dadas en la figura 3.3. De la misma manera, se definen otros propagadores modificados que consideran los campos ν_R^c y X . Como el campo X no interactúa con ninguna pata externa de los LFBVD estudiados, los efectos de este estado quedan contenidos en el *propagador vestido* de la Ec. 3.9. De esta manera queda definido el propagador que usaremos para los estados ν_R .

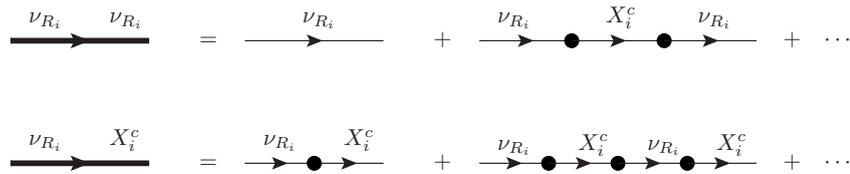


FIGURA 3.3: Propagadores modificados de neutrinos luego de resumar las infinitas inserciones denotadas por los puntos negros. Usaremos líneas gruesas con los mismos (diferentes) estados inicial y final para denotar todas las inserciones M_R pares (impares). En este estudio, la línea gruesa con los mismos estados inicial y final ν_R es llamada *propagador vestido*.

3.2 Resultados analíticos de las tasas de decaimientos para LFBVD en la MIA

En lo que sigue, presentaremos los resultados para la anchura parcial de decaimiento del LFBVD en el modelo ISS: $\Gamma(H_x \rightarrow l_k \bar{l}_m)$ con $k, m = 1, 2, 3$ y $k \neq m$. Explicaremos en detalle cómo implementamos la MIA considerando el LO y NLO del desarrollo en potencias de m_D (o equivalentemente de Y_ν) ya que, como discutimos en la sección anterior, es la inserción de masa relevante que cambia el sabor leptónico en el observable de interés.

Como en el capítulo anterior, la amplitud del proceso $H(p_1) \rightarrow l_k(-p_2)\bar{l}_m(p_3)$ se escribe genéricamente en función de los factores de forma $F_{L,R}$ como:

$$i\mathcal{M} = -ig\bar{u}_{l_k}(-p_2)(F_L P_L + F_R P_R)v_{l_m}(p_3), \quad (3.11)$$

por lo que la anchura de decaimiento resulta ser:

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow l_k \bar{l}_m) &= \frac{g^2}{16\pi m_H} \sqrt{\left(1 - \left(\frac{m_{l_k} + m_{l_m}}{m_H}\right)^2\right) \left(1 - \left(\frac{m_{l_k} - m_{l_m}}{m_H}\right)^2\right)} \\ &\times \left((m_H^2 - m_{l_k}^2 - m_{l_m}^2)(|F_L|^2 + |F_R|^2) - 4m_{l_k}m_{l_m} \text{Re}(F_L F_R^*) \right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

siendo p_1 el momento incidente del bosón de Higgs, $-p_2$ el momento saliente del leptón l_k y p_3 el momento saliente del antileptón \bar{l}_m , con la ecuación de conservación $p_1 = p_3 - p_2$. La masa del bosón de Higgs H viene dada por m_H y $m_l = Y_l v$ representa la masa del leptón l (con $v = 174$ GeV). Como trabajamos con parámetros reales, las predicciones para el canal conjugado bajo la simetría CP ($H_x \rightarrow l_m \bar{l}_k$) coinciden con las del canal $H \rightarrow l_k \bar{l}_m$.

Hemos realizado un cálculo diagramático para $\Gamma(H \rightarrow l_k \bar{l}_m)$ en el contexto de la MIA considerando las siguientes hipótesis:

- utilizamos la base de interacción electrodébil de neutrinos en lugar de su base física (la usual en los cálculos de la literatura).
- las partículas externas H , l_k y \bar{l}_m se tratan en su base física.

- usamos los *propagadores vestidos* para los neutrinos derechos y las reglas de Feynman descritas en la sección 3.1.1.
- las amplitudes de estos LFVHD se evaluaron a orden de un loop en el gauge de Feynman-'t Hooft. Más adelante veremos que los mismos resultados se obtienen en el gauge Unitario.
- todos los loops deben contener al menos un neutrino derecho ya que son las únicas partículas que transmiten la violación del sabor leptónico a través de las entradas no-diagonales de la matriz de masa de neutrinos.
- según lo mostrado en las reglas de Feynman de la figura 3.1, estos acoplamientos Yukawa que cambian sabor (Y_ν^{mk} con $m \neq k$) aparecen exactamente en dos lugares: en las inserciones de masa m_D y en las interacciones con el sector escalar entre neutrinos izquierdo y derecho. En ambos casos, resulta proporcional a Y_ν por lo que el uso de la MIA provee un desarrollo perturbativo en potencias de este parámetro.
- Como cada Y_ν aparece dos veces por cada ν_R en una línea interna y dado que no hay interacciones con dos neutrinos derechos, todos los loops tienen un número par de potencias de Y_ν (dependiendo de la cantidad de *propagadores vestidos*).

En consecuencia, las contribuciones a un loop de las amplitudes de estos LFVHD en el contexto de la MIA, vienen dadas por un desarrollo en potencias pares de Y_ν . Más específicamente, los términos LO corresponden a $\mathcal{O}(Y_\nu Y_\nu^\dagger)$ mientras que los términos NLO son $\mathcal{O}(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger)$. Entonces podemos escribir a los factores de forma de la Ec. 3.11 de la siguiente manera:

$$F_{L,R}^{\text{MIA}}(Y^2+Y^4) = \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger\right)^{km} f_{L,R}^{(Y^2)} + \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger\right)^{km} f_{L,R}^{(Y^4)}. \quad (3.13)$$

Esperamos que en el régimen perturbativo de los acoplamientos de Yukawa de neutrinos los siguientes términos de este desarrollo ($\mathcal{O}(Y_\nu^6)$ y mayores órdenes) sean muy pequeños y pueden despreciarse. Por otro lado, como veremos en las próximas secciones, considerando este desarrollo en potencias de Y_ν y trabajando en la hipótesis de M_R como escala de masa pesada, la MIA también provee un desarrollo en potencias de v/M_R . Más adelante, mostraremos explícitamente a través de un desarrollo analítico de los factores

de forma en el límite $M_R \gg v$, que los términos dominantes de las dos contribuciones de la Ec. 3.13, el LO $f_{L,R}^{(Y^2)}$ y el NLO $f_{L,R}^{(Y^4)}$, escalan ambos como $(v/M_R)^2$. Contrariamente, las siguientes contribuciones ($\mathcal{O}(Y^6)$ en adelante) decrecen más rápidamente como $(v/M_R)^4$ y en consecuencia, pueden ser despreciadas para neutrinos derechos pesados incluso si los acoplamientos de Yukawa son de $\mathcal{O}(1)$. En resumen, es suficiente considerar las dos contribuciones LO y NLO de la Ec. 3.13 para el cálculo en la MIA a un loop en la jerarquía de masas de interés $\mu_X \ll m_D \ll M_R$.

Para estimar la bondad de la MIA en este estudio de LFBVHD, incluiremos también una comparación numérica con el cálculo completo a un loop en la base física [55, 79]. Para una comparación más directa, adoptaremos en la MIA la misma notación (i) (con $i = 1, \dots, 10$) para los diez tipos de diagramas en el cálculo completo de la figura 3.4 en el gauge de Feynman-'t Hooft. Estos diagramas se clasifican en correcciones de vértice ($i = 1, \dots, 6$) y de pata externa ($i = 7, \dots, 10$).

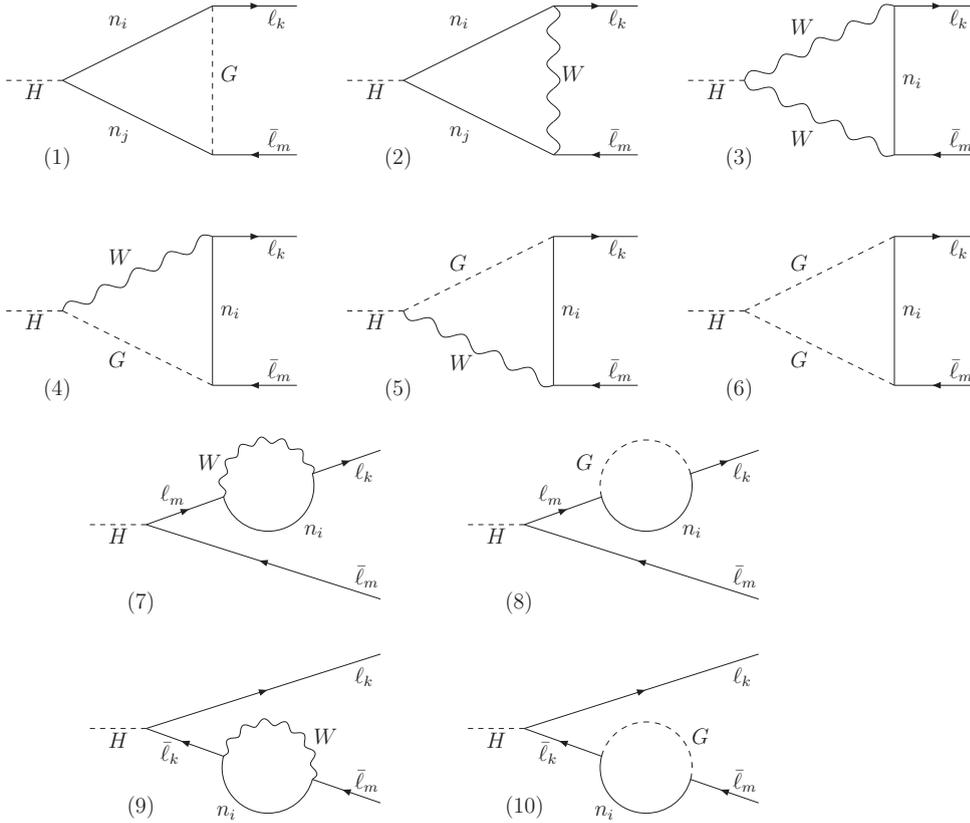


FIGURA 3.4: Los diez tipos de diagramas a un loop que contribuyen en el cálculo completo del decaimiento $H \rightarrow l_k \bar{l}_m$ en la base física.

Para el cálculo en la MIA, seguimos un procedimiento diagramático que consiste en la inserción sistemática de propagadores (vestidos) de neutrinos derechos en todos los posibles lugares dentro de los loops según las interacciones de la figura 3.1. Por lo tanto, los diagramas con exactamente un neutrino derecho contribuirán a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ y estas contribuciones LO se esquematizan en la figura 3.5 para correcciones de vértice y en la figura 3.6 para pata externa. Observemos que cada diagrama corresponde a una de las siguientes tres combinaciones: (i) 1 vértice con ν_R y 1 inserción m_D , (ii) 0 vértices con ν_R y 2 inserciones m_D , (iii) 2 vértices con ν_R y 0 inserciones m_D .

A su vez, los términos NLO de $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ corresponden a los diagramas con exactamente dos neutrinos derechos en los loops. Las contribuciones dominantes de este tipo vienen de los diagramas tipo 1 (figura 3.7) y de tipo 8 y 10 (figura 3.8). Nuevamente, cada diagrama corresponde a una de las siguientes tres combinaciones: (i) 2 vértices con ν_R y 2 inserciones m_D , (ii) 3 vértices con ν_R y 1 inserción m_D , (iii) 1 vértice con ν_R y 3 inserciones m_D . Otras posibles combinaciones corresponden a correcciones subdominantes en el límite de interés de gran M_R pues van con potencias extras de M_R en el denominador.

Los factores de forma en la MIA se obtienen luego de sumar todas estas contribuciones:

$$F_{L,R}^{\text{MIA}} = \sum_{i=1}^{10} F_{L,R}^{\text{MIA}(i)}. \quad (3.14)$$

3.2.1 Expresiones analíticas para los factores de forma

En esta sección presentaremos los resultados para los factores de forma diagrama a diagrama en la MIA separando las contribuciones LO y NLO. Estos resultados se expresan en términos de las funciones de un loop de Veltman-Passarino de dos puntos (B_0 y B_1), de tres puntos (C_0 , C_{11} , C_{12} y \tilde{C}_0) y de cuatro puntos (D_{12} , D_{13} y \tilde{D}_0). Estas funciones están definidas en el apéndice A.

Comencemos con un primer comentario sobre el comportamiento ultravioleta de estos factores de forma. Del cálculo completo en la base física [79], sabemos que las amplitudes de los diagramas (1), (8) y (10) de la figura 3.4 son divergentes ultravioleta por separado pero su suma (1)+(8)+(10) es finita, dando como resultado una amplitud total para este decaimiento convergente. En cuanto a las divergencias en la MIA, este cálculo

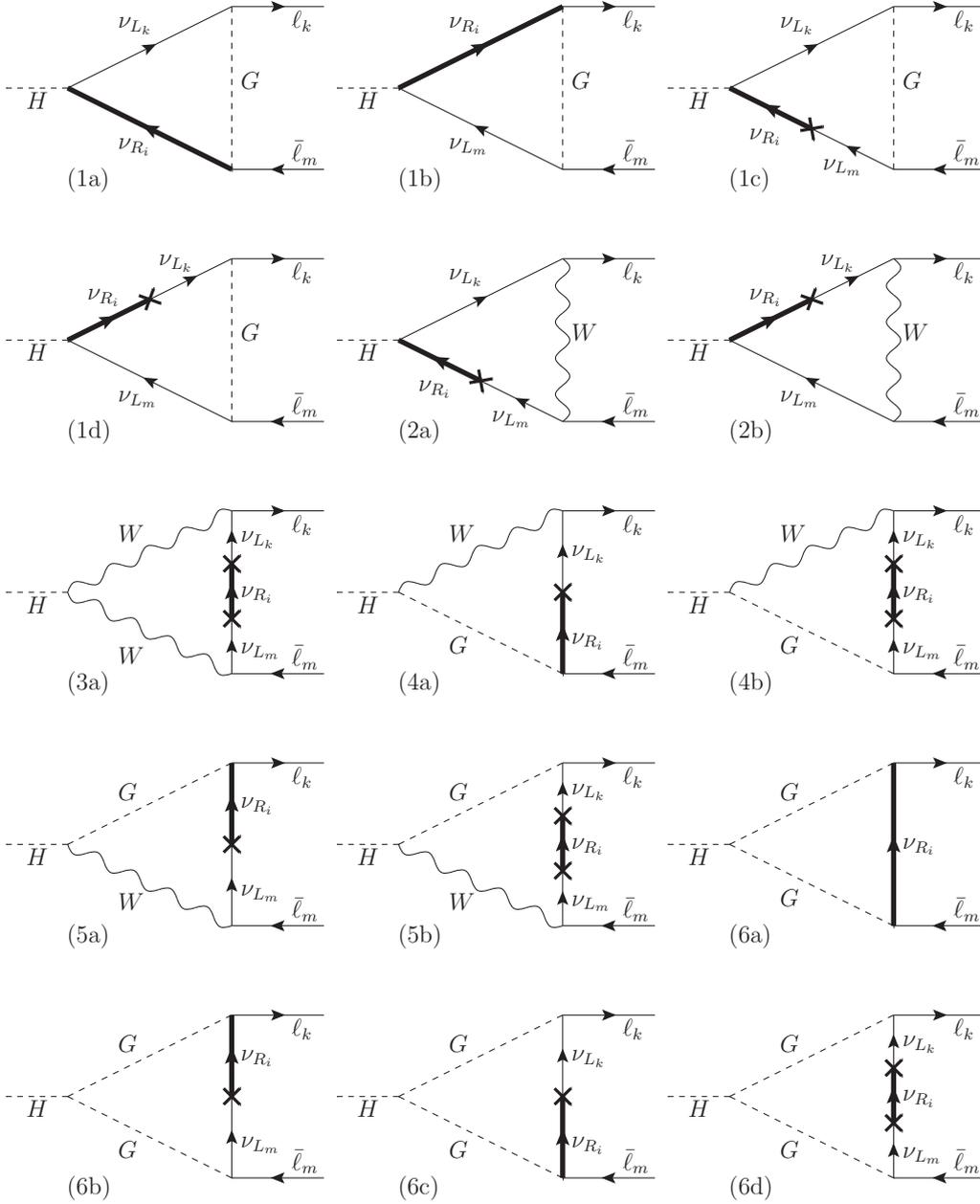


FIGURA 3.5: Correcciones de vértice relevantes en la MIA para los factores de forma de los LFVHD a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$.

muestra también que los diagramas (2)-(7) y (9) son finitos por separado mientras que las contribuciones LO de los diagramas (1), (8) y (10) divergen por separado pero su suma resulta finita. Por este motivo, en las comparaciones numéricas futuras, presentaremos la suma conjunta (1)+(8)+(10) ya que es convergente en lugar de cada uno de esos diagramas por separado.

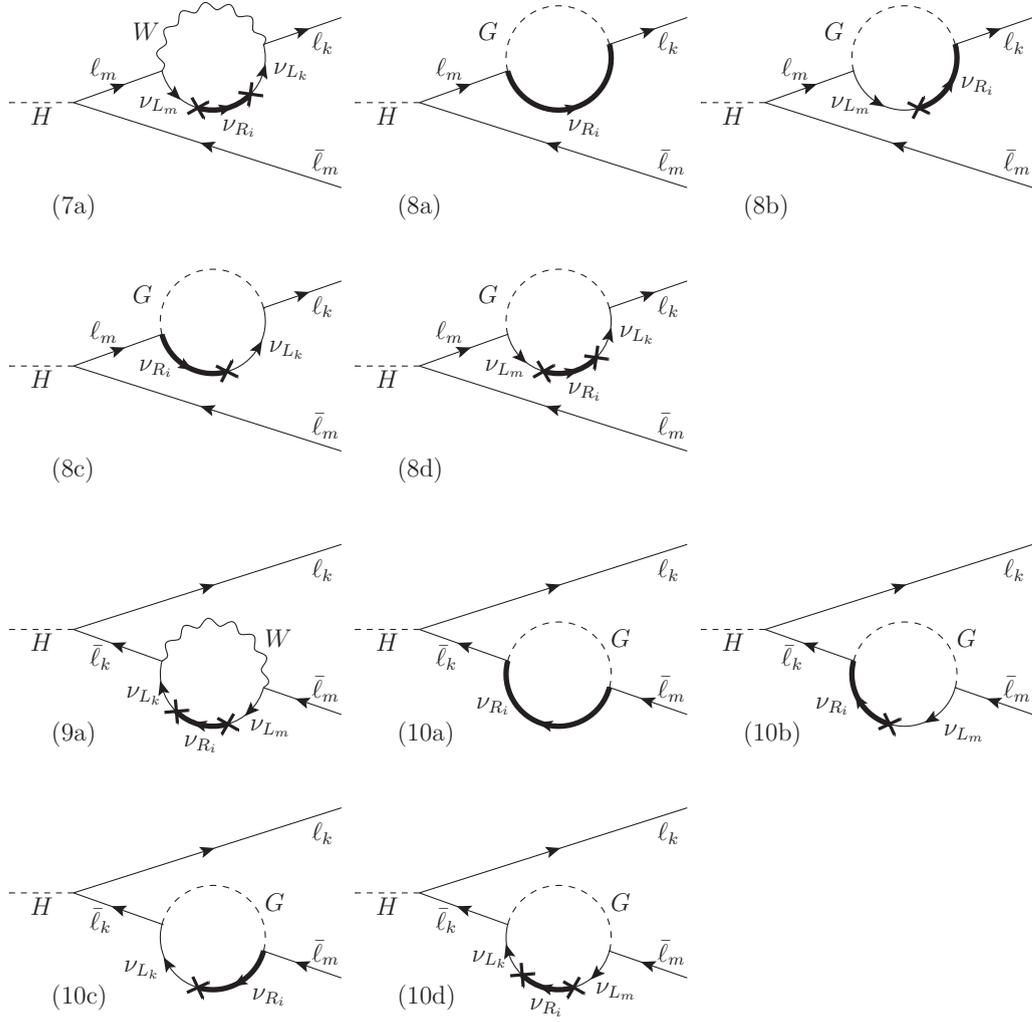


FIGURA 3.6: Correcciones de pata externa relevantes en la MIA para los factores de forma de los LFBVD a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$.

Discutiremos a continuación los factores de forma izquierdos y mostraremos las contribuciones de cada diagrama en la notación explicada anteriormente y usando $m_{k,m} \equiv m_{l_{k,m}}$. Nos interesamos en las contribuciones dominantes que son $\mathcal{O}(v^2/M_R^2)$ en el límite de gran M_R . En particular, las contribuciones de las funciones de loop del tipo D_i con dos M_R en sus argumentos de masa decrecen como $1/M_R^4$ por lo que son despreciadas (veremos más adelante cómo son los desarrollos de las funciones de loop en detalle).

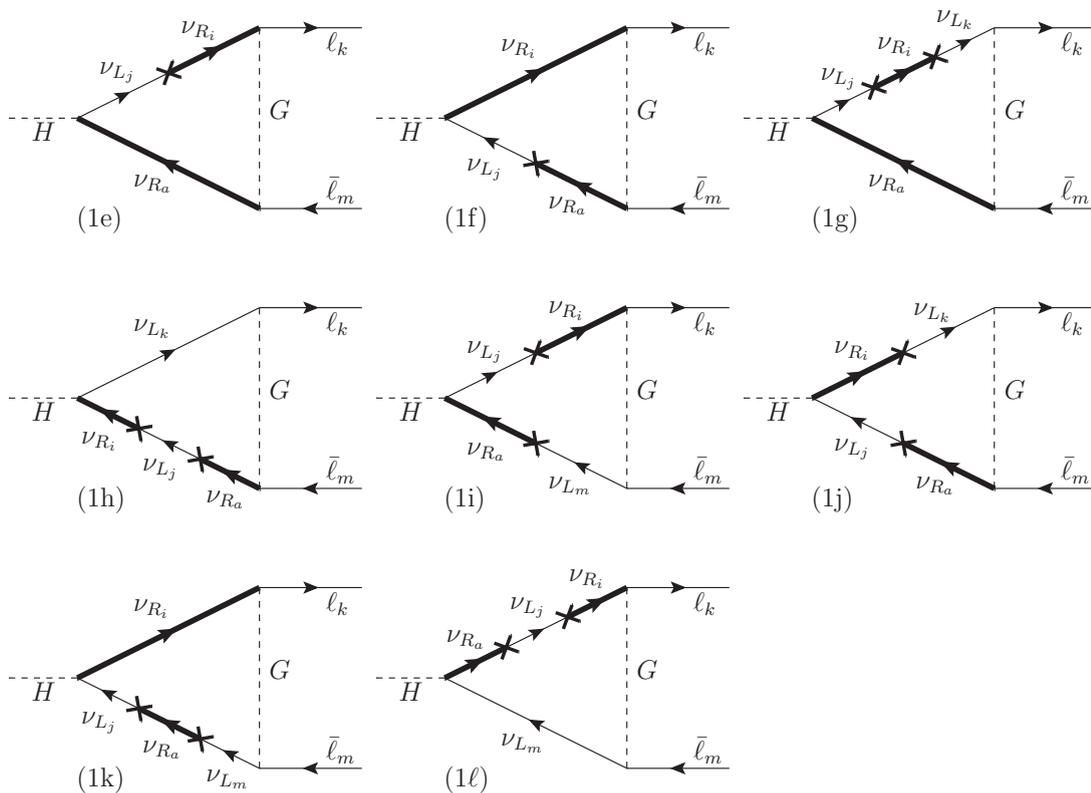


FIGURA 3.7: Correcciones de vértice relevantes en la MIA para los factores de forma de los LFBVD a $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$.

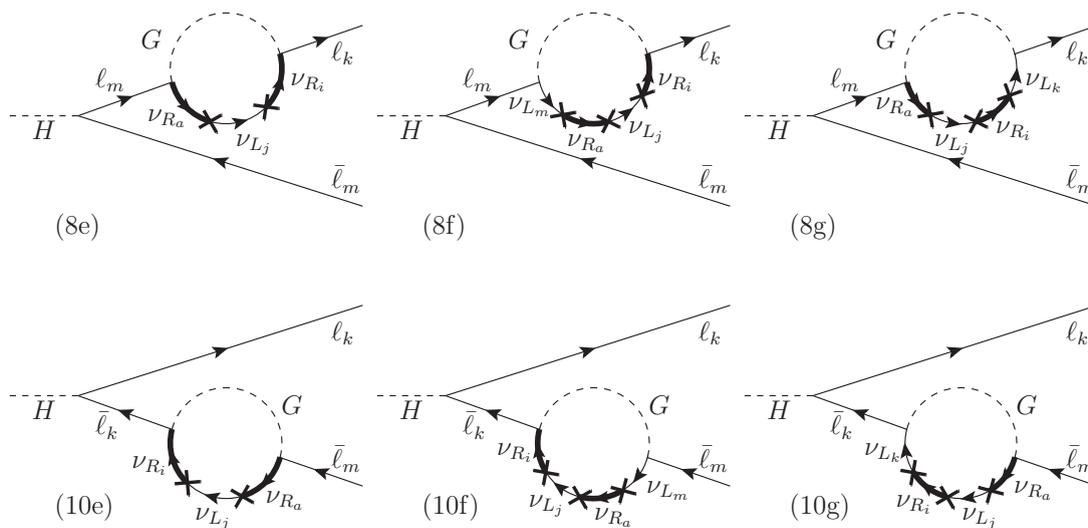


FIGURA 3.8: Correcciones de pata externa relevantes en la MIA para los factores de forma de los LFBVD a $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$.

Los resultados de las contribuciones LO $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ son:

$$\begin{aligned}
 F_L^{\text{MIA}(1)}(Y^2) &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((\tilde{C}_0 + m_k^2(C_{11} - C_{12}) + m_m^2 C_{12})_{(1a)} \right. \\
 &\quad \left. + m_m^2(C_0 + C_{11})_{(1b)} - m_m^2(C_{12})_{(1c)} - m_m^2(C_0 + C_{12})_{(1d)} \right), \\
 F_L^{\text{MIA}(2)}(Y^2) &= \frac{-1}{16\pi^2} m_k m_W \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((C_0 + C_{11} - C_{12})_{(2a)} + (C_{11} - C_{12})_{(2b)} \right), \\
 F_L^{\text{MIA}(3)}(Y^2) &= \frac{1}{8\pi^2} m_k m_W^3 \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} (D_{12} - D_{13})_{(3a)}, \\
 F_L^{\text{MIA}(4)}(Y^2) &= \frac{-1}{32\pi^2} m_k m_W \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((C_0 - C_{11} + C_{12})_{(4a)} + m_m^2(2D_{12} - D_{13})_{(4b)} \right), \\
 F_L^{\text{MIA}(5)}(Y^2) &= \frac{1}{32\pi^2} m_k m_W \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((2C_0 + C_{11} - C_{12})_{(5a)} \right. \\
 &\quad \left. + (C_0 + 2m_k^2 D_{12} - (2m_H^2 - m_m^2) D_{13})_{(5b)} \right), \\
 F_L^{\text{MIA}(6)}(Y^2) &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} m_H^2 \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((C_{11} - C_{12})_{(6a)} + (C_0)_{(6c)} + m_m^2(D_{13})_{(6d)} \right), \\
 F_L^{\text{MIA}(7)}(Y^2) &= \frac{1}{16\pi^2} m_k m_W \frac{m_m^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} (C_{12})_{(7a)}, \\
 F_L^{\text{MIA}(8)}(Y^2) &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \frac{m_m^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((B_1)_{(8a)} + \right. \\
 &\quad \left. + (B_0)_{(8b)} + (B_0)_{(8c)} + m_k^2(C_{12})_{(8d)} \right), \\
 F_L^{\text{MIA}(9)}(Y^2) &= \frac{-1}{16\pi^2} m_k m_W \frac{m_m^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} (C_{12})_{(9a)}, \\
 F_L^{\text{MIA}(10)}(Y^2) &= \frac{-1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \frac{m_m^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((B_1)_{(10a)} + \right. \\
 &\quad \left. + (B_0)_{(10b)} + \frac{m_k^2}{m_m^2} (B_0)_{(10c)} + m_k^2(C_{12})_{(10d)} \right). \tag{3.15}
 \end{aligned}$$

Por otro lado, los resultados de las contribuciones NLO $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ corresponden a:

$$\begin{aligned}
 F_L^{\text{MIA}(1)}(Y^4) &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} v^2 \left(-(C_{11} - C_{12})_{(1e)} - (C_{11} - C_{12} + C_0)_{(1f)} \right. \\
 &\quad \left. + (\tilde{D}_0)_{(1g)} + (\tilde{D}_0)_{(1h)} + (C_0)_{(1j)} \right), \\
 F_L^{\text{MIA}(8)}(Y^4) &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \frac{m_m^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} v^2 \left((C_{12})_{(8e)} + (C_0)_{(8f)} + (C_0)_{(8g)} \right), \\
 F_L^{\text{MIA}(10)}(Y^4) &= \frac{-1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \frac{m_m^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} v^2 \left((C_{12})_{(10e)} + \right. \\
 &\quad \left. + (C_0)_{(10f)} + \frac{m_k^2}{m_m^2} (C_0)_{(10g)} \right). \tag{3.16}
 \end{aligned}$$

Analicemos ahora los factores de forma derechos. Los resultados de las contribuciones LO $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ están dados por las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned}
F_R^{\text{MIA}(1)}(Y^2) &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_m}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left(m_k^2 (C_0 + C_{11})_{(1a)} + (\tilde{C}_0 + m_k^2 (C_{11} - C_{12}) + m_m^2 C_{12})_{(1b)} \right. \\
&\quad \left. - m_k^2 (C_0 + C_{11} - C_{12})_{(1c)} - m_k^2 (C_{11} - C_{12})_{(1d)} \right), \\
F_R^{\text{MIA}(2)}(Y^2) &= \frac{-1}{16\pi^2} m_m m_W \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((C_{12})_{(2a)} + (C_0 + C_{12})_{(2b)} \right), \\
F_R^{\text{MIA}(3)}(Y^2) &= \frac{1}{8\pi^2} m_m m_W^3 \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} (D_{13})_{(3a)}, \\
F_R^{\text{MIA}(4)}(Y^2) &= \frac{1}{32\pi^2} m_m m_W \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((2C_0 + C_{12})_{(4a)} \right. \\
&\quad \left. + (C_0 + 2m_m^2 D_{12} - (2m_H^2 - m_k^2)(D_{12} - D_{13}))_{(4b)} \right), \\
F_R^{\text{MIA}(5)}(Y^2) &= \frac{-1}{32\pi^2} m_m m_W \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((C_0 - C_{12})_{(5a)} + m_k^2 (D_{12} + D_{13})_{(5b)} \right), \\
F_R^{\text{MIA}(6)}(Y^2) &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_m}{m_W} m_H^2 \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((C_{12})_{(6a)} + (C_0)_{(6b)} + m_k^2 (D_{12} - D_{13})_{(6d)} \right), \\
F_R^{\text{MIA}(7)}(Y^2) &= \frac{1}{16\pi^2} m_m m_W \frac{m_k^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} (C_{12})_{(7a)}, \\
F_R^{\text{MIA}(8)}(Y^2) &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_m}{m_W} \frac{m_k^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((B_1)_{(8a)} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{m_m^2}{m_k^2} (B_0)_{(8b)} + (B_0)_{(8c)} + m_m^2 (C_{12})_{(8d)} \right), \\
F_R^{\text{MIA}(9)}(Y^2) &= \frac{-1}{16\pi^2} m_m m_W \frac{m_k^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} (C_{12})_{(9a)}, \\
F_R^{\text{MIA}(10)}(Y^2) &= \frac{-1}{32\pi^2} \frac{m_m}{m_W} \frac{m_k^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((B_1)_{(10a)} + \right. \\
&\quad \left. + (B_0)_{(10b)} + (B_0)_{(10c)} + m_m^2 (C_{12})_{(10d)} \right). \tag{3.17}
\end{aligned}$$

En tanto que los resultados de las contribuciones NLO $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ son:

$$\begin{aligned}
F_R^{\text{MIA}(1)}(Y^4) &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_m}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} v^2 \left(- (C_0 + C_{12})_{(1e)} - (C_{12})_{(1f)} \right. \\
&\quad \left. + (C_0)_{(1i)} + (\tilde{D}_0)_{(1k)} + (\tilde{D}_0)_{(1l)} \right), \\
F_R^{\text{MIA}(8)}(Y^4) &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_m}{m_W} \frac{m_k^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} v^2 \left((C_{12})_{(8e)} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{m_m^2}{m_k^2} (C_0)_{(8f)} + (C_0)_{(8g)} \right), \\
F_R^{\text{MIA}(10)}(Y^4) &= \frac{-1}{32\pi^2} \frac{m_m}{m_W} \frac{m_k^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} v^2 \left((C_{12})_{(10e)} + \right. \\
&\quad \left. + (C_0)_{(10f)} + (C_0)_{(10g)} \right), \tag{3.18}
\end{aligned}$$

donde definimos los argumentos de las funciones de un loop previas de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 \tilde{C}_0, C_i &= \tilde{C}_0, C_i(p_2, p_1, m_W, 0, M_R) && \text{in (1a), (1c), (2a)} \\
 \tilde{C}_0, C_i &= \tilde{C}_0, C_i(p_2, p_1, m_W, M_R, 0) && \text{in (1b), (1d), (2b)} \\
 C_i &= C_i(p_2, p_1, m_W, M_R, M_R) && \text{in (1e), (1f), (1i), (1j)} \\
 \tilde{D}_0 &= \tilde{D}_0(p_2, 0, p_1, m_W, 0, M_R, M_R) && \text{in (1g)} \\
 \tilde{D}_0 &= \tilde{D}_0(p_2, p_1, 0, m_W, 0, M_R, M_R) && \text{in (1h)} \\
 \tilde{D}_0 &= \tilde{D}_0(p_2, p_1, 0, m_W, M_R, M_R, 0) && \text{in (1k)} \\
 \tilde{D}_0 &= \tilde{D}_0(p_2, 0, p_1, m_W, M_R, M_R, 0) && \text{in (1l)} \\
 D_i &= D_i(0, p_2, p_1, 0, M_R, m_W, m_W) && \text{in (3a), (4b), (5b), (6d)} \\
 C_i &= C_i(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) && \text{in (4a), (4b), (5a), (5b), (6a), (6b), (6c)} \\
 C_{12} &= C_{12}(0, p_2, 0, M_R, m_W) && \text{in (7a), (8d)} \\
 B_i &= B_i(p_2, M_R, m_W) && \text{in (8a), (8b), (8c)} \\
 C_i &= C_i(0, p_2, M_R, M_R, m_W) && \text{in (8e), (8f), (8g)} \\
 C_{12} &= C_{12}(0, p_3, 0, M_R, m_W) && \text{in (9a), (10d)} \\
 B_i &= B_i(p_3, M_R, m_W) && \text{in (10a), (10b), (10c)} \\
 C_i &= C_i(0, p_3, M_R, M_R, m_W) && \text{in (10e), (10f), (10g)}.
 \end{aligned}$$

Como mencionamos al principio de este capítulo, consideraremos por simplicidad el caso degenerado $M_{R_i} = M_R$ ($i = 1, 2, 3$). Las fórmulas anteriores pueden generalizarse al caso no-degenerado incluyendo sumas en índices de sabor. Por ejemplo, deberían sustituirse las combinaciones:

$$\begin{aligned}
 (Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger)^{km} C_\alpha(p_2, p_1, m_W, M_R, M_R) &\rightarrow (Y_\nu^{ka} Y_\nu^{\dagger ai} Y_\nu^{ib} Y_\nu^{\dagger bm}) C_\alpha(p_2, p_1, m_W, M_{R_a}, M_{R_b}), \\
 (Y_\nu Y_\nu^\dagger)^{km} C_\alpha(p_2, p_1, m_W, 0, M_R) &\rightarrow (Y_\nu^{ka} Y_\nu^{\dagger am}) C_\alpha(p_2, p_1, m_W, 0, M_{R_a}), \quad (3.19)
 \end{aligned}$$

y similarmente para todos los otros términos. Por lo tanto, seguiremos discutiendo los resultados en el caso degenerado.

Observamos que los resultados diagrama a diagrama mostrados previamente contienen las contribuciones de masas de leptones. En la jerarquía $m_l \ll m_W, m_H \ll M_R$, podemos ignorar a primer orden los términos que están suprimidos con masas de leptones (es importante tener en cuenta que para el caso de las contribuciones de las patas externas debemos sumar (7) con (9) y (8) con (10) antes de despreciar las masas de los leptones).

De esta manera, arribamos a una fórmula compacta para los factores de forma en la MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$. El factor de forma izquierdo al sumar todos los diagramas es:

$$\begin{aligned}
F_L^{\text{MIA}} &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_{\ell_k}}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left(\tilde{C}_0(p_2, p_1, m_W, 0, M_R) - B_0(0, M_R, m_W) \right. \\
&\quad - 2m_W^2 ((C_0 + C_{11} - C_{12})(p_2, p_1, m_W, 0, M_R) + (C_{11} - C_{12})(p_2, p_1, m_W, M_R, 0)) \\
&\quad + 4m_W^4 (D_{12} - D_{13})(0, p_2, p_1, 0, M_R, m_W, m_W) \\
&\quad - 2m_W^2 m_H^2 D_{13}(0, p_2, p_1, 0, M_R, m_W, m_W) \\
&\quad + 2m_W^2 (C_0 + C_{11} - C_{12})(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) \\
&\quad \left. + m_H^2 (C_0 + C_{11} - C_{12})(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) \right) \\
&+ \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_{\ell_k}}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} v^2 \left(- 2(C_{11} - C_{12})(p_2, p_1, m_W, M_R, M_R) \right. \\
&\quad + \tilde{D}_0(p_2, 0, p_1, m_W, 0, M_R, M_R) + \tilde{D}_0(p_2, p_1, 0, m_W, 0, M_R, M_R) \\
&\quad \left. - C_0(0, 0, M_R, M_R, m_W) \right), \tag{3.20}
\end{aligned}$$

donde ordenamos las distintas contribuciones de la siguiente manera: la primera línea corresponde al $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ de los diagramas (1)+(8)+(10), la segunda proviene del (2), la tercera del (3), la cuarta y quinta del (4)+(5), la sexta del (6) y las últimas tres son $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ de (1)+(8)+(10). Notar que finalmente no hay contribución (7)+(9) porque esos dos diagramas se cancelan entre sí al desprestigiar las masas de los leptones en las funciones de loop.

Similarmente, el factor de forma derecho total es:

$$\begin{aligned}
F_R^{\text{MIA}} &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_{\ell_m}}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left(\tilde{C}_0(p_2, p_1, m_W, M_R, 0) - B_0(0, M_R, m_W) \right. \\
&\quad - 2m_W^2 (C_{12}(p_2, p_1, m_W, 0, M_R) + (C_0 + C_{12})(p_2, p_1, m_W, M_R, 0)) \\
&\quad + 4m_W^4 D_{13}(0, p_2, p_1, 0, M_R, m_W, m_W) \\
&\quad - 2m_W^2 m_H^2 (D_{12} - D_{13})(0, p_2, p_1, 0, M_R, m_W, m_W) \\
&\quad + 2m_W^2 (C_0 + C_{12})(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) \\
&\quad \left. + m_H^2 (C_0 + C_{12})(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) \right) \\
&+ \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_{\ell_m}}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} v^2 \left(- 2C_{12}(p_2, p_1, m_W, M_R, M_R) \right. \\
&\quad + \tilde{D}_0(p_2, p_1, 0, m_W, M_R, M_R, 0) + \tilde{D}_0(p_2, 0, p_1, m_W, M_R, M_R, 0) \\
&\quad \left. - C_0(0, 0, M_R, M_R, m_W) \right), \tag{3.21}
\end{aligned}$$

donde las distintas contribuciones se organizan de la misma manera que en el izquierdo. Notemos que el factor de forma derecho puede obtenerse a partir del izquierdo intercambiando p_2 por p_3 y m_k por m_m .

En consecuencia, hemos presentado los resultados en la MIA para los factores de forma del LFVHD a un loop en el gauge de Feynman-'t Hooft. Separamos las contribuciones LO y NLO diagrama a diagrama y vemos que la contribución total resulta simplificada al despreciar las masas de los leptones en la jerarquía $m_l \ll m_W, m_H \ll M_R$. Más adelante compararemos estos resultados con los existentes en la literatura para la base física. Previamente, en la próxima sección, verificaremos la consistencia interna de nuestros resultados efectuando el cálculo en otros gauges.

3.2.2 Invarianza de gauge

Analizaremos en lo que sigue la invarianza de gauge de nuestros resultados. Recordemos que los resultados presentados hasta ahora corresponden al gauge de Feynman-'t Hooft así como los existentes en la literatura. Para corroborar la invarianza de gauge, calculamos la amplitud en otros gauges y verificamos su consistencia. Concretamente, calculamos los factores de forma en el gauge Unitario y en un R_ξ gauge arbitrario. Mostraremos a continuación los detalles del cálculo y la comparación entre el gauge Unitario (UG) y el fe Feynman-'t Hooft (FtH). Veremos que el resultado para el factor de forma izquierdo F_L a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$ en el UG, es el mismo que el presentado en la Ec. 3.20 donde no se incluyeron los términos suprimidos por masas de leptones. La demostración de la equivalencia es análoga para F_R y la omitiremos.

Primeramente, debemos discutir los diagramas que contribuyen a un loop a F_L en el UG. La ausencia de bosones de Nambu-Goldstone en este gauge determina que solo aparezcan diagramas de los tipos (2), (3), (7) y (9). Estos cuatro tipos de diagramas darán las contribuciones de $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ y $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$. Para hacer sistemática la comparación, expresamos al propagador del bosón W en el UG separado en dos partes P_W^a y P_W^b :

$$P_W^{\text{UG}} = P_W^a + P_W^b = -\frac{ig_{\mu\nu}}{p^2 - m_W^2} + \frac{ip_\mu p_\nu}{m_W^2(p^2 - m_W^2)}, \quad (3.22)$$

de modo que P_W^a coincide con el propagador del W en el gauge de Feynman-'t Hooft. Entonces cada tipo de diagrama recibe tres tipos de contribuciones:

- (1) de P_W^a tenemos las mismas contribuciones $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ que en el gauge de Feynman-'t Hooft para los diagramas (2a), (2b), (3a), (7a) y (9a) de la figura 3.5 y figura 3.6.
- (2) contribuciones $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ de la parte P_W^b en los diagramas (2a), (2b), (3a), (7a) y (9a).
- (3) contribuciones $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ de la parte P_W^b de nuevos diagramas que no eran relevantes en el gauge de Feynman-'t Hooft pero sí en el UG. Definimos relevantes en el sentido que dan contribuciones dominantes $\mathcal{O}(M_R^{-2})$ a gran M_R . Estos nuevos diagramas se muestran en la figura 3.9.

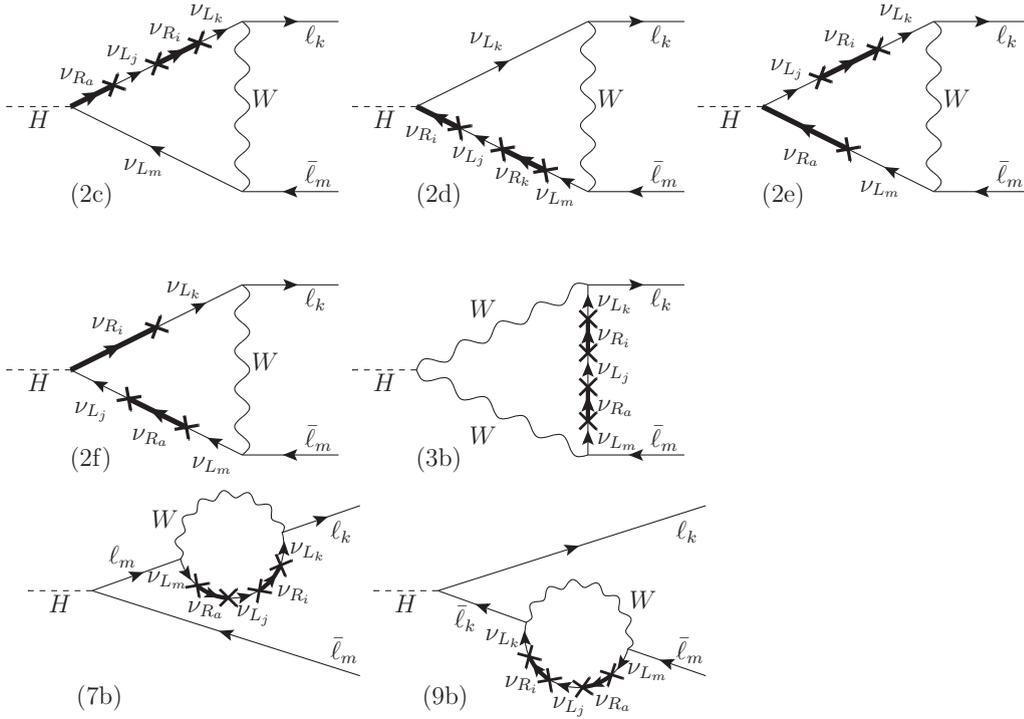


FIGURA 3.9: Diagramas relevantes a $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ en el gauge Unitario.

En consecuencia, hay 12 diagramas que contribuyen en el UG: (2a), (2b), (2c), (2d), (2e), (2f), (3a), (3b), (7a), (7b), (9a) y (9b).

Los resultados en el UG para cada diagrama (i), especificando las distintas contribuciones explicadas anteriormente de la siguiente manera: la primera línea corresponde a la contribución tipo (1), la segunda a la (2) y la tercera a la (3). Los factores de forma izquierdo de cada diagrama en el UG a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$ son:

$$F_L^{\text{UG}(2)} = -\frac{1}{16\pi^2} m_k m_W \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((C_0 + C_{11} - C_{12})_{(2a)} + (C_{11} - C_{12})_{(2b)} \right)$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \left[\left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \left((\tilde{C}_0)_{(2a)} - (B_1)_{(2b)} \right) \right. \\
& \left. + \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} v^2 \left(-(C_{11})_{(2c)} + (\tilde{D}_0)_{(2d)} + (\tilde{D}_0 - (C_{11} - C_{12}))_{(2e)} - (C_{11} - C_{12})_{(2f)} \right) \right], \\
F_L^{\text{UG}(3)} &= \frac{1}{8\pi^2} m_k m_W^3 \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} (D_{12} - D_{13})_{(3a)} \\
& - \frac{1}{32\pi^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \frac{m_k}{m_W} \left[2B_0 + B_1 - (2m_W^2 + m_H^2)(C_0 + C_{11} - C_{12}) + 2m_W^2 m_H^2 D_{13} \right]_{(3a)} \\
& - \frac{1}{32\pi^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \frac{m_k}{m_W} v^2 [2C_0 + C_{12}]_{(3b)}, \\
F_L^{\text{UG}(7)} &= \frac{1}{16\pi^2} m_k m_W \frac{m_m^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} (C_{12})_{(7a)}, \\
& \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k m_m^2}{m_W (m_k^2 - m_m^2)} \left[\left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} (2B_0 + B_1)_{(7a)} \right. \\
& \left. + \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} v^2 (2C_0 + C_{12})_{(7b)} \right] \\
F_L^{\text{UG}(9)} &= -\frac{1}{16\pi^2} m_k m_W \frac{m_m^2}{m_k^2 - m_m^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} (C_{12})_{(9a)}, \\
& -\frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k m_m^2}{m_W (m_k^2 - m_m^2)} \left[\left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} (2B_0 + B_1)_{(9a)} \right. \\
& \left. + \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} v^2 (2C_0 + C_{12})_{(9b)} \right], \tag{3.23}
\end{aligned}$$

donde los argumentos de las funciones a un loop son:

$$\begin{aligned}
\tilde{C}_0, C_i &= \tilde{C}_0, C_i(p_2, p_1, m_W, 0, M_R) && \text{in (2a)} \\
B_i &= B_i(p_{lep}, m_W, M_R) && \text{in (2b)} \\
C_i &= C_i(p_2, p_1, m_W, M_R, 0) && \text{in (2b)} \\
C_i &= C_i(p_{lep}, 0, m_W, M_R, M_R) && \text{in (2c)} \\
\tilde{D}_0 &= \tilde{D}_0(p_2, p_1, 0, m_W, 0, M_R, M_R) && \text{in (2d)} \\
C_i &= C_i(p_2, p_1, m_W, M_R, M_R) && \text{in (2e), (2f)} \\
\tilde{D}_0 &= \tilde{D}_0(p_2, 0, p_1, m_W, 0, M_R, M_R) && \text{in (2e)} \\
B_i &= B_i(p_{lep}, M_R, m_W) && \text{in (3a), (7a), (9a)} \\
C_i &= C_i(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) && \text{in (3a)} \\
D_i &= D_i(0, p_2, p_1, 0, M_R, m_W, m_W) && \text{in (3a)} \\
C_i &= C_i(0, p_{lep}, M_R, M_R, m_W) && \text{in (3b), (7b), (9b)} \\
C_i &= C_i(0, p_{lep}, 0, M_R, m_W) && \text{in (7a), (9a)}. \tag{3.24}
\end{aligned}$$

Para finalizar esta sección, veremos cómo estas contribuciones son iguales a las del gauge de Feynman-'t Hooft. Observemos que como ocurrió en el gauge FtH, los diagramas (7) y (9) se cancelan entre sí tras despreciar las masas en las funciones de loop. En consecuencia, $F_L^{\text{UG}} = F_L^{\text{UG}(2)} + F_L^{\text{UG}(3)}$. Por definición, las primeras líneas de $F_L^{\text{UG}(2)}$ y $F_L^{\text{UG}(3)}$ son justamente las contribuciones de los diagramas (2) y (3) en el gauge de Feynman-'t Hooft. Por otro lado, usando la relación

$$B_0(p_{lep}, M_R, m_W) + B_1(p_{lep}, M_R, m_W) + B_1(p_{lep}, m_W, M_R) = 0, \quad (3.25)$$

la suma de la segunda línea de $F_L^{\text{UG}(2)}$ y $F_L^{\text{UG}(3)}$ es exactamente la contribución $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ de los diagramas (1)+(8)+(10)+(4)+(5)+(6) en el gauge de Feynman-'t Hooft. Finalmente, con la relación

$$C_{11}(p_{lep}, 0, m_W, M_R, M_R) + (C_0 + C_{12})(0, p_{lep}, M_R, M_R, m_W) = 0, \quad (3.26)$$

la suma de la tercera línea de $F_L^{\text{UG}(2)}$ y $F_L^{\text{UG}(3)}$ es exactamente la contribución $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ de los diagramas (1)+(8)+(10) en el gauge de Feynman-'t Hooft.

Notemos que ambas identidades usadas resultan de las propias definiciones integrales de las funciones de un loop edel apéndice A luego de despreciar las masas de los leptones. En resumen, hemos probado que el factor de forma F_L de la Ec. 3.20 es el mismo en el gauge de Feynman-'t Hooft y en el gauge Unitario.

Tras una deducción más ardua puede demostrarse el mismo resultado en un R_ξ gauge arbitrario de modo que resulta la invarianza de gauge completa para la amplitud de decaimiento en la MIA. La idea es la misma: separar el propagador del bosón W en tres partes:

$$P_W^{\text{R}\xi} = \underbrace{\frac{-i g_{\mu\nu}}{p^2 - m_W^2}}_{P_W^a = \text{Gauge FtH}} + \underbrace{\frac{i p_\mu p_\nu}{m_W^2 (p^2 - m_W^2)}}_{P_W^b} - \underbrace{\frac{i p_\mu p_\nu}{m_W^2 (p^2 - \xi m_W^2)}}_{P_W^c} \quad (3.27)$$

Gauge Unitario

y rastrear la dependencia en el parámetro ξ de fijado del gauge (P_W^c) para ver su independencia tras usar identidades entre las funciones de un loop.

Una vez establecida la invarianza de gauge para la amplitud de el decaimiento en la MIA, procedemos a comparar numéricamente nuestros resultados con los de la literatura previa

en la base física para los neutrinos.

3.3 Resultados numéricos

Para la comparación entre los resultados del cálculo completo y en la MIA, debemos fijar los valores de los parámetros del modelo. En particular, estos parámetros son los acoplamientos de Yukawa Y_ν y la escala M_R . Exploraremos un amplio rango para la masa pesada M_R entre 200 GeV y 15 TeV. Para la textura Y_ν , eligiremos varios ejemplos ilustrativos utilizados en la literatura. Sin embargo, queremos remarcar que nuestros resultados analíticos son aplicables a otros valores de los parámetros. De hecho, éste es nuestro objetivo final ya que esperamos que nuestras fórmulas resulten útiles para otros análisis y permitan evaluar numéricamente de manera directa las tasas de desintegración de este tipo de procesos con cualquier elección de parámetros Y_ν y M_R sin tener que rotar a la base física.

Consideraremos cinco ejemplos de texturas Y_ν para la comparación numérica completo vs. MIA. Las primeras cuatro han sido empleadas en [55, 88, 108, 110]. Estos escenarios corresponden al caso en el que la violación de sabor leptónico está muy suprimida en el sector μe pero puede contribuir a gran LFV tanto en el sector $\tau\mu$ (llamamos escenarios TM) o bien en el sector τe (escenarios TE) y no en ambos simultáneamente. Por un lado, la motivación de suprimir las mezclas del sector μe se basa en que las cotas experimentales actuales en dicho sector son las más restrictivas que conocemos (tabla 1.1). Por otro lado, estos escenarios tienen interesantes implicancias fenomenológicas en los colisionadores, por ejemplo, en la producción asimétrica $\tau\mu jj$ y $\tau e jj$ del LHC [108]. Usualmente, las matrices de Yukawa son expresadas en función de un parámetro de escala f que caracteriza la intensidad global de dichos acoplamientos. Consideramos las cuatro texturas particulares:

$$Y_\nu^{\text{TM4}} = f \begin{pmatrix} 0.1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0.014 \end{pmatrix}, \quad Y_\nu^{\text{TM5}} = f \begin{pmatrix} 0 & 1 & -1 \\ 0.9 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.28)$$

$$Y_\nu^{\text{TM9}} = f \begin{pmatrix} 0.1 & 0 & 0 \\ 0 & 0.46 & 0.04 \\ 0 & 1 & 1 \end{pmatrix}, \quad Y_\nu^{\text{TE10}} = f \begin{pmatrix} 0.94 & 0 & 0.08 \\ 0 & 0.1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3.29)$$

La última textura estudiada fue deducida en [189] y la llamaremos GF. En esta referencia y otras ([190–195]), fueron analizadas las restricciones experimentales que se imponen en la matriz de Yukawa a través de los ajustes globales de datos (GF). Más precisamente, las restricciones experimentales se trasladan al producto $Y_\nu Y_\nu^\dagger$ a través de otra matriz $\eta = (v^2/(2M_R^2))(Y_\nu Y_\nu^\dagger)$. La textura Y_ν^{GF} se define de modo de saturar a un nivel de 3σ las cotas superiores experimentales dadas en [189]. Estas restricciones definen la matriz η permitida por los datos a 3σ como

$$\eta_{3\sigma}^{\text{max}} = \begin{pmatrix} 1.62 \times 10^{-3} & 1.51 \times 10^{-5} & 1.57 \times 10^{-3} \\ 1.51 \times 10^{-5} & 3.92 \times 10^{-4} & 9.24 \times 10^{-4} \\ 1.57 \times 10^{-4} & 9.24 \times 10^{-4} & 3.67 \times 10^{-3} \end{pmatrix}, \quad (3.30)$$

con lo cual elegimos nuestros acoplamientos de Yukawa:

$$Y_\nu^{\text{GF}} = f \begin{pmatrix} 0.33 & 0.83 & 0.6 \\ -0.5 & 0.13 & 0.1 \\ -0.87 & 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.31)$$

Insistimos que estas elecciones particulares son ilustrativas y se utilizan a esta altura solo con el fin de mostrar la comparación de resultados en la base física y en la MIA. Hemos llegado a conclusiones similares en otros escenarios tipo TM y TE [55, 87, 88, 108, 110].

3.3.1 Bondad de los resultados en la MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$

Comenzamos con los resultados en la MIA para los términos LO utilizando nuestras fórmulas de los factores de forma a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ diagrama a diagrama dadas en sección 3.2.1. Mostraremos la comparación para la anchura parcial de decaimiento en función de M_R en la figura 3.10 discutiendo los resultados en la elección particular de textura TM4 con $f = 0.5$ para analizar la bondad de nuestra aproximación respecto de la escala de masa pesada M_R .

Como vemos de la figura 3.10, cada diagrama (o grupo de diagramas que aportan una contribución finita) tiene una contribución que decrece con M_R . Entenderemos en detalle este comportamiento en la próxima sección cuando desarrollemos las funciones de loop a gran M_R pero podemos adelantar que el comportamiento de cada factor de forma va

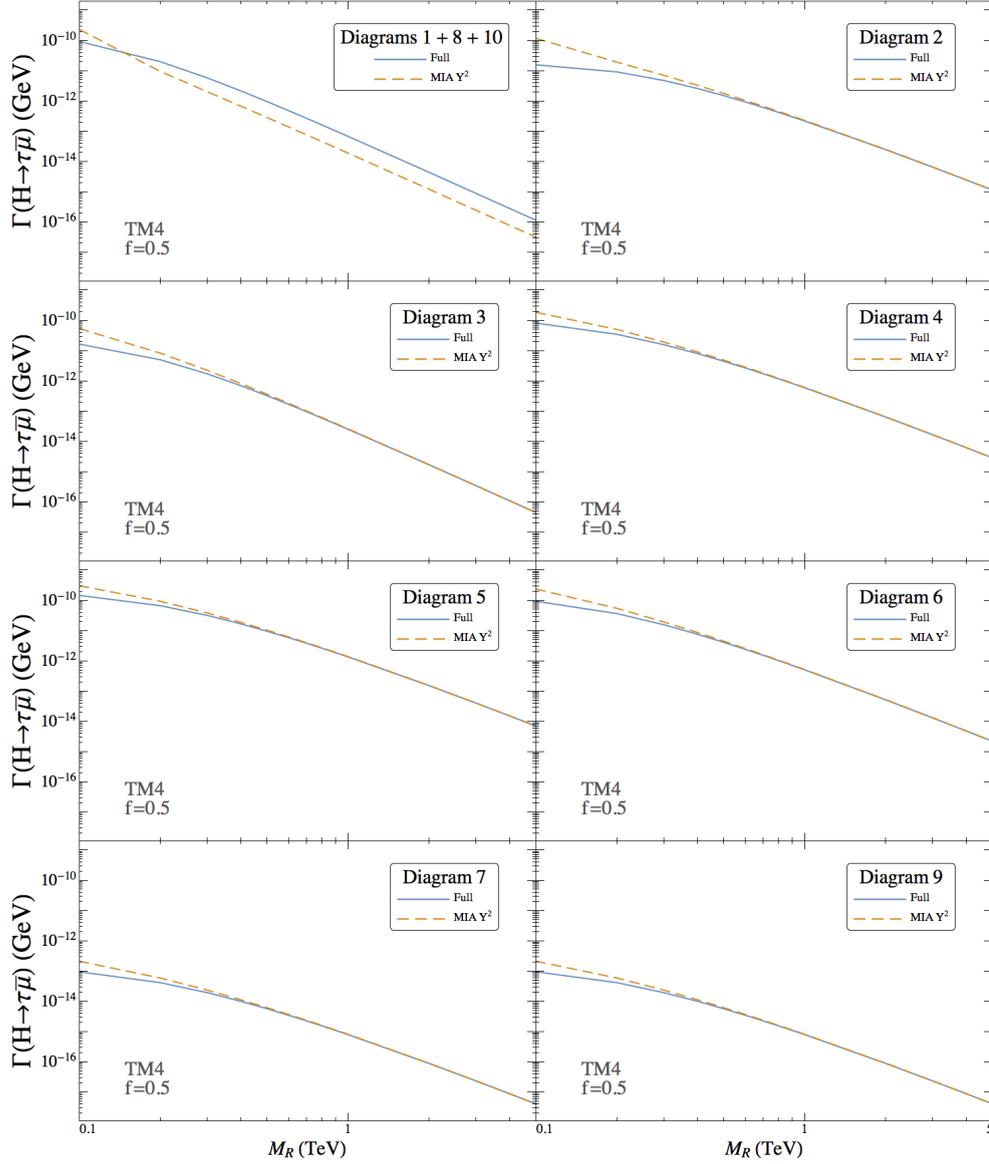


FIGURA 3.10: Predicciones de la anchura parcial $\Gamma(H \rightarrow \tau\bar{\mu})$ como función de M_R separada por diagramas. La línea punteada corresponde a los resultados en la MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$. La línea sólida representa las predicciones del cálculo completo en la base física. Mostramos la textura TM4 con $f=0.5$ tal como fue explicada en el texto.

como $\sim (v^2/M_R^2)$ junto con términos logarítmicos de la forma $\sim (v^2/M_R^2)(\text{Log}(v^2/M_R^2))$. Este comportamiento se logra luego de sumar (1)+(8)+(10) ya que de esta manera se cancelan las contribuciones divergentes.

Observamos un acuerdo consistente entre los resultados completo y de la MIA para los diagramas (2), (3), (4), (5), (6), (7) y (9). Para la suma (1)+(8)+(10), la MIA puede reproducir el comportamiento completo pero hay una discrepancia de un factor 3 aproximadamente en la anchura parcial. En la figura 3.11, observamos que esta diferencia

se traslada a la suma total. Sin embargo, si disminuimos el valor del factor f , ambos cálculos están en completo acuerdo. Por el contrario, al incrementar f , la discrepancia se hace más grande. Para cuantificar la comparación definimos el cociente entre los resultados en la MIA y en el caso completo $R = \Gamma_{\text{MIA}}/\Gamma_{\text{completo}}$. Tenemos valores de R cercanos a 1 para valores bajos de f ($f = 0.1$) y grandes valores de M_R encima de 1 TeV. En el caso de valores de f cercanos a 1, el parámetro R resulta muy pequeño en todo el rango de M_R de modo que los resultados en la MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ no reproducen satisfactoriamente el cálculo de la base física. Para esta elección particular de parámetros, los BR están muy lejos de la sensibilidad del LHC Run II, por lo que en este nivel de aproximación, grandes valores del factor f son de interés desde un punto de vista fenomenológico.

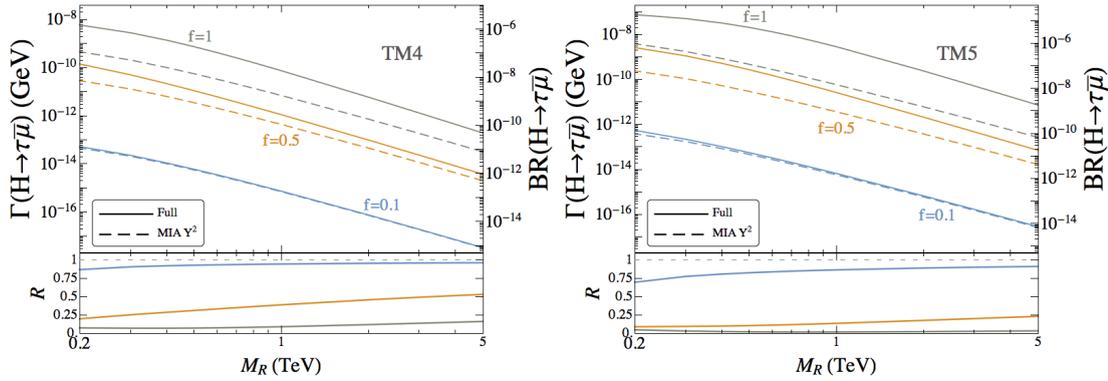


FIGURA 3.11: Predicciones para la anchura parcial $\Gamma(H \rightarrow \tau\bar{\mu})$ y fracciones de decaimiento $\text{BR}(H \rightarrow \tau\bar{\mu})$ como función de M_R . La línea punteada corresponde a los resultados en la MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$. La línea sólida representa las predicciones del cálculo completo en la base física. Mostramos las texturas TM4 (panel izquierdo) y TM5 (panel derecho) con $f=0.1, 0.5, 1$. También mostramos el cociente $R = \Gamma_{\text{MIA}}/\Gamma_{\text{completo}}$ debajo de cada plot.

Concluimos que para grandes valores de f necesitamos incluir el siguiente término en el desarrollo de la MIA $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$. Para valores grandes de Y_ν , la MIA solo reproduce el comportamiento funcional pero no los valores numéricos. Además, para valores pequeños de Y_ν , los resultados en la MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ concuerdan con el cálculo completo.

3.3.2 Bondad de los resultados en la MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$

Como mostramos en la sección 3.2.1, las contribuciones $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ provienen de los diagramas (1), (8) y (10). De la figura 3.10 aprendimos que los otros diagramas son adecuadamente descritos por los términos $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$. Luego de incluir todas las contribuciones relevantes a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$, vemos en la figura 3.12 que la suma total de los diagramas en

la MIA concuerdan con los resultados de la base física para diferentes valores del factor f .

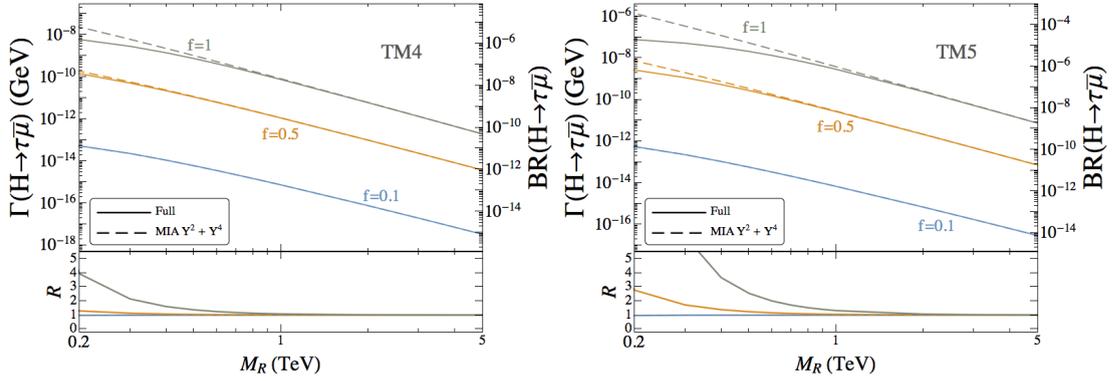


FIGURA 3.12: Predicciones para la anchura parcial $\Gamma(H \rightarrow \tau\bar{\mu})$ y fracciones de decaimiento $\text{BR}(H \rightarrow \tau\bar{\mu})$ como función de M_R . La línea punteada corresponde a los resultados en la MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$. La línea sólida representa las predicciones del cálculo completo en la base física. Mostramos las texturas TM4 (panel izquierdo) y TM5 (panel derecho) con $f=0.1, 0.5, 1$. También mostramos el cociente $R = \Gamma_{\text{MIA}}/\Gamma_{\text{completo}}$ debajo de cada plot.

En consecuencia, concluimos que luego de incluir los términos relevantes $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ al cálculo en la MIA, se corrigen las discrepancias que había con los $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ y se alcanza un acuerdo con los resultados completo para el rango de masas pesadas $M_R \gg vY_\nu$. En particular, vemos esta mejora respecto de las contribuciones $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ a partir de la cercanía del parámetro R a 1 para diferentes valores de f . El tamaño de M_R para conseguir un buen acuerdo de las anchuras de estos LFVHD depende del tamaño de f . Para pequeños valores de f ($f \lesssim 0.5$), la MIA funciona bien para M_R encima de 400 GeV; mientras que para valores f superiores a 0.5, se requiere que $M_R > 1$ TeV para un buen acuerdo.

Concentrémonos ahora en la dependencia de las fracciones de decaimiento con el factor f . En la figura 3.13, mostramos la anchura parcial y fracciones de decaimiento como función de f para las texturas TM4 y TM5 y dos valores de M_R . En el rango perturbativo de los acoplamientos de Yukawa (aproximadamente $f \lesssim 3.5$), encontramos un aumento significativo de los BR hasta $\mathcal{O}(10^{-4})$ para valores grandes $f \sim \mathcal{O}(2)$. Sin embargo, en este régimen, la MIA provee una buena aproximación sólo para valores de M_R superiores a 1 TeV. Podemos concluir que los resultados en la MIA para los factores de forma a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$ están en muy buen acuerdo para valores grandes de la masa pesada M_R (encima de 1 TeV) y valores perturbativos del acoplamiento Yukawa ($Y_\nu^2/4\pi < 1$).

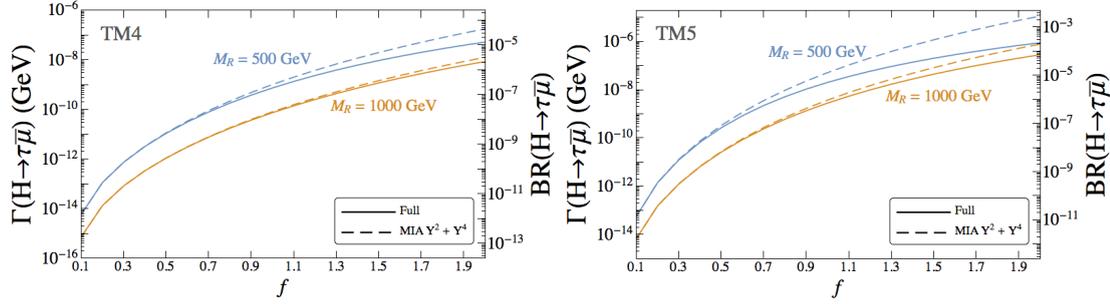


FIGURA 3.13: Predicciones para la anchura parcial $\Gamma(H \rightarrow \tau\bar{\mu})$ y fracciones de decaimiento $\text{BR}(H \rightarrow \tau\bar{\mu})$ como función de la intensidad del acoplamiento Yukawa f . La línea punteada corresponde a los resultados en la MIA a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$. La línea sólida representa las predicciones del cálculo completo en la base física. Mostramos las texturas TM4 (panel izquierdo) y TM5 (panel derecho) con $M_R = 500, 1000$ GeV.

3.4 Cálculo del vértice efectivo a un loop para los LFBVD

En esta sección presentamos resultados para los factores de forma de los LFBVD en el límite de gran M_R . El propósito final es derivar expresiones analíticas simples para esos factores de forma cuando $M_R \gg v$ y que definan de forma compacta y útil un vértice efectivo a un loop para la interacción LFV de un bosón de Higgs con dos leptones de diferente sabor ($Hl_k l_m$ con $k \neq m$). Como ya discutimos, la motivación es clara, con una expresión simple para dicho vértice efectivo puede estimarse de manera rápida anchuras de decaimiento de Higgs para diferentes elecciones de parámetros sin recurrir al proceso de diagonalización de la base física de modo de evitar el consumo de recursos computacionales. Por otro lado, contrariamente al cálculo completo, el uso de este vértice efectivo provee una dependencia explícita en los parámetros relevantes del modelo (Y_ν y M_R) y permite disponer de una interpretación numérica de los resultados más fácilmente mediante una comparación directa con los datos experimentales.

Para deducir expresiones simples para el vértice efectivo válidas en el régimen $M_R \gg v$, desarrollamos sistemáticamente en potencias de (v/M_R) los factores de forma calculados en la MIA y presentados en la sección 3.2.1. El primer orden en este desarrollo corresponde a $\mathcal{O}(v^2/M_R^2)$, el siguiente orden es $\mathcal{O}(v^4/M_R^4)$, etc. La dependencia logarítmica con M_R no es desarrollada sino que se deja explícita en este cálculo. El resultado final del vértice efectivo retiene el término dominante de $\mathcal{O}(v^2/M_R^2)$ ya que domina al resto para valores suficientemente grandes de la escala M_R .

Recordemos que la Ec. 3.20 nos da el factor de forma izquierdo a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$ luego de despreciar las masas de los leptones. El factor de forma derecho viene dado por la Ec. 3.21. A partir de estas fórmulas compactas y suponiendo la jerarquía $m_{l_k} \gg m_{l_m}$, es claro que F_L domina para el modo de decaimiento $H \rightarrow l_k \bar{l}_m$. Por el contrario, F_R domina en el caso opuesto $m_{l_k} \ll m_{l_m}$. En el resto de esta sección, nos concentraremos en $m_{l_k} \gg m_{l_m}$ por lo que retenemos el factor de forma dominante F_L .

Vamos a definir el vértice efectivo para la interacción $H l_k l_m$. Parametrizando la amplitud a un loop del decaimiento $H \rightarrow l_k \bar{l}_m$ según

$$i\mathcal{M} \simeq -ig\bar{u}_{l_k} V_{Hl_k l_m}^{\text{eff}} P_L v_{l_m}, \quad (3.32)$$

resulta la equivalencia simple $F_L \simeq V_{Hl_k l_m}^{\text{eff}}$.

La correspondiente tasa de desintegración parcial es:

$$\Gamma(H \rightarrow l_k \bar{l}_m) \simeq \frac{g^2}{16\pi} m_H |V_{Hl_k l_m}^{\text{eff}}|^2. \quad (3.33)$$

El siguiente paso es hacer los desarrollos de las funciones de loop que aparecen en los factores de forma de la MIA. Veremos los detalles en lo que sigue.

3.4.1 Funciones de un loop relevantes y sus desarrollos para escala M_R pesada

Primero calcularemos los desarrollos de todas las funciones de loops en el límite de gran M_R y luego implementaremos estos desarrollos en los factores de forma. Para esto realizamos las integrales en los parámetros de Feynman y luego desarrollamos para gran $M_R \gg v$. Dejaremos los detalles de este procedimiento para el apéndice A. A diferencia del capítulo 2, ahora la masa del bosón W está en los argumentos de masa de las funciones de loop por lo que no podemos usar la aproximación de momentos externos nulos utilizada frecuentemente en la literatura pues la masa del bosón de Higgs entra en juego. Los desarrollos que presentaremos a continuación aplican al caso del bosón de Higgs en capa de masa ($p_1^2 = m_H^2$). Notar que en principio hay tres escalas de masa muy diferentes en el cálculo: el sector de masas de leptones (m_{l_m} and m_{l_k}), el sector de masas EW (m_W y m_H) y la escala de Nueva Física (M_R). Como dijimos anteriormente, es una

buena aproximación despreciar la masa de los leptones desde el principio en las funciones de loop. Sin embargo, las masas electrodébiles m_W y m_H deben retenerse para calcular los términos $\mathcal{O}(M_R^{-2})$ en dichas funciones. Consideraremos el valor de expectación de vacío v (que es la escala a la cual entran en juego las dos masas en el SM) y haremos un desarrollo en potencias de la cantidad adimensional v^2/M_R^2 .

A nivel numérico verificamos todos los desarrollos encontrados con el código Loop-Tools [196] con muy buen acuerdo. Los desarrollos para los términos dominantes $\mathcal{O}(M_R^{-2})$ de las funciones de loop se resumen de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
B_0(p, M_R, m_W) &= \Delta + 1 - \log\left(\frac{M_R^2}{\mu^2}\right) + \frac{m_W^2 \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{M_R^2} + \frac{p^2}{2M_R^2}, \\
C_0(p_2, p_1, m_W, 0, M_R) &= C_0(p_2, p_1, m_W, M_R, 0) = \frac{\log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{M_R^2}, \\
C_0(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) &= \frac{2\sqrt{4\lambda-1} \arctan\left(\sqrt{\frac{1}{4\lambda-1}}\right) - 1 + \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{M_R^2}, \\
C_0(p_2, p_1, m_W, M_R, M_R) &= -\frac{1}{M_R^2}, \\
C_0(0, p_{lep}, M_R, M_R, m_W) &= -\frac{1}{M_R^2}, \\
\tilde{C}_0(p_2, p_1, m_W, M_R, 0) &= \tilde{C}_0(p_2, p_1, m_W, 0, M_R) \\
&= \Delta + 1 - \log\left(\frac{M_R^2}{\mu^2}\right) + \frac{m_W^2 \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{M_R^2} + \frac{m_H^2}{2M_R^2}, \\
\tilde{D}_0(p_2, 0, p_1, m_W, 0, M_R, M_R) &= \tilde{D}_0(p_2, p_1, 0, m_W, 0, M_R, M_R) = -\frac{1}{M_R^2}, \\
\tilde{D}_0(p_2, 0, p_1, m_W, M_R, M_R, 0) &= \tilde{D}_0(p_2, p_1, 0, m_W, M_R, M_R, 0) = -\frac{1}{M_R^2}, \\
B_1(p, M_R, m_W) &= -\frac{\Delta}{2} - \frac{3}{4} + \frac{1}{2} \log\left(\frac{M_R^2}{\mu^2}\right) \\
&\quad - \frac{m_W^2 \left(2 \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right) + 1\right)}{2M_R^2} - \frac{p^2}{3M_R^2}, \\
C_{11}(p_2, p_1, m_W, 0, M_R) &= \frac{1 - \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{2M_R^2}, \\
C_{12}(p_2, p_1, m_W, 0, M_R) &= \frac{1}{2M_R^2}, \\
C_{11}(p_2, p_1, m_W, M_R, 0) &= \frac{1 - \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{2M_R^2}, \\
C_{12}(p_2, p_1, m_W, M_R, 0) &= -\frac{\log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{2M_R^2},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 C_{11}(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) &= 2C_{12}(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) \\
 &= \frac{4\sqrt{4\lambda-1} \arctan\left(\sqrt{\frac{1}{4\lambda-1}}\right) + 2\log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right) - 1}{2M_R^2}, \\
 C_{11}(p_2, p_1, m_W, M_R, M_R) &= 2C_{12}(p_2, p_1, m_W, M_R, M_R) = \frac{1}{2M_R^2}, \\
 C_{12}(0, p_{lep}, 0, M_R, m_W) &= \frac{-\log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right) - 1}{2M_R^2}, \\
 C_{12}(0, p_{lep}, M_R, M_R, m_W) &= \frac{1}{2M_R^2}, \\
 D_{12}(0, p_2, p_1, 0, M_R, m_W, m_W) &= 2D_{13}(0, p_2, p_1, 0, M_R, m_W, m_W) \\
 &= \frac{2\left(-4\lambda \arctan^2\left(\sqrt{\frac{1}{4\lambda-1}}\right) + 2\sqrt{4\lambda-1} \arctan\left(\sqrt{\frac{1}{4\lambda-1}}\right) - 1\right)}{M_R^2 m_H^2}. \quad (3.34)
 \end{aligned}$$

donde hemos usado las definiciones de regularización dimensional usuales $\Delta = 2/\epsilon - \gamma_E + \text{Log}(4\pi)$ con $D = 4 - \epsilon$ y μ la escala habitual. Definimos el cociente de masas EW como $\lambda = \frac{m_W^2}{m_H^2}$ y estas soluciones son válidas en la rama $m_H < 2m_W$.

Agrupando los diagramas convenientemente y usando estos desarrollos de las funciones de loop, tenemos los siguientes factores de forma a $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$:

$$\begin{aligned}
 F_L^{(1)} &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \left[\left(Y_\nu Y_\nu^\dagger\right)^{km} \left(\Delta + 1 - \log\left(\frac{M_R^2}{\mu^2}\right) + \frac{m_W^2 \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{M_R^2} + \frac{m_H^2}{2M_R^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{5}{2} \frac{v^2}{M_R^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger\right)^{km} \right], \\
 F_L^{(2)} &= -\frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger\right)^{km} \frac{m_W^2}{M_R^2} \left(1 + \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)\right), \\
 F_L^{(3)} &= \frac{1}{8\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger\right)^{km} \frac{\lambda m_W^2}{M_R^2} \left(-4\lambda \arctan^2\left(\frac{1}{\sqrt{4\lambda-1}}\right) \right. \\
 &\quad \left. + 2\sqrt{4\lambda-1} \arctan\left(\frac{1}{\sqrt{4\lambda-1}}\right) - 1\right), \\
 F_L^{(4+5)} &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger\right)^{km} \frac{m_W^2}{M_R^2} \left(8\lambda \arctan^2\left(\frac{1}{\sqrt{4\lambda-1}}\right) \right. \\
 &\quad \left. - 2\sqrt{4\lambda-1} \arctan\left(\frac{1}{\sqrt{4\lambda-1}}\right) + \frac{1}{2} + \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)\right), \\
 F_L^{(6)} &= \frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger\right)^{km} \frac{m_H^2}{M_R^2} \left(\sqrt{4\lambda-1} \arctan\left(\frac{1}{\sqrt{4\lambda-1}}\right) - \frac{3}{4} + \frac{\log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{2}\right), \\
 F_L^{(8+10)} &= -\frac{1}{32\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \left[\left(Y_\nu Y_\nu^\dagger\right)^{km} \left(\Delta + 1 - \log\left(\frac{M_R^2}{\mu^2}\right) + \frac{m_W^2 \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{M_R^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{v^2}{M_R^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger\right)^{km} \right]. \quad (3.35)
 \end{aligned}$$

Remarquemos que la cancelación de las divergencias en (1)+(8)+(10) es evidente y los diagramas (7) y (9) se cancelan exactamente en esta aproximación.

3.4.2 Caso de bosón de Higgs en capa de masa

Estamos en condición de obtener el vértice efectivo para la interacción $Hl_k\bar{l}_m$ en el límite de gran M_R cuando el bosón de Higgs está en su capa de masa, es decir, el necesario para calcular la amplitud de decaimiento de la Ec. 3.33. Sumando todas las contribuciones de la Ec. 3.35, resulta:

$$V_{Hl_k l_m}^{\text{eff}} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \left[\frac{m_H^2}{M_R^2} \left(r \left(\frac{m_W^2}{m_H^2} \right) + \log \left(\frac{m_W^2}{M_R^2} \right) \right) \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} - \frac{3v^2}{M_R^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \right], \quad (3.36)$$

donde se definió la función

$$r(\lambda) = -\frac{1}{2} - \lambda - 8\lambda^2 + 2(1 - 2\lambda + 8\lambda^2)\sqrt{4\lambda - 1} \arctan \left(\frac{1}{\sqrt{4\lambda - 1}} \right) + 16\lambda^2(1 - 2\lambda) \arctan^2 \left(\frac{1}{\sqrt{4\lambda - 1}} \right). \quad (3.37)$$

Destaquemos que para los valores físicos de las masas $m_H = 125$ GeV y $m_W = 80.4$ GeV, tenemos numéricamente $r(m_W^2/m_H^2) \sim 0.31$.

En consecuanecia, la anchura parcial de decaimiento en la MIA para la escala de masa M_R grande es:

$$\Gamma(H \rightarrow l_k \bar{l}_m)^{\text{MIA}} = \frac{g^2 m_k^2 m_H}{2^{16} \pi^5 m_W^2} \left| \frac{m_H^2}{M_R^2} \left(r \left(\frac{m_W^2}{m_H^2} \right) + \log \left(\frac{m_W^2}{M_R^2} \right) \right) \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} - \frac{3v^2}{M_R^2} \left(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger \right)^{km} \right|^2. \quad (3.38)$$

Ésta es finalmente la fórmula simple buscada para la anchura parcial $\Gamma(H \rightarrow l_k \bar{l}_m)$ en función de los acoplamientos de Yukawa Y_ν y de la escala de Nueva Física M_R .

Algunos comentarios sobre esta expresión. En primer término, observemos que el comportamiento con M_R de $V_{Hl_k l_m}^{\text{eff}}$ para gran M_R va como $\log(M_R^2)/M_R^2$ y el siguiente

término dominante decrece como $1/M_R^2$. Vemos explícitamente entonces el comportamiento desacoplante de esta cantidad. En segundo lugar, los términos $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ dependen de m_H mientras que los $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ son independiente de dicha masa. Notemos también que ambas contribuciones $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ y $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ tienen M_R^2 en el denominador y no M_R^4 como se esperaba de manera naive para las $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$. En tercer término, la Ec. 3.38 es válida para valores arbitrarios de los acoplamientos de Yukawa (dentro del rango perturbativo). Son de interés dos regímenes de este parámetro: Yukawas pequeños ($Y_\nu \ll 1$) y Yukawas grandes ($Y_\nu \sim 1$). En el primer caso, los términos $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$ son despreciables y la fracción de decaimiento en el canal $H \rightarrow l_k \bar{l}_m$ se reduce a:

$$BR(H \rightarrow l_k \bar{l}_m)_{Y_\nu \ll 1}^{\text{MIA}} = \frac{g^2 m_k^2 m_H}{2^{16} \pi^5 m_W^2 \Gamma_H} \left| \frac{m_H^2}{M_R^2} \left(r \left(\frac{m_W^2}{m_H^2} \right) + \log \left(\frac{m_W^2}{M_R^2} \right) \right) (Y_\nu Y_\nu^\dagger)^{km} \right|^2 \quad (3.39)$$

Para acoplamientos de Yukawa grandes, los diagramas dominantes son (1)+(8)+(10) y la fracción de decaimiento en el canal $H \rightarrow l_k \bar{l}_m$ resulta ser:

$$\begin{aligned} BR(H \rightarrow l_k \bar{l}_m)_{Y_\nu \sim 1}^{\text{MIA}} &= \frac{g^2 m_k^2 m_H}{2^{16} \pi^5 m_W^2 \Gamma_H} \left| \frac{m_H^2}{M_R^2} (Y_\nu Y_\nu^\dagger)^{km} - \frac{3v^2}{M_R^2} (Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger)^{km} \right|^2 \\ &\simeq 10^{-7} \frac{v^4}{M_R^4} \left| (Y_\nu Y_\nu^\dagger)^{km} - 5.7 (Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger)^{km} \right|^2, \end{aligned} \quad (3.40)$$

donde en la última línea usamos los valores numéricos de los parámetros físicos $m_H = 125$ GeV y Γ_H el valor predicho por el SM. Este resultado coincide con el encontrado previamente en la literatura pero en la base física de los neutrinos (Ec. 31 de [55]).

3.4.3 Caso de bosón de Higgs virtual

Los resultados para el vértice efectivo presentados previamente son apropiados para aplicar al decaimiento del bosón de Higgs en dos leptones de distinto sabor. Es de interés el caso en el que el bosón de Higgs interviene como mediador en un proceso LFV. Por ejemplo, en el decaimiento $\tau \rightarrow H^* \mu \rightarrow \mu \mu \bar{\mu}$ de la figura 3.14, el momento transferido del H^* puede considerarse nulo en primera aproximación por lo que el vértice efectivo $H\tau\mu$ debe calcularse para $p_H = 0$. Discutiremos este régimen a continuación.

Como explicamos en la sección 3.4.2, no es posible utilizar la aproximación de momentos externos nulos para desarrollar las funciones de loop puesto que se debía retener la masa del bosón de Higgs para calcular su tasa de desintegración en un par de leptones. En

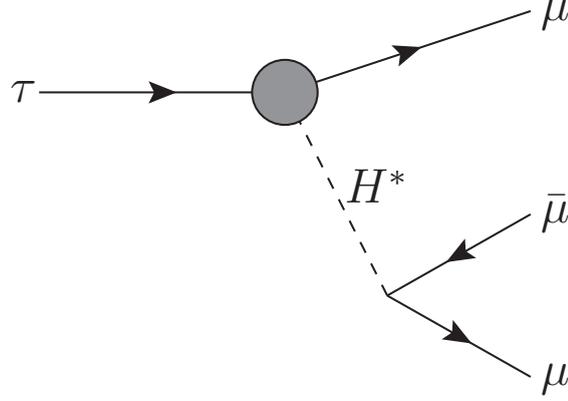


FIGURA 3.14: Decaimiento $\tau \rightarrow 3\mu$ mediado por un bosón de Higgs virtual. El círculo gris representa la interacción efectiva $H\tau\mu$ que viola el sabor leptónico.

el caso que nos interesa ahora, esta aproximación es válida para las funciones de loop y nos permitirá contar con el vértice efectivo a momento externo nulo. Las funciones de loop de la Ec. 3.34 que se modifican en este régimen son las que tenían una dependencia explícita en los momentos externos:

$$\begin{aligned}
B_0(p, M_R, m_W) \Big|_{p_{ext}=0} &= \Delta + 1 - \log\left(\frac{M_R^2}{\mu^2}\right) + \frac{m_W^2 \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{M_R^2}, \\
C_0(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) \Big|_{p_{ext}=0} &= \frac{1 + \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{M_R^2}, \\
\tilde{C}_0(p_2, p_1, m_W, M_R, 0) \Big|_{p_{ext}=0} &= \tilde{C}_0(p_2, p_1, m_W, 0, M_R) \Big|_{p_{ext}=0} \\
&= \Delta + 1 - \log\left(\frac{M_R^2}{\mu^2}\right) + \frac{m_W^2 \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{M_R^2}, \\
B_1(p, M_R, m_W) \Big|_{p_{ext}=0} &= -\frac{\Delta}{2} - \frac{3}{4} + \frac{1}{2} \log\left(\frac{M_R^2}{\mu^2}\right) \\
&\quad - \frac{m_W^2 \left(2 \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right) + 1\right)}{2M_R^2}, \\
C_{11}(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) \Big|_{p_{ext}=0} &= 2C_{12}(p_2, p_1, M_R, m_W, m_W) \Big|_{p_{ext}=0} \\
&= -\frac{3 + 2 \log\left(\frac{m_W^2}{M_R^2}\right)}{2M_R^2}, \\
D_{12}(0, p_2, p_1, 0, M_R, m_W, m_W) \Big|_{p_{ext}=0} &= 2D_{13}(0, p_2, p_1, 0, M_R, m_W, m_W) \Big|_{p_{ext}=0} \\
&= -\frac{1}{2M_R^2 m_W^2}. \tag{3.41}
\end{aligned}$$

Es importante destacar que estas funciones coinciden con los límites $m_H \rightarrow 0$ de sus

respectivas funciones de la Ec. 3.34 (se entiende este límite como $p_1^2 \rightarrow 0$ en las integrales de loops, como explicamos en el apéndice A). Con estos nuevos desarrollos a momento externo nulo, recalculamos el vértice efectivo de la Ec. 3.36 pero para un bosón de Higgs virtual:

$$V_{Hl_k l_m}^{\text{eff}} \Big|_{p_{\text{ext}}=0} = -\frac{1}{64\pi^2} \frac{m_k}{m_W} \left(\frac{3v^2}{M_R^2} \right) \left[\frac{g^2}{2} (Y_\nu Y_\nu^\dagger)^{km} + (Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger)^{km} \right]. \quad (3.42)$$

Encontramos, como era de esperar, que las predicciones numéricas para las anchuras de decaimiento resultantes a partir de este vértice efectivo, es decir, despreciando la masa del bosón de Higgs, no proveen una buena aproximación del cálculo completo de la sección 3.3. Como discutimos, para obtener una estimación realista de las tasas de decaimiento $H \rightarrow l_k \bar{l}_m$, debe utilizarse la Ec. 3.38 ya que tiene en cuenta apropiadamente los efectos de la masa del bosón de Higgs y aplica específicamente a sus decaimientos en capa de masa. Subrayamos entonces que la Ec. 3.42 es únicamente aplicable en procesos medidos por un Higgs con momento transferido nulo.

Podemos comparar estos resultados con la literatura previa. En particular, en [89] se calculó la anchura parcial $\Gamma(H \rightarrow l_k \bar{l}_m)$ en la base física de neutrinos muy pesados pero suponiendo la masa del Higgs más liviana que la del bosón W por lo que estamos en las condiciones de la aproximación considerada. Luego de escribir sus resultados en términos de los parámetros Y_ν y M_R , comprobamos que nuestra Ec. 3.42 coincide con sus resultados. En consecuencia, contamos con una expresión analítica a gran M_R para la interacción efectiva $Hl_k l_m$ cuando se considera nulo el impulso de todas las partículas interactuantes.

3.5 BR permitidas por los datos experimentales

Finalmente, discutiremos la bondad de nuestros resultados numéricos para la anchura parcial de decaimiento de la Ec. 3.38. Con este propósito comparamos nuevamente las predicciones numéricas de la predicción en la MIA con las del cálculo completo en [55]. Efectuamos esta comparación para las tres texturas: Y_ν^{TM9} , Y_ν^{TE10} (en la figura 3.15) y Y_ν^{GF} (en la figura 3.16). Mostramos esta comparación para los canales más interesantes $H \rightarrow \tau \bar{\mu}$ y $H \rightarrow \tau \bar{e}$. Si bien fue hecha la misma comparación para el canal $H \rightarrow \mu \bar{e}$, no la presentamos ya que se predicen fracciones de decaimiento muy pequeñas de poco

interés fenomenológico. Los plots de la figura 3.15 y figura 3.16 muestran las predicciones para la anchura parcial y BR de estos L $FVHD$, como función de M_R para tres valores diferentes del factor $f = 0.5, 1, 2$. También incluimos las áreas que están excluidas por los ajustes globales de los datos experimentales actuales (extraídos del análisis de GF). Concretamente, impusimos las restricciones en el parámetro η que tomamos de [189] a un nivel de 3σ . Entonces, el área sombreada en violeta corresponde a valores en el espacio de parámetros (M_R, f) donde dicha matriz η no cumple con las restricciones impuestas por $\eta_{3\sigma}^{\max}$ en Ec. 3.30 (para al menos una entrada). Por otro lado, incluimos las áreas donde los acoplamientos de Yukawa se vuelven no-perturbativos y no podemos confiar en nuestras predicciones. Específicamente, el área sombreada en amarillo representa la condición de no-perturbatividad ($|Y_\nu^{ij}|^2/(4\pi) > 1$) para alguna entrada. De esta manera, el área sombreada en marrón es la intersección de las zonas violeta y amarillo. Mientras que el área blanca representa la región permitida por los datos experimentales a 3σ y la perturbatividad de los acoplamientos de Yukawa.

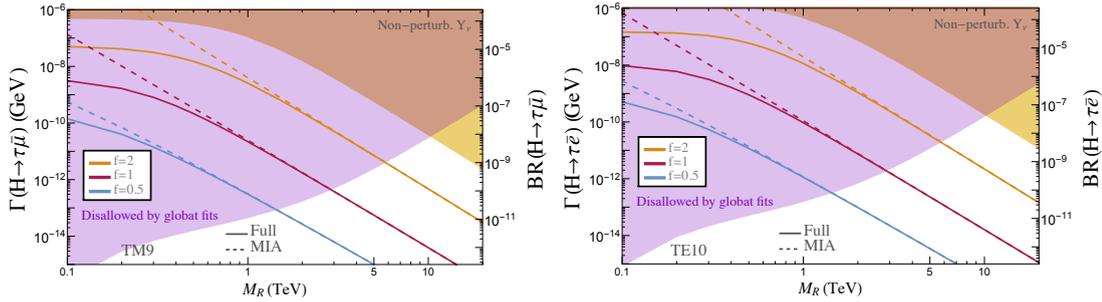


FIGURA 3.15: Panel izquierdo: predicciones para $H \rightarrow \tau\bar{\mu}$ con el vértice efectivo calculado en la MIA (línea punteada) para Y_ν^{TM9} . Panel derecho: predicciones para $H \rightarrow \tau\bar{e}$ con el vértice efectivo calculado en la MIA (línea punteada) para Y_ν^{TE10} . Las líneas sólidas corresponden al cálculo en la base física. El área sombreada a la izquierda (en violeta) está prohibida por los ajustes globales. El área sombreada a la derecha (en amarillo) está prohibida por la no-perturbatividad de los acoplamientos de Yukawa.

De estas figuras, las conclusiones son inmediatas y claras. El acuerdo entre las predicciones en la base física y en la MIA (a partir del vértice efectivo) es muy bueno para valores de M_R encima de 1 TeV y todos los valores de los acoplamientos Yukawa explorados en estos ejemplos. De hecho, la MIA es una muy buena aproximación en toda la región de interés donde las restricciones de los GF y la perturbatividad son respetadas (zonas blancas). Sin embargo, las tasas de desintegración en estas áreas permitidas (para

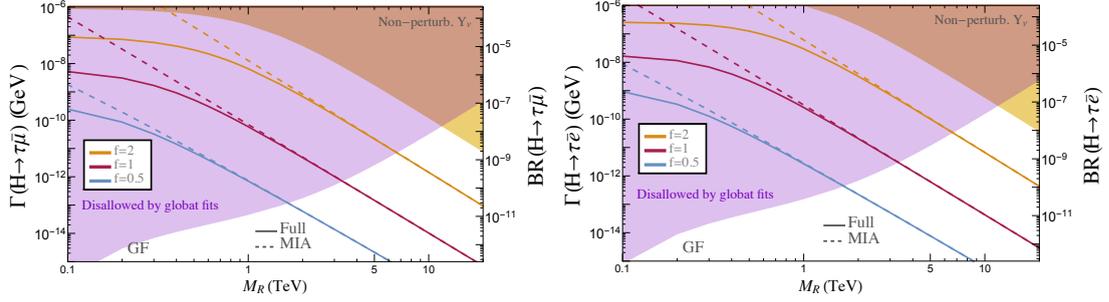


FIGURA 3.16: Predicciones para $H \rightarrow \tau\bar{\mu}$ (panel izquierdo) y $H \rightarrow \tau\bar{e}$ (panel derecho) con el vértice efectivo calculado en la MIA (línea punteada) para la textura Y_ν^{GF} . Las líneas sólidas corresponden al cálculo en la base física. El área sombreada a la izquierda (en violeta) está prohibida por los ajustes globales. El área sombreada a la derecha (en amarillo) está prohibida por la no-perturbatividad de los acoplamientos de Yukawa.

las tres texturas analizadas) corresponden a valores máximos para las fracciones de decaimiento de $\text{BR}(H \rightarrow \tau\bar{\mu}) \sim 10^{-8}$ y $\text{BR}(H \rightarrow \tau\bar{e}) \sim 10^{-7}$. Dichos valores máximos se encuentran aún lejos de la sensibilidad actual en el LHC (cerca a 10^{-2}).

3.6 Síntesis de resultados

Continuando con el estudio de decaimientos de bosones de Higgs con violación de sabor leptónico, este capítulo se centró en el decaimiento del bosón de Higgs del SM en un par de leptones de distinto sabor en el contexto de modelos de seesaw de baja escala. Nuevamente estos decaimientos se inducen radiativamente a un loop pero esta vez a través la presencia de neutrinos derechos. Realizamos los cálculos en un modelo de seesaw inverso trabajando en la base de interacción electrodébil para los neutrinos derechos. Esto se diferencia de los resultados de la literatura previa en los cuales se utiliza la base física para los estados internos de los loops por lo que mostramos un cálculo novedoso en este sentido. Como en el estudio anterior, implementamos la Aproximación de Inserción de Masa con los estados de neutrinos izquierdos ν_L , derechos ν_R y los singletes X del ISS; en lugar de los nueve estados físicos de neutrinos n_1, n_2, \dots, n_9 . Con el objetivo de simplificar el cálculo en la MIA, primero elegimos una base conveniente de modo que todos los efectos del singlete fermiónico X queden contenidos en una redefinición del propagador del ν_R . Llamamos *propagador vestido* a esta redefinición y obtuvimos las reglas de Feynman en esta nueva base. La ventaja de trabajar en esta base redefinida es que permite obtener un conjunto de reglas de Feynman generales para las interacciones del sector de neutrinos (ν_L y ν_R) en el cual se produce la violación de sabor leptónico de

este tipo de procesos. Además, los resultados pueden ser extendidos a todos los modelos seesaw de baja escala que compartan las mismas reglas de Feynman. Aclaremos que las anchuras de decaimiento de Higgs con LFV en el marco de la MIA se expresan en un desarrollo perturbativo en potencias de los únicos acoplamientos de Yukawa que cambian el sabor leptónico (Y_ν). En este modelo de seesaw inverso donde supusimos a la matriz M_R diagonal en el espacio de sabor, hay dos interacciones capaces de cambiar el sabor leptónico: la inserción de masa $m_D = vY_\nu$ y la matriz μ_X que viola el número leptónico. Esta última es responsable de la pequeña masa observada de los neutrinos y en general es no-diagonal. Sin embargo, debido a su tamaño despreciable comparado con Y_ν , sus efectos en estos LFVHD son irrelevantes y pueden ser ignorados. En consecuencia, el parámetro que domina el desarrollo en la MIA es la matriz de Yukawa Y_ν y como es no-diagonal en el espacio de sabor, es la única fuente de violación de sabor en nuestro modelo considerado.

Hemos presentado aquí los resultados analíticos para los factores de forma usando la MIA que definen las amplitudes de los LFVHD a un loop. El cómputo incluye el cálculo de los términos LO de $\mathcal{O}(Y_\nu Y_\nu^\dagger)$ así como también los términos NLO de $\mathcal{O}(Y_\nu Y_\nu^\dagger Y_\nu Y_\nu^\dagger)$. Primero comprobamos que nuestros resultados analíticos son los mismos en distintos gauges. Concretamente, obtuvimos los mismos factores de forma de la Ec. 3.20 (F_L) y Ec. 3.21 (F_R) al realizar los cálculos en tres gauge diferentes: el gauge de Feynman-'t Hooft, el gauge Unitario y en un R_ξ gauge arbitrario.

Los nuevos resultados analíticos más importantes se resumen en la Ec. 3.36 para el vértice efectivo $V_{Hl_k l_m}^{\text{eff}}$ y su correspondiente anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow l_k \bar{l}_m)^{\text{MIA}}$ en la Ec. 3.38. Como podemos ver de estas ecuaciones, los resultados contienen acoplamientos de Yukawa Y_ν genéricos. Las únicas condiciones a nivel teórico que deben satisfacerse para que nuestros desarrollos sean válidos son: (i) la masa de Dirac del modelo debe ser mucho menor que la escala de Nueva Física M_R ($vY_\nu \ll M_R$) y (ii) los acoplamientos de Yukawa deben ser perturbativos ($|Y_\nu^{ij}|^2/(4\pi) < 1$). En consecuencia, nuestros resultados analíticos presentados son generales para un modelo ISS y se expresan en función de los parámetros fundamentales Y_ν y M_R , por lo que pueden ser aplicados a otros modelos similares de seesaw de baja escala.

Hemos verificado la bondad de los resultados en la MIA comparando numéricamente los

mismos con los correspondientes en la base física para neutrinos ([79] y [55]). Encontramos que para obtener una buena convergencia numérica entre la MIA y la completo, es necesario incluir los términos LO y NLO en el desarrollo, que llamamos $\mathcal{O}(Y_\nu^2 + Y_\nu^4)$ por brevedad. Verificamos que nuestra aproximación funciona correctamente para una gran región en el espacio de parámetros relevantes (Y_ν, M_R) . Para pequeños valores de acoplamiento de Yukawa (correspondientes al factor $f < 0.5$) hay un excelente acuerdo incluso para valores de M_R superiores a 400 GeV. En este caso, la expresión analítica simplificada para el BR viene dada en la Ec. 3.39. Por otro lado, para valores del acoplamiento Yukawa grandes ($0.5 < f < 2$), hay un buen acuerdo pero para valores de M_R encima de 1 TeV. En este caso, la expresión simplificada para el BR está en la Ec. 3.40.

Junto con los factores de forma, hemos obtenido el vértice efectivo para la interacción $Hl_i l_j$ que se genera radiativamente a un loop por neutrinos derechos pesados. Para este cálculo, presentamos un desarrollo sistemático de los factores de forma en potencias inversas de M_R que resulta válido en la jerarquía de masas $m_l \ll m_D, m_W, m_H \ll M_R$. Encontramos que los términos dominantes en este desarrollo corresponden a $\mathcal{O}(v^2/M_R^2)$ y $\mathcal{O}(v^2 \log(v^2/M_R^2)/M_R^2)$, mostrando un comportamiento desacoplante con la escala de Nueva Física. En este desarrollo tuvimos especial cuidado con el tratamiento de los efectos del momento externo del bosón de Higgs, ya que en este observable dicha partícula se encuentra en su capa de masa. Dicho de otra manera, se siguió el rastro de todas las masas a la escala electrodébil (m_W y m_H) involucradas puesto que son de $\mathcal{O}(v)$ y contribuyen a los términos deseados $\mathcal{O}(v^2/M_R^2)$. En cambio, las masas de los leptones no producen correcciones relevantes y son despreciadas en este cálculo. Al mismo tiempo, presentamos una fórmula analítica para el vértice efectivo cuando se considera nulo el momento del Higgs en la Ec. 3.42. Este caso es importante cuando dicha partícula actúa como mediador en un proceso en el cual el momento transferido puede considerarse nulo.

Creemos que nuestra fórmula analítica simple para $V_{Hl_k l_m}^{\text{eff}}$ de la Ec. 3.36 puede ser útil para otros análisis que deseen estimar de manera rápida las tasas de estos LFVHD en términos de los parámetros de entrada correspondientes. Hemos mostrado con varios ejemplos que estas fórmulas simples en la MIA funcionan correctamente en una ventana interesante del espacio de parámetros (Y_ν, M_R) permitida por los experimentos. Las fracciones de decaimiento $\text{BR}(H \rightarrow \tau \bar{\mu})$ y $\text{BR}(H \rightarrow \tau \bar{e})$ predichas en los ejemplos

particulares de este estudio resultan significativamente restringidas por los datos experimentales (GF) y requisitos de perturbatividad de los acoplamientos de Yukawa. Tales restricciones reducen a BR inferiores a 10^{-7} , lejos de la sensibilidad actual del LHC.

Capítulo 4

Estrategia de búsqueda para la producción de pares de Higgs pesados decayendo invisiblemente en el LHC

La búsqueda de bosones de Higgs pesados en el LHC representa un programa intenso llevado a cabo por las colaboraciones ATLAS y CMS. Estos programas incluyen estudios de decaimientos invisibles de Higgs y búsquedas de candidatos para la materia oscura. No han sido observadas desviaciones con respecto al fondo del Modelo Estándar en ninguna de estas búsquedas, de manera que el espacio de parámetros de diferentes modelos de Nueva Física con sectores de Higgs extendidos ha sido acotado. En este capítulo diseñamos una estrategia de búsqueda dedicada a la producción de un par de bosones de Higgs pesados con posibles decaimientos en un canal invisible en el LHC para una energía del centro de masa $\sqrt{s} = 14$ TeV. En particular, nos concentramos en la producción de un escalar pesado H junto con un pseudoescalar A a través del modo $q\bar{q} \rightarrow Z^* \rightarrow HA$. Identificamos como señal más prometedora la correspondiente al estado final con cuatro quarks b y energía perdida ($4b + E_T^{\text{miss}}$) proveniente de los modos de desintegración $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ (siendo h el bosón de Higgs descubierto de masa $m_h = 125$ GeV) y el canal invisible del pseudoescalar. Trabajamos en el contexto de escenarios simplificados del MSSM que contienen sfermiones pesados a la escala de $\mathcal{O}(10)$ TeV salvo por los stops

que tienen la masa necesaria para reproducir la masa de 125 GeV del bosón de Higgs más liviano compatible con el Modelo Estándar. Por otro lado, los gauginos/higgsinos y los bosones pesados H y A se encuentran a la escala electrodébil. La estrategia de búsqueda desarrollada permite obtener significancias estadísticas para la señal sobre los fondos de valores $\sim 1.6\sigma$ y $\sim 3\sigma$ en los casos de luminosidades integradas de 300 fb^{-1} y 1000 fb^{-1} .

Este capítulo se organiza de la siguiente manera: en la sección 4.1 presentaremos los escenarios del MSSM en el régimen de baja t_β con decaimientos de Higgs invisibles que dan lugar a una rica fenomenología del sector de Higgs. Los modos de producción de pares de Higgs en el LHC, la descripción de los posibles estados finales y la comparación con las búsquedas actuales en el LHC se muestran en la sección 4.2. Por otro lado, en la sección 4.3 desarrollamos una estrategia de búsqueda dedicada a $pp \rightarrow HA \rightarrow 4b + E_T^{\text{miss}}$ en el LHC, mostrando las significancias estadísticas esperadas para la señal y sus futuras proyecciones en el HL-LHC. Dejamos para la sección 4.4 las perspectivas y un compendio de los resultados más importantes de este análisis.

4.1 Escenarios del MSSM en el régimen de baja t_β con decaimientos de Higgs invisibles

La rica fenomenología del sector de Higgs del MSSM para valores pequeños del parámetro t_β fue recientemente destacada en [176, 177] y enfatizada en [154–158, 179, 180]. En el régimen de baja t_β , la fenomenología del sector de Higgs se enriquece significativamente debido a la supresión de los canales de decaimiento de bosones de Higgs neutros en pares de fermiones tipo d (recordemos que éstos resultan proporcionales a t_β). En tal caso, dichos bosones tienen fracciones de decaimiento medibles a distintos canales interesantes en los aceleradores, dependiendo del valor de las masas, estos canales son: $H \rightarrow W^+W^-, ZZ, hh, t\bar{t}$ y $A \rightarrow hZ, t\bar{t}$. Otra posibilidad que no ha sido tenida en cuenta en [154–158, 179, 180] es que estos bosones pesados decaigan invisiblemente en un par de neutralinos más ligeros, $H, A \rightarrow \chi\chi$ (si $M_\chi < M_{H,A}/2$), suponiendo que dicho estado es la partícula del MSSM más ligera y por ende estable (usaremos la notación simplificada $\chi \equiv \tilde{\chi}_1^0$ para el neutralino más liviano). Estos decaimientos invisibles pueden tener

fracciones de decaimiento competitivas con los otros canales mencionados para valores pequeños de t_β e incluso ser el canal dominante para el pseudoescalar.

El estudio fenomenológico del sector de Higgs para valores bajos de t_β con decaimientos invisibles en el contexto del escenario de Slim SUSY [176, 177], definido de la siguiente manera:

1. Contiene stops con masas suficientemente grandes para dar cuenta de la masa del bosón de Higgs del SM ($m_{h_{\text{SM}}} \simeq 125$ GeV) a través de correcciones radiativas.
2. Masas pesadas para las primeras dos generaciones de sfermiones para resolver el problema de sabor, o al menos, relajarlo [197, 198].
3. El espectro de neutralinos contiene una LSP con $m_\chi = \mathcal{O}(100$ GeV) que es un candidato a materia oscura [199].
4. Todo el sector de Higgs tiene masas cercanas a la escala electrodébil.

Esta clase de escenario simplificado del MSSM puede ser descrito por sólo cuatro parámetros de entrada a la escala electrodébil: t_β , la masa del pseudoescalar M_A , la masa del Bino M_1 y del Higgsino μ . Cabe destacar que las otras dos masas de gauginos (M_2 y M_3) están a la escala del TeV y no juegan ningún rol en el estudio fenomenológico de este análisis. Elegimos μ cercano a M_1 para lograr una mezcla Bino/Higgsino considerable teniendo, de esta manera, acoplamiento Higgs-neutralino-neutralino medibles [200] y evitando los decaimientos de bosones pesados en pares de charginos (χ^\pm) o segundos neutralinos (χ_2). En consecuencia, las únicas nuevas partículas presentes a baja escala relevantes para la fenomenología de interés son los bosones de Higgs pesados (H y A) y el neutralino más ligero (χ) bajo la condición de que $M_\chi < M_{H,A}/2$. En este análisis fijamos $t_\beta = 3$ como valor de referencia y definimos tres escenarios diferentes según el valor de M_A . Dichos espectros fueron generados con el código SUSY-HIT [201]:

- Escenario *masa-ligera*: $M_A = 200$ GeV, $M_H = 216$ GeV, $M_\chi = 60$ GeV ($M_1 = 75$ GeV, $\mu = 154$ GeV).
- Escenario *masa-media*: $M_A = 300$ GeV, $M_H = 309$ GeV, $M_\chi = 129$ GeV ($M_1 = 150$ GeV, $\mu = 200$ GeV).

- Escenario *masa-pesada*: $M_A = 400$ GeV, $M_H = 406$ GeV, $M_\chi = 174$ GeV ($M_1 = 200$ GeV, $\mu = 235$ GeV).

Los valores de M_A elegidos podrían estar en cierta tensión con ciertos observables de sabor (como $B \rightarrow X_s \gamma$) debido a las contribuciones importantes de la transición $b \rightarrow s \gamma$ que proviene de los bosones de Higgs cargados [202]. En general, las contribuciones de los distintos bosones de Higgs, charginos y gluino a $B \rightarrow X_s \gamma$ compiten y no es difícil obtener cancelaciones entre las mismas [203]. Sin embargo, el estudio detallado de las restricciones impuestas por los experimentos en esta clase de observables de baja energía están fuera del alcance de lo que nos proponemos en esta tesis aunque sí verificamos que las predicciones para $\text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma)$ están permitidas a un nivel de 2σ en nuestros escenarios.

Mostramos en la tabla 4.1 los valores para las fracciones de decaimiento de los canales dominantes de bosones neutros pesados H y A en cada uno de los escenarios considerados. Dichos BR fueron calculados con el código SUSY-HIT. Para $M_A = 200$ GeV: los modos de decaimiento $H, A \rightarrow t\bar{t}$, $H \rightarrow hh$ y $A \rightarrow hZ$ están cinemáticamente cerrados por lo que los canales dominantes para el escalar pesado son en pares W^+W^- (59%) seguido del par ZZ (23%) y $b\bar{b}$ (12%), mientras que para el pseudoescalar A corresponde a su canal invisible con 62%. Por otro lado, para $M_A = 300$ GeV: el canal $H \rightarrow hh$ se abre y se convierte en el dominante (45%) para el escalar y para el pseudoescalar también es accesible $A \rightarrow hZ$ (22%) pero su canal invisible sigue siendo el dominante (46%). Finalmente, para $M_A = 400$ GeV: el decaimiento en par de quarks top se abre y es el dominante para ambos H y A con 77% y 91% respectivamente, seguido por $H \rightarrow hh$ (11%) y $A \rightarrow \chi\chi$ (4%).

4.2 Producción de un par de bosones de Higgs pesados en el LHC

Como discutimos previamente, estamos interesados en estudiar la producción de un par de bosones de Higgs pesados $H + A$ en el LHC. Este proceso ocurre a orden árbol mediado por un bosón Z^* virtual que proviene de una aniquilación de quarks livianos. También se produce por fusión de gluones a un loop a través de diagramas tipo caja. Estos mecanismos han sido ya estudiados en [204] para diferentes pares de bosones del

M_A [GeV]	200	300	400
$H(A) \rightarrow b\bar{b}$	12% (33%)	13% (27%)	4% (2%)
$H(A) \rightarrow \tau^+\tau^-$	1% (4%)	2% (4%)	0.6% (0.3%)
$H(A) \rightarrow t\bar{t}$	C (C)	C (C)	77% (91%)
$H(A) \rightarrow W^+W^-$	59% (P)	26% (P)	5% (P)
$H(A) \rightarrow ZZ$	23% (P)	12% (P)	2% (P)
$H(A) \rightarrow hh(hZ)$	C (C)	45% (22%)	11% (2%)
$H(A) \rightarrow \chi\chi$	3% (62%)	2% (46%)	0.6% (4%)

TABLA 4.1: Fracciones de decaimiento de los canales dominantes de bosones de Higgs del MSSM neutros pesados en el régimen de baja t_β para los tres escenarios de interés *masa-ligera*, *masa-media* y *masa-pesada* ($\tan\beta = 3$ and $M_A = 200, 300$ y 400 GeV, respectivamente), calculados con SUSY-HIT. Denotamos con “C” y “P” a los canales cinemáticamente cerrados y prohibidos, respectivamente. Los valores entre paréntesis corresponden al pseudoescalar A .

MSSM. En particular, debemos destacar la ventaja significativa del modo de producción a orden árbol $q\bar{q} \rightarrow Z^* \rightarrow HA$ para los escalares pesados. Esta ventaja radica en que su amplitud es proporcional a $\sin(\beta - \alpha)$ (dicha cantidad debe ser cercana a 1 por las búsquedas de bosones de Higgs ligeros en el LHC) no habiendo una supresión dinámica como en $q\bar{q} \rightarrow Z^* \rightarrow hA$. A continuación presentaremos las secciones eficaces de producción en los tres escenarios de referencia de la sección 4.1 y discutiremos los diferentes estados finales en el LHC para cada uno de ellos. Luego analizaremos estos tres escenarios con las búsquedas generales de Nueva Física en el LHC a 8 TeV y 13 TeV.

4.2.1 Secciones eficaces y estados finales

Las secciones eficaces para la producción de pares de Higgs pesados en sus modos $q\bar{q} \rightarrow HA$ y $gg \rightarrow HA$ en el LHC con $\sqrt{s} = 14$ TeV se muestran en la tabla 4.2. Las mismas fueron calculadas a NLO con el código HPAIR [205, 206] para los valores $M_A = 200, 300$ y 400 GeV con $\tan\beta = 3$. Las secciones eficaces predichas para el modo $q\bar{q}$ son medibles, de $\mathcal{O}(1)$ fb al menos, incluso para el escenario de *masa-pesada*. Por el contrario, el modo de producción por fusión de gluones es mucho menor representando correcciones del por ciento respecto del de aniquilación de quarks livianos. De acuerdo con estos números, es claro que en el régimen de baja t_β es muy buena aproximación considerar sólo el modo de producción $q\bar{q} \rightarrow HA$ para calcular la sección eficaz de $H + A$ en el LHC.

M_A [GeV]	200	300	400
$\sigma(q\bar{q} \rightarrow HA)$ [fb]	20.6	4.60	1.41
$\sigma(gg \rightarrow HA)$ [fb]	1.33	0.08	0.01

TABLA 4.2: Secciones eficaces [fb] para los modos de producción $q\bar{q} \rightarrow HA$ y $gg \rightarrow HA$ de un par de bosones pesados en el LHC con una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 14$ TeV, para $M_A = 200, 300, 400$ GeV, y $t_\beta = 3$, calculadas a NLO con HPAIR.

$H(\rightarrow XX) + A(\rightarrow YY)$	$\sigma(q\bar{q} \rightarrow HA) \times \text{BR}$ [fb]
$W^+W^-(\rightarrow l\nu_l jj') + \chi\chi$	3.704
$b\bar{b} + \chi\chi$	1.533
$\tau^+\tau^- + \chi\chi$	0.128
$ZZ(\rightarrow 4l) + \chi\chi$	0.005

TABLA 4.3: $\sigma(q\bar{q} \rightarrow HA) \times \text{BR}$ [fb] de los modos de decaimiento dominantes de un par de bosones pesados neutros del MSSM para baja t_β en el escenario de *masa-ligera* con $\sqrt{s} = 14$ TeV.

Discutiremos ahora sobre las secciones eficaces de los canales de decaimiento dominantes para la producción $H + A$ en su modo $q\bar{q} \rightarrow HA$. Usaremos las fracciones de decaimiento de H y A de la tabla 4.1 junto con las secciones eficaces de producción de la tabla 4.2 para calcular $\sigma(pp \rightarrow Z^* \rightarrow HA) \times \text{BR}(H \rightarrow XX, A \rightarrow YY)$. Como estamos interesados en decaimientos invisibles, consideraremos dicha vía de desintegración para el pseudoescalar ($A \rightarrow \chi\chi$) dado que es su canal dominante para los primeros dos escenarios considerados. Para el escalar H , incluimos en el análisis $H \rightarrow W^+W^-$ con su estado final semileptónico ($W^+W^- \rightarrow l\nu_l + jj$ siendo $l = e, \mu$) tal que $\text{BR}(WW \rightarrow l\nu_l + jj) = 0.29$. En el caso $H \rightarrow ZZ$, consideramos el decaimiento leptónico del bosón Z , resultando $\text{BR}(ZZ \rightarrow 4l) \simeq 4 \times 10^{-4}$ ($4l = 4e, 2e2\mu, 4\mu$). Por último, para el proceso $H \rightarrow hh$, consideramos $\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) \simeq 0.7$ y $\text{BR}(h \rightarrow \tau^+\tau^-) \simeq 0.07$. Mostramos las secciones eficaces con $\sqrt{s} = 14$ TeV para el escenario *masa-ligera* en la tabla 4.3, para el escenario *masa-media* en la tabla 4.4 y para el escenario de *masa-pesada* en la tabla 4.5. A continuación, discutimos cada caso particular.

En el caso de $M_A = 200$ GeV (escenario de *masa-ligera*): vemos de la tabla 4.3 que el estado final dominante es $W^+W^-(\rightarrow l\nu_l jj') + \chi\chi$ y el subdominante $b\bar{b} + \chi\chi$. El dominante tiene la ventaja de una gran sección eficaz pero la presencia de energía transversa perdida (E_T^{miss}) en el decaimiento de uno de los bosones W afecta la reconstrucción del canal invisible del pseudoescalar A y dificultaría una discriminación eficiente entre señal

$H(\rightarrow XX) + A(\rightarrow YY)$	$\sigma(q\bar{q} \rightarrow HA) \times \text{BR}$ [fb]
$hh(\rightarrow 4b) + \chi\chi$	0.453
$b\bar{b} + \chi\chi$	0.275
$W^+W^-(\rightarrow l\nu_l j j') + \chi\chi$	0.160
$hh(\rightarrow 2b2\tau) + \chi\chi$	0.049

TABLA 4.4: $\sigma(q\bar{q} \rightarrow HA) \times \text{BR}$ [fb] de los modos de decaimiento dominantes de un par de bosones pesados neutros del MSSM para baja t_β en el escenario de *masa-lmedia* con $\sqrt{s} = 14$ TeV.

y fondo. Además, el canal hadrónico del otro bosón W debe ser confrontado con grandes fondos de QCD. Por otro lado, el canal subdominante parece ser el más interesante pero el estudio detallado de $b\bar{b} + E_T^{\text{miss}}$ [207] es muy complejo incluso en el HL-LHC. Si consideramos el decaimiento de H en un par de leptones τ , se reducen los fondos de QCD pero tiene una sección eficaz de un orden de magnitud menor que el canal $b\bar{b}$ y la eficiencia de la reconstrucción de τ no es mucho mejor que la de b -jets. Finalmente, el canal más limpio es $4l + E_T^{\text{miss}}$ (que proviene de $H \rightarrow ZZ$) pero tiene una sección eficaz muy pequeña y esto hace muy difícil incrementar la significancia de la señal respecto de los fondos.

En cuanto al caso de $M_A = 300$ GeV (escenario de *masa-media*): vemos de la tabla 4.4 que el canal $H \rightarrow hh$ se abre y esto hace más prometedor este escenario. El canal dominante resulta ser $4b + E_T^{\text{miss}}$ en el cual los cuatro quarks b son producidos por el decaimiento de los bosones de Higgs ligeros. En [207], se comenta la potencialidad de este estado final para el estudio de Nueva Física en el LHC pero no se analiza en detalle. Puede sacarse ventaja de $H \rightarrow hh$ en el estado final $2b2\tau + E_T^{\text{miss}}$ pero su sección eficaz es un orden de magnitud menor que el dominante y hay que discriminar de todas maneras entre grandes fondos de QCD y con los problemas de reconstrucción de b y τ . Esta producción resonante de dos bosones de Higgs ligeros ha sido muy estudiada en el MSSM [208] y en muchos otros modelos con un sector de Higgs extendido, como por ejemplo en un sector fuertemente interactuante [209], modelos de portales de Higgs [208, 210] y 2HDM [211]. En ningún caso, esta producción resonante fue considerada en asociación con un pseudoescalar decayendo invisiblemente. Además, en esta región cinemática, los canales $W^+W^- + E_T^{\text{miss}}$ y $b\bar{b} + E_T^{\text{miss}}$ tienen secciones eficaces considerables aunque menores que $4b + E_T^{\text{miss}}$ y tenemos los mismos inconvenientes que

$H(\rightarrow XX) + A(\rightarrow YY)$	$\sigma(q\bar{q} \rightarrow HA) \times \text{BR} [\text{fb}]$
$t\bar{t} + t\bar{t}$	0.988
$hh(\rightarrow 4b) + t\bar{t}$	0.067
$t\bar{t} + \chi\chi$	0.043

TABLA 4.5: $\sigma(q\bar{q} \rightarrow HA) \times \text{BR} [\text{fb}]$ de los modos de decaimiento dominantes de un par de bosones pesados neutros del MSSM para baja t_β en el escenario de *masa-pesada* con $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.

en el escenario *masa-media*.

Por último, en el caso de $M_A = 400 \text{ GeV}$ (escenario de *masa-pesada*): en esta región cinamática se abre la producción de un par de quarks top a partir de los bosones pesados y el estado final de $t\bar{t}t\bar{t}$ domina ampliamente (tabla 4.5) con una sección eficaz de $\sim 1 \text{ fb}$. Este canal fue estudiado en [212]. El canal con energía transversa perdida dominante es $t\bar{t} + E_T^{\text{miss}}$, pero tiene una sección eficaz 20 veces menor que el canal de $4t$. Con esta sección eficaz tan pequeña, es de esperar que los fondos de QCD dominan sobre la señal en el caso de decaimiento hadrónicos de quarks top mientras que para los canales leptónicos, la E_T^{miss} de los quarks top distorsiona la energía transversa perdida del decaimiento invisible del pseudoescalar A . En consecuencia, resultaría complejo el estudio de decaimientos invisibles en este escenario. Por otro lado, el canal $H \rightarrow hh$ tiene un tamaño considerable por lo que el estado final podría ser $4b + 2t$ pero su sección eficaz es un orden de magnitud menor que el de $4t$ y los grandes fondos de QCD dificultan el análisis.

Teniendo en cuenta todo lo expuesto anteriormente, nos concentraremos en el escenario de *masa-media* a través del canal $q\bar{q} \rightarrow HA \rightarrow 4b + E_T^{\text{miss}}$ ($H \rightarrow hh \rightarrow 4b$ y $A \rightarrow \chi\chi$) como señal prometedora para decaimientos invisibles en la producción de pares de Higgs pesados en el LHC. Este mismo estado final fue recientemente estudiado por la colaboración CMS en el contexto de gauge-mediated SUSY breaking, considerando la producción electrodébil de dos Higgsinos que decaen en los bosones de Higgs ligeros h y en la partícula supersimétrica más ligera Goldstino (\tilde{G}). Los resultados reportados por CMS son consistentes con las predicciones de fondos del SM y se impusieron límites de exclusión al 95% CL en las secciones eficaces de producción de pares de Higgsinos (que son considerablemente mayores a las que tenemos en este análisis). Sin embargo,

este estado final originado de una cascada de procesos SUSY tiene un comportamiento cinemático muy diferente del que proponemos a través de $pp \rightarrow HA \rightarrow 4b + E_T^{\text{miss}}$. En la siguiente sección desarrollaremos una estrategia de búsqueda dedicada a este canal. Antes mostraremos que las búsquedas recientes en el LHC no excluyen señales compatibles con nuestro modo de producción $pp \rightarrow Z^* \rightarrow HA$ en ninguno de los escenarios de referencia.

4.2.2 Búsquedas en el LHC

Hemos confrontado nuestros tres escenarios con las búsquedas generales de Nueva Física en el LHC a 8 TeV y 13 TeV usando el software `CheckMATE 2` [213]. Simulamos el proceso $pp \rightarrow Z^* \rightarrow HA$ usando `MadGraph 5` [214] y los bosones de Higgs neutros decayendo según las fracciones de desintegración calculadas con el código `SUSY-HIT` [201]. Las secciones eficaces de producción de HA fueron calculadas a NLO usando `HPAIR` [205, 206], el cual incluye correcciones QCD y SUSY-QCD según [215] y [216], respectivamente. Finalmente, implementamos `PYTHIA` [217] para la lluvia partónica y hadronización, mientras que la simulación del detector se llevó a cabo con `Delphes 3` [218].

Para las búsquedas a 8 TeV y 13 TeV, ninguno de los tres escenarios está excluido por los análisis validados por `CheckMATE 2`. Para cada uno de los análisis implementados, calculamos la significancia de la señal en las regiones más sensibles. Dicha significancia se obtuvo con la fórmula aproximada S/\sqrt{B} , siendo S el número de eventos de señal y B los de fondo en la región de señal más sensible. Los resultados derivados de las búsquedas en el LHC a 8 TeV incluidas en `CheckMATE 2` están listados en la tabla 4.6. En la última columna incluimos el nombre de las regiones de señal más sensibles para cada análisis. Para todos los escenarios los valores de S/\sqrt{B} son muy bajos para las búsquedas generales en el LHC a 8 TeV. Los resultados correspondientes para 13 TeV se muestran también en la tabla 4.6 entre paréntesis. Como en el caso de 8 TeV, las significancias de señal también son bajas.

Para $M_A = 200$ GeV, las regiones de señal más sensibles son $S7$ y $bCbv$ para las búsquedas en el LHC a 8 y 13 TeV, respectivamente. La primera corresponde al análisis de ATLAS para la búsqueda directa de producción de pares de stops con estados finales de dos leptones de signo opuesto u una luminosidad de 20.3 fb^{-1} [219]. La segunda región también corresponde a la colaboración ATLAS en la búsqueda de stops pero en el estado

M_A [GeV]	S/\sqrt{B} LHC a 8 TeV (13 TeV)	Región de Señal
200	0.058 (0.077)	S7 [219] (bCbv [220])
300	0.029 (0.022)	SR-0l-4j-A [221] (bCbv [220])
400	0.025 (0.016)	SR3b [222] (SR3b [223])

TABLA 4.6: Significancias correspondientes al LHC para 8 TeV y 13 TeV (en paréntesis) obtenidas con **CheckMATE 2**, para los tres escenarios de referencia ($M_A = 200, 300$ y 400 GeV). Incluimos en la última columna el nombre de las regiones más sensibles.

final con un leptón aislado, jets y momento transverso perdido para 13.2 fb^{-1} [220]. La región de señal S7 se define a través de la masa stransversa (m_{T2}) requiriendo $m_{T2} > 120$ GeV y de modo que el número de jets con $p_T > 20$ GeV sea menor que 2. Por otro lado, la región bCbv selecciona eventos con dos o más jets livianos de $p_T > (120 \text{ GeV}, 80 \text{ GeV})$ y sin b -jets. También se imponen los siguientes cortes: $E_T^{\text{miss}} > 360$ GeV, $H_{T,\text{sig}}^{\text{miss}} > 16$, $m_T > 200$ GeV, $|\Delta\phi(\text{jet}_i, \vec{p}_T^{\text{miss}})|(i = 1) > 2.0$, $|\Delta\phi(\text{jet}_i, \vec{p}_T^{\text{miss}})|(i = 2) > 0.8$, masa del jet más ancho en el intervalo $[70 \text{ GeV}, 100 \text{ GeV}]$ y $\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \ell) > 1.2$. La definición de dichas variables se encuentra en [220].

En el caso de $M_A = 300$ GeV, las regiones de señal con mayor significancia son SR-0l-4j-A [221] y nuevamente bCbv [220] para 8 y 13 TeV, respectivamente. La región SR-0l-4j-A se incluye en el análisis de ATLAS para la producción fuerte de partículas SUSY en estado final con momento transverso perdido y al menos tres b -jets para la luminosidad de 20.1 fb^{-1} [221]. La selección específica de la región de señal se basa en los requisitos: $N_{\text{jets}} > 4$, p_T de jets > 30 GeV, $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV, $m_{\text{eff}}^{4j} > 1000$ GeV y $E_T^{\text{miss}}/\sqrt{H_T^{4j}} > 16 \text{ GeV}^{1/2}$. Las definiciones se incluyen en [221].

Finalmente, para $M_A = 400$ GeV, la región más sensible para 8 TeV y 13 TeV se llama SR3b pero su definición es diferente para cada análisis. En ambos casos, las búsquedas se centran en estados finales con jets y dos leptones del mismo signo o tres leptones. Para el análisis de 8 TeV [222], la región de señal requiere dos leptones del mismo signo o tres leptones con al menos cinco jets y tres b -jets y también $m_{\text{eff}} > 350$ GeV. Mientras que para 13 TeV [223] se exigen al menos dos leptones, al menos tres b -jets con $p_T > 20$ GeV, $E_T^{\text{miss}} > 125$ GeV y $m_{\text{eff}} > 650$ GeV.

De lo dicho anteriormente, vemos que incluso en las regiones de señal más sensibles de estas búsquedas generales están muy lejos de la sensibilidad necesario para el estudio

de la producción de pares de bosones pesados. Entonces resulta necesario diseñar una estrategia de búsqueda dedicada a este proceso. En la siguiente sección nos ocuparemos de esto.

4.3 Estrategia de búsqueda para $pp \rightarrow HA \rightarrow 4b + E_T^{\text{miss}}$ en el LHC

En esta sección desarrollaremos una estrategia de búsqueda dedicada a la producción de bosones pesados $H + A$ con $M_H = 309$ GeV y $M_A = 300$ GeV (escenario *masa-media*), con decaimiento invisible del pseudoescalar A y el escalar pesado decayendo en un par de bosones de Higgs ligeros h los cuales decaen a su vez en pares de quarks b . El estado final resultante para este proceso contiene 4 b -jets y gran energía transversa perdida E_T^{miss} , con una sección eficaz total de 0.453 fb. Para la topología de este estado final, consideramos dos regiones de señal, la primera (SR1) se define pidiendo exactamente 4 b -jets. Sin embargo, como trabajamos con una eficiencia de reconstrucción de b -jets (b -tagging) del $\sim 75\%$, también estudiamos una segunda región de señal (SR2) en la cual se exigen 3 ó 4 b -jets. Además, en ambas regiones, se requiere 0 ó 1 jet liviano (para reducir los fondos con multiplicidad de jets grande) y no debe haber leptones (para evitar la presencia de energía transversa perdida por neutrinos que vengan de fondos con quarks top). En lo que sigue describiremos las características generales de la señal y el método de optimización implementado para la potencial detección. Luego iremos sobre la estrategia en las distintas regiones de señal.

4.3.1 Características de la señal y método de optimización

En este apartado discutiremos cómo maximizar la significancia de la señal sobre el fondo concentrándonos en los fondos irreducibles y dejando el análisis de los fondos reducibles para cada región en particular. Procedemos de esta manera ya que esperamos que los irreducibles imiten más de cerca a la señal que los reducibles. Entonces, una optimización de la significancia basada en el tratamiento de los fondos irreducibles debería conducir ya por sí misma a una eficiente discriminación entre la señal y todos los fondos. Dicho de otra manera, comenzamos desarrollando una estrategia de búsqueda teniendo en cuenta la señal y los fondos irreducibles y luego estimamos la contribución de los reducibles.

Los fondos irreducibles del SM dominantes para este estado final, en ambas regiones de señal SR1 y SR2, son $t\bar{t}b\bar{b}$, $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})b\bar{b}b\bar{b}$ y $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})b\bar{b}b\bar{b}j$. Tanto la señal como estos fondos irreducibles fueron generados con `MadGraph_aMC@NLO` [214], hadronizados con `PYTHIA` [217] y la simulación del detector con `Delphes 3` [218]. Los eventos fueron generados en el esquema de 4 sabores para el protón, con escalas de factorización y renormalización $\mu_R = \mu_F = H_T/2$ y usando la PDF `MSTW2008nlo68cl_nf4`. Los siguientes cortes básicos fueron impuestos a nivel generador:

$$\begin{aligned} p_T^b &> 30 \text{ GeV} , \quad |\eta_b| < 2 , \\ p_T^j &> 30 \text{ GeV} , \quad |\eta_j| < 2 , \\ \Delta R_{bb} &> 0.2 , \quad \Delta R_{bj} > 0.2 . \end{aligned}$$

Estos cortes son consistentes con los usualmente usados en los sistemas de trigger y algoritmos de reconstrucción de los análisis experimentales. Como verificamos que las distorsiones en estas variables cinemáticas producidas por la lluvia partónica son estadísticamente despreciables, aplicamos estos cortes a nivel generador de modo que el proceso de simulación resulte más eficiente. Finalmente, notemos que los cortes se aplican por igual a jets livianos y b -jets reduciendo así el impacto de posibles identificaciones incorrectas a nivel detector en esta distribuciones cinemáticas.

Para la señal y cada uno de los fondos irreducibles dominantes, el número de eventos simulados es en general mucho mayor que el esperado para una luminosidad de $\sim 1500 \text{ fb}^{-1}$ y una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ (debido a la enorme sección eficaz, el número de eventos simulados para el fondo $t\bar{t}b\bar{b}$ es cinco vez lo esperado a 300 fb^{-1}). Recordemos que la sección eficaz de la señal fue obtenida a NLO con los códigos `HPAIR` y `SUSY-HIT` (sección 4.2) mientras que para los fondos usamos las secciones eficaces a NLO calculadas con `MadGraph_aMC@NLO` sólo para el caso de $t\bar{t}b\bar{b}$. Las secciones eficaces obtenidas para los tres fondos irreducibles dominantes son:

$$\sigma(t\bar{t}b\bar{b}) = 1633 \text{ fb}, \quad \sigma(Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})b\bar{b}b\bar{b}) = 3.27 \text{ fb}, \quad \sigma(Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})b\bar{b}b\bar{b}j) = 2.45 \text{ fb} .$$

Luego de la simulación con los cortes básicos, el próximo paso del análisis es requerir a todos los procesos los cortes de selección a nivel de detector. Estos cortes dependen de la región de señal a estudiar:

- SR1: 4 b -jets, 0 leptones, 0 ó 1 jet liviano y se exige $p_T^{\text{leading-}b} > 70$ GeV en el momento transversal del b -jet más energético.
- SR2: 3 ó 4 b -jets, 0 leptones, 0 ó 1 jet liviano y se exige que el momento transversal del tercer b -jet más energético sea mayor a 30 GeV.

Es de esperar que la multiplicidad de jets livianos de los fondos sea mucho mayor que la de la señal. Confirmamos este hecho en la figura 4.1 donde mostramos el número de jets livianos luego de los *cortes de selección* (sin el requisito de jets ligeros), para señal y fondos irreducibles dominantes en las regiones SR1 (panel de la izquierda) y SR2 (panel de la derecha). De estas dos distribuciones es claro que un corte en el número de jets ligeros (exigiendo 0 ó 1 de ellos) deja gran parte de la señal mientras que remueve gran porción de los fondos, sobre todo de $t\bar{t}b\bar{b}$ que es el de mayor sección eficaz.

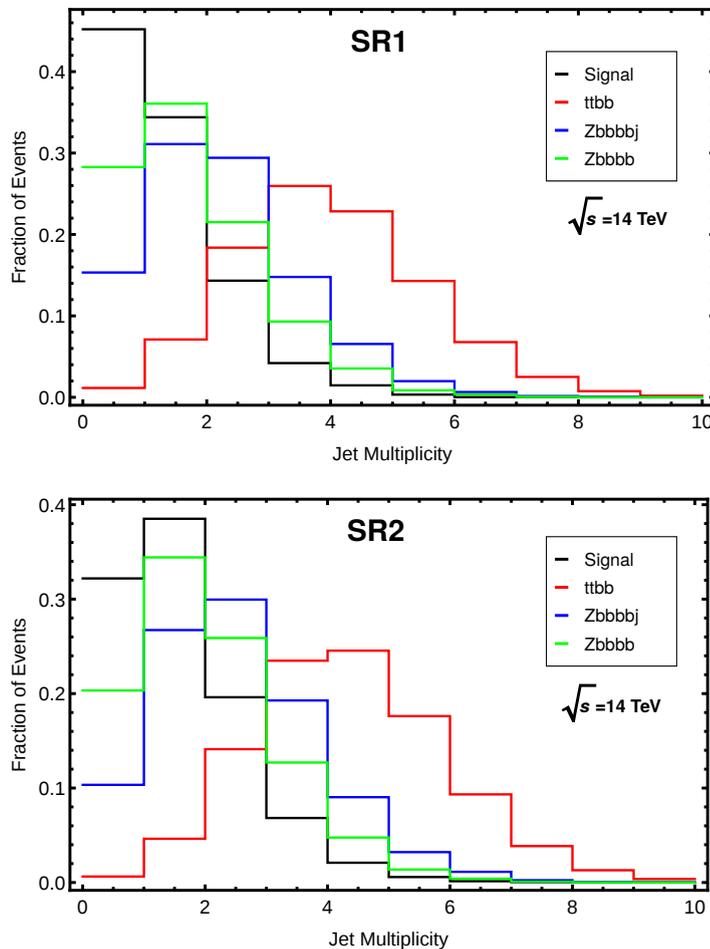


FIGURA 4.1: Distribución del número de jets livianos luego de los *cortes de selección* (sin el requisito de jets ligeros), para señal y fondos irreducibles dominantes en las regiones SR1 (panel superior) y SR2 (panel inferior).

Otra característica interesante de la señal es la cantidad de energía transversa perdida comparada con la del fondo. Entonces, un potencial discriminador entre señal y fondos es la variable denominada significancia de E_T^{miss} . Dicha variable se define como el cociente $E_T^{\text{miss}}/\sqrt{H_T^{nj}}$, donde $H_T^{nj} = \sum_i p_T^i$ es la suma de los n jets más energéticos. Consideramos $n = 4$ y 3 para SR1 y SR2, respectivamente. La distribución de esta significancia de E_T^{miss} se muestra en la figura 4.2 para las dos regiones de señal luego de imponer los *cortes de selección*. Las correspondientes distribuciones de señal y fondos son muy diferentes, con valores centrales de $E_T^{\text{miss}}/\sqrt{H_T^{nj}} < 5 \text{ GeV}^{1/2}$ para los irreducibles y $E_T^{\text{miss}}/\sqrt{H_T^{nj}} > 10 \text{ GeV}^{1/2}$ para señal. Entonces, un corte en la significancia de E_T^{miss} mayor a $10 \text{ GeV}^{1/2}$ puede incrementar la relación señal-fondo. Subrayemos que la significancia de E_T^{miss} proporciona una mejor discriminación entre los diferentes fondos a diferencia de la variable E_T^{miss} . En particular, un corte en la significancia de E_T^{miss} tiene un impacto considerable en el fondo $t\bar{t}b\bar{b}$ luego de imponer los *cortes de selección* puesto que estos eventos están caracterizados por una energía transversa perdida instrumental y precisamente, la significancia de E_T^{miss} permite discriminarla eficientemente de la energía faltante genuina.

Además de los dos cortes descritos previamente, que son comunes a las regiones SR1 y SR2, consideramos un amplio espectro de cortes en variables angulares (alrededor de 40) relacionadas con el ángulo azimutal ϕ y la pseudorapidez η . Estas variables angulares fueron introducidas con el objetivo de ampliar la diferencia entre las distribuciones de señal y fondos. Como veremos más adelante, el uso de algunas variables angulares resultan muy útiles para aumentar la significancia de la señal.

El procedimiento de selección de los valores óptimos para los cortes de las diferentes variables cinemáticas fue hecho a través de una optimización secuencial de la significancia estadística (\mathcal{S}), calculada a partir de la expresión [224]:

$$\mathcal{S} = \sqrt{-2 \left((B + S) \log \left(\frac{B}{B + S} \right) + S \right)}, \quad (4.1)$$

siendo S y B los números de eventos de señal y fondos, respectivamente. El objetivo de esta optimización de cortes es determinar la estrategia de búsqueda que maximice la significancia estadística en cada región de señal. Describimos este algoritmo más en detalle en el apéndice D. Este procedimiento comienza con los eventos que pasan

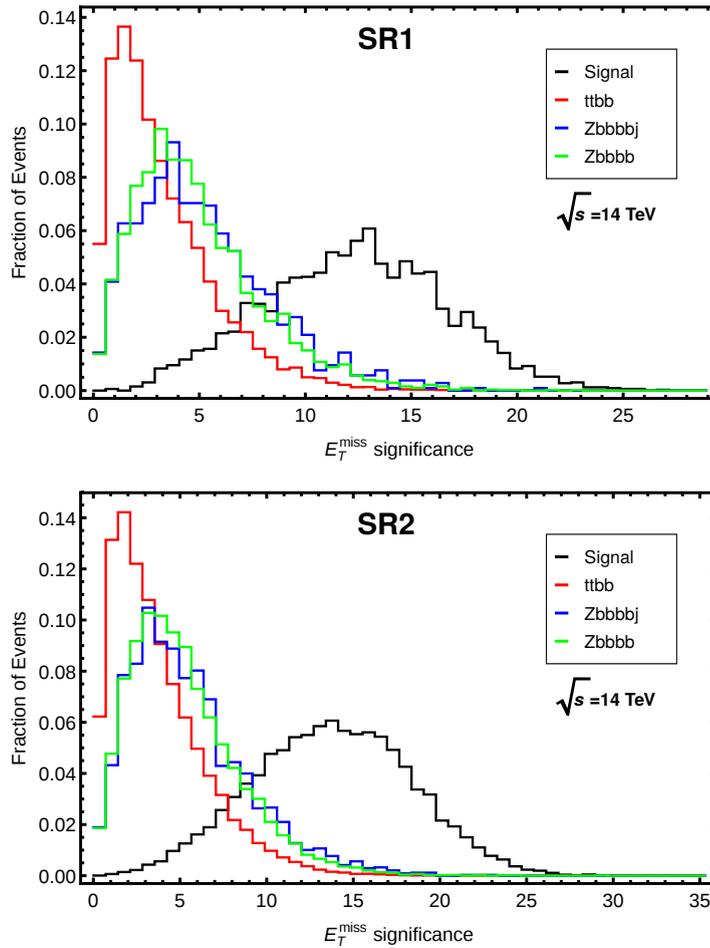


FIGURA 4.2: Distribución de la significancia de E_T^{miss} luego de los *cortes de selección* para señal y fondos irreducibles dominantes en las regiones SR1 (panel superior) y SR2 (panel inferior).

los cortes discretos en el número de b -jets, jets ligeros y leptones. Luego se analizan en detalle las distribuciones de las variables cinemáticas: momentos transversos de los estados finales, significancia de E_T^{miss} , masas invariantes y variables angulares. Cuando una variable muestra un buen poder de discriminación entre señal y fondo, es elegida y se aplica el algoritmo de optimización para la misma para luego aplicar este valor óptimo de corte a los eventos. Este procedimiento se repite paso a paso para las variables más poderosas hasta alcanzar un máximo de la significancia estadística y retener al menos un evento de señal. Por último, las aceptancias de señal y fondos, definidas como la porción de eventos a nivel detector que sobreviven los cortes implementados en cada paso respecto de la cantidad de eventos generados con los *cortes básicos*, se utilizan para aplicar factores de corrección al número de eventos esperados a una cierta luminosidad.

4.3.2 SR1: región de señal con 4 b -jets

En este caso, además de los fondos irreducibles dominantes $t\bar{t}b\bar{b}$, $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})b\bar{b}b\bar{b}$, and $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})b\bar{b}b\bar{b}j$ descritos anteriormente, debemos estudiar los fondos reducibles $t\bar{t}$, $t\bar{t} + \text{jets}$ y $Z + \text{jets}$. Más concretamente, consideramos:

$$\begin{aligned} & t\bar{t}, t\bar{t}j, t\bar{t}jj, \\ & Zb\bar{b}jj, Zjjjj, \\ & Zb\bar{b}jjj, Zjjjjj. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Cabe aclarar que hay una fuente adicional de fondos reducibles que no incluimos en nuestro análisis y que viene de la producción de multi-jets. Las secciones eficaces de estos fondos QCD son enormes y es necesario un tratamiento *data driven*. Sin embargo, dado que para este tipo de fondos no hay una fuente genuina de energía transversa perdida, es decir, que sólo proviene de la reconstrucción imperfecta de objetos y la resolución en energía, se espera una significancia de E_T^{miss} aproximada $\sim 1 \text{ GeV}^{1/2}$, la cual está muy por debajo del corte aplicado a esta variable.

De acuerdo a lo discutido en la sección 4.3.1, las secciones eficaces de estos fondos reducibles obtenidas con `MadGraph_aMC@NLO` son

$$\begin{aligned} \sigma(t\bar{t}) &= 5.17 \times 10^5 \text{ fb}, \quad \sigma(t\bar{t}j) = 2.25 \times 10^5 \text{ fb}, \quad \sigma(t\bar{t}jj) = 8.72 \times 10^4 \text{ fb}, \\ \sigma(Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})b\bar{b}jj) &= 9.60 \times 10^2 \text{ fb}, \quad \sigma(Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})jjjj) = 1.48 \times 10^4 \text{ fb}, \\ \sigma(Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})b\bar{b}jjj) &= 3.22 \times 10^2 \text{ fb}, \quad \sigma(Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})jjjjj) = 1.42 \times 10^4 \text{ fb}. \end{aligned}$$

La estrategia de búsqueda para esta región de señal consta de los siguientes pasos:

- (a) Se aplica los *cortes de selección* introducidos en la sección 4.3.1: 4 b -jets, 0 leptones, 0 ó 1 jet liviano y $p_T^{\text{leading-}b} > 70 \text{ GeV}$.
- (b) Se exige un corte en la significancia de E_T^{miss} dado por $E_T^{\text{miss}} / \sqrt{H_T^{4j}} > 13 \text{ GeV}^{1/2}$.
- (c) Se exigen cuatro b -jets para ser consistentes con el decaimiento $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. Entonces nos focalizamos en la región $250 \text{ GeV} < m_{4b} < 340 \text{ GeV}$, donde m_{4b}

es la masa invariante de los cuatro b -jets. También usamos la variable χ_{hh} [132] definida por:

$$\chi_{hh} = \sqrt{\left(\frac{M_h - m_{b_1 b_2}}{0.1 M_h}\right)^2 + \left(\frac{M_h - m_{b_3 b_4}}{0.1 M_h}\right)^2},$$

pidiendo que de todas las posibles combinaciones b_1 - b_4 , al menos una de ellas tenga $\chi_{hh} < 2.7$. La intención de este corte en χ_{hh} es seleccionar eventos en los cuales al menos dos pares de b -jets vengan del decaimiento $h \rightarrow b\bar{b}$.

- (d) Se implementa un corte en la separación del ángulo azimutal entre un b -jet y la energía transversa perdida. Más precisamente, exigimos que el segundo mínimo del ángulo azimutal entre un b -jet y E_T^{miss} en el evento ($\Delta\phi_{bE_T^{\text{miss}}}^{2^{\text{nd}}\text{min}}$) debe estar por debajo de 1.6.

El flujo de cortes para eventos de señal y fondos obtenido tras aplicar los pasos descriptos previamente se muestran en la tabla 4.7 para una luminosidad de $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$. Este flujo de cortes es el resultado de la optimización secuencial de la significancia estadística \mathcal{S} introducida en la sección 4.3.1. En cada fila mostramos el número de eventos de señal y fondos irreducibles correspondientes en cada paso.

Proceso	Señal	$t\bar{t}b\bar{b}$	$Zb\bar{b}b\bar{b}$	$Zb\bar{b}b\bar{b}j$	Reducibles	\mathcal{S}
Esperados	137	489900	981	734	9.1×10^6	0.04
<i>Cortes de Selección</i>	4.31	2532.20	42.44	23.39	45.0	0.08
$E_T^{\text{miss}} / \sqrt{H_T^{4j}}$	1.95	8.62	0.82	0.7	1.09	0.56
$m_{4b} + \chi_{hh}$	1.08	0.2	0.03	0.07	0.08	1.33
$\Delta\phi_{bE_T^{\text{miss}}}^{2^{\text{nd}}\text{min}}$	1.07	0	0.03	0.07	0.08	1.62

TABLA 4.7: Flujo de cortes para eventos de señal y fondos correspondientes a la primera región de señal (SR1) para $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ y una luminosidad integrada total de $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$.

A su vez, en la tabla 4.8, mostramos el flujo de cortes para una luminosidad integrada de $\mathcal{L} = 1500 \text{ fb}^{-1}$. En este caso no es necesario un nuevo proceso de optimización ya que las aceptancias pueden ser escaleadas directamente porque la cantidad de eventos simulados es consistente con la luminosidad requerida.

Proceso	Señal	$t\bar{t}b\bar{b}$	$Zb\bar{b}b\bar{b}$	$Zb\bar{b}b\bar{b}j$	Reducibles	\mathcal{S}
Esperados	686	2.4×10^6	4903	3671	4.5×10^7	0.1
<i>Cortes de Selección</i>	21.56	12661.0	212.2	117.0	225.0	0.19
$E_T^{\text{miss}} / \sqrt{H_T^{4j}}$	9.74	43.11	4.12	3.50	5.45	1.26
$m_{4b} + \chi_{hh}$	5.41	0.98	0.15	0.38	0.42	2.97
$\Delta\phi_{bE_T^{\text{miss}}}^{2^{\text{nd}}\text{min}}$	5.34	0	0.15	0.38	0.42	3.63

TABLA 4.8: Flujo de cortes para eventos de señal y fondos correspondientes a la primera región de señal (SR1) para $\sqrt{s} = 14$ TeV y una luminosidad integrada total de $\mathcal{L} = 1500 \text{ fb}^{-1}$.

Por otro lado, debido a la incapacidad técnica para simular los fondos reducibles $Z + \text{jets}$, mostramos en la sexta columna de las tablas una estimación del número de eventos correspondientes a estos fondos reducibles luego de imponer los cortes en cada paso. Para esta estimación, usamos factores de “identificación incorrecta” conservadores para jets livianos $\epsilon_j = 5 \times 10^{-3}$ y para c -jets, $\epsilon_c = 0.15$, junto con una eficiencia nominal de reconstrucción de b -jets de 75%. Para los pasos (b), (c) y (d), suponemos que tenemos las mismas aceptancias que $Zb\bar{b}b\bar{b}$ o $Zb\bar{b}b\bar{b}j$ (según la cantidad de extra-jets en el estado final) ya que esperamos distribuciones cinemáticas similares para estos tipos de fondos. Finalmente, los fondos reducibles del tipo $t\bar{t} + \text{jets}$ también están fuera de nuestra capacidad computacional. Sin embargo, podemos establecer una cota para las aceptancias de estos fondos en cada paso ya que son menores que las correspondientes para el fondo irreducible $t\bar{t}b\bar{b}$. Esto es así pues generamos 1×10^6 de eventos de $t\bar{t}$ de los cuales ninguno pasó el segundo corte (b). De esta manera consideramos una cota para las aceptancias de $\mathcal{O}(10^{-7})$, la cual es mucho menor que las correspondientes a los fondos irreducibles. Por este motivo, esperamos que no sobrevivan eventos del tipo $t\bar{t} + \text{jets}$ al final de nuestra estrategia de búsqueda.

4.3.3 SR2: región de señal con 3 ó 4 b -jets

Los fondos reducibles en esta región de señal son los mismos que en la SR1 pero con la inclusión de dos nuevos fondos: $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})bbj$ y $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})jjj$, con secciones eficaces de 2536 fb y 7564 fb, respectivamente. Con los mismos eventos simulados que en SR1, la estrategia de búsqueda para SR2 involucra los siguientes cortes:

- (a) Se seleccionan eventos con 3 ó 4 b -jets, 0 leptones, 0 ó 1 jet liviano y se exige que el momento transverso del tercer b -jet más energético sea mayor a 30 GeV.
- (b) Se impone $E_T^{\text{miss}}/\sqrt{H_T^{3j}} > 16.5 \text{ GeV}^{1/2}$ (ahora la suma se realiza solo sobre los tres jets más energéticos).
- (c) Se aplican dos cortes angulares adicionales: $\Delta\phi_{bb}^{\text{max}} < 1.90$ y $\Delta\eta_{bb}^{\text{max}} < 1.42$, siendo $\Delta\phi_{bb}^{\text{max}}$ la máxima separación azimutal entre dos b -jets y $\Delta\eta_{bb}^{\text{max}}$ la máxima diferencia en pseudorapidez entre b -jets en el evento.

El flujo de cortes de eventos de señal y fondos obtenidos por estos tres pasos se muestran en la tabla 4.9 para una luminosidad integrada de $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$ y en la tabla 4.10 para $\mathcal{L} = 1500 \text{ fb}^{-1}$. Como en la SR1, la tabla 4.9 se obtiene de la optimización secuencial de la significancia estadística mientras que la tabla 4.10 es una proyección de los resultados para $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$. El tratamiento de los fondos reducibles fue el mismo que en la SR1. Los introdujimos en el flujo de cortes como una estimación de su impacto usando las mismas eficiencias de identificación incorrecta para jets livianos ($\epsilon_j = 5 \times 10^{-3}$), c -jets ($\epsilon_c = 0.15$) y la nominal para b -jets (75%). Para los pasos (b), (c) y (d) supusimos que los fondos reducibles del tipo $Z + \text{jets}$ tienen las mismas aceptancias correspondientes a $Zb\bar{b}b\bar{b}$ o $Zb\bar{b}b\bar{b}j$; mientras que los del tipo $t\bar{t} + \text{jets}$ recibieron el mismo régimen que en SR1 pues los mismos argumentos son válidos en esta región de señal.

Proceso	Señal	$t\bar{t}b\bar{b}$	$Zb\bar{b}b\bar{b}$	$Zb\bar{b}b\bar{b}j$	Reducibles	\mathcal{S}
Esperados	137	489900	981	734	3.3×10^7	0.02
<i>Cortes de Selección</i>	21	6217	162.62	84.40	5825	0.19
$E_T^{\text{miss}}/\sqrt{H_T^{3j}}$	5.83	7.05	0.68	0.70	27.23	0.95
$\Delta\phi_{bb}^{\text{max}} + \Delta\eta_{bb}^{\text{max}}$	4.19	0	0.14	0.12	5.38	1.59

TABLA 4.9: Flujo de cortes para eventos de señal y fondos correspondientes a la segunda región de señal (SR2) para $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ y una luminosidad total de $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$.

Proceso	Señal	$t\bar{t}b\bar{b}$	$Zb\bar{b}b\bar{b}$	$Zb\bar{b}b\bar{b}j$	Reducibles	\mathcal{S}
Esperados	686	2.4×10^6	4903	3671	1.63×10^8	0.05
<i>Cortes de Selección</i>	105	31085	813	422	29126	0.42
$E_T^{\text{miss}} / \sqrt{H_T^{3j}}$	29.17	35.27	3.38	3.50	136.14	2.13
$\Delta\phi_{bb}^{\text{max}} + \Delta\eta_{bb}^{\text{max}}$	20.93	0	0.69	0.62	26.89	3.56

TABLA 4.10: Flujo de cortes para eventos de señal y fondos correspondientes a la segunda región de señal (SR2) para $\sqrt{s} = 14$ TeV y una luminosidad de $\mathcal{L} = 1500 \text{ fb}^{-1}$.

4.3.4 Discusión de Resultados

Comparando los flujos de cortes de la tabla 4.7 a la tabla 4.10, correspondientes a 300 fb^{-1} y 1500 fb^{-1} en las regiones SR1 y SR2, vemos que la estrategia de búsqueda desarrollada para SR1 tiende a dar una significancia mayor. Por otro lado, notamos que en la región SR2 no fue necesario implementar un corte en masa invariante, lo que hace a dicha estrategia más independiente del modelo. Sin embargo, la ventana en masa invariante de cuatro b -jets considerada en SR1 es suficientemente grande como para cubrir una gran región en masas del bosón de Higgs pesado e incluso contiene al escenario de *masa-media*, que es justamente el escenario que queremos estudiar en esta estrategia. A su vez, la región SR2 tiene la ventaja de retener más eventos de señal: se esperan 4 eventos de señal para $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$ mientras que sólo uno cuando aplicamos la estrategia de SR1 para la misma luminosidad. Este incremento en el número de eventos de señal viene a expensas de retener al mismo tiempo un mayor número de eventos de fondos y agregar dos tipos de fondos reducibles. La presencia de más fondo puede ser riesgosa si se considera en el análisis las incertezas sistemáticas: cuando este tipo de incertezas son incluidas, la significancia estadística definida en la Ec. 4.1 se modifica de la siguiente manera [225]:

$$\mathcal{S}_{\text{sys}} = \sqrt{2 \left((B + S) \log \left(\frac{(S + B)(B + \sigma_B^2)}{B^2 + (S + B)\sigma_B^2} \right) - \frac{B^2}{\sigma_B^2} \log \left(1 + \frac{\sigma_B^2 S}{B(B + \sigma_B^2)} \right) \right)}, \quad (4.3)$$

siendo $\sigma_B = (\Delta B)B$, con ΔB la incerteza sistemática relativa. Comparando la Ec. 4.1 con la Ec. 4.3, vemos que a mayor número de eventos de fondo, mayor es la degradación en la significancia debido a las incertezas sistemáticas.

En la tabla 4.11, resumimos los resultados en las SR1 y SR2 incluyendo la significancia

\mathcal{L} [fb ⁻¹]	SR1				SR2			
	Señal	Fondo	\mathcal{S}	\mathcal{S}_{sys}	Señal	Fondo	\mathcal{S}	\mathcal{S}_{sys}
300	1.07	0.18	1.62	1.59	4.19	5.64	1.59	1.25
1000	3.56	0.62	2.97	2.80	13.95	18.80	2.91	1.67
1500	5.34	0.94	3.63	3.33	20.93	28.2	3.56	1.76

TABLA 4.11: Número de eventos de señal y fondos con las significancias sin considerar las incertezas sistemáticas (Ec. 4.1) y suponiendo $\Delta B = 30\%$ (Ec. 4.3). Se muestran los resultados para luminosidades de 300, 1000, and 1500 fb⁻¹.

considerando un 30% de incertezas sistemáticas. Nuevamente, mostramos los resultados correspondientes a $\mathcal{L} = 300$ y 1500 fb⁻¹, pero hemos incluido una luminosidad intermedia de $\mathcal{L} = 1000$ fb⁻¹. Observamos que las incertezas sistemáticas tienen un impacto considerable en las significancias de la SR2 mientras que el impacto en las significancias de la SR1 son mucho menores. Para una luminosidad integrada de $\mathcal{L} = 1500$ fb⁻¹, en la SR1 quedan 5 eventos de señal con una significancia mayor a 3σ , incluso cuando se considera una incerteza sistemática relativa del 30%. Los resultados para esta luminosidad en la SR2 son similares, excepto que ahora la significancia se degrada a $\sim 1.8\sigma$ debido a los efectos de las incertezas sistemáticas.

Los resultados para la luminosidad intermedia de $\mathcal{L} = 1000$ fb⁻¹ también son prometedores, alcanzando el nivel de evidencia de Nueva Física en ambas regiones de señal. Nuevamente, con el valor conservador elegido para las incertezas sistemáticas (30%), la significancia en la SR2 se reduce a $\sim 1.7\sigma$. Es importante destacar que la elección de la sección eficaz de la señal es conservadora también y podrían obtenerse mayores significancias incluso para una menor luminosidad de $\mathcal{L} = 300$ fb⁻¹. Por ejemplo, incrementando en un factor 2 el producto $\text{BR}(H \rightarrow hh) \times \text{BR}(A \rightarrow \chi\chi)$, se traslada este factor al número de eventos de señal, con lo cual las significancias estadísticas resultan de 2.73 y 2.96 para 300 fb⁻¹ en SR1 y SR2, respectivamente. Estos resultados no se ven muy afectados por la inclusión de las incertezas sistemáticas, con valores para \mathcal{S}_{sys} de 2.65 y 2.27, respectivamente, los cuales están muy cerca del nivel de evidencia. Hay que aclarar que no es muy difícil alcanzar este incremento en las fracciones de decaimiento en los escenarios del MSSM considerados en este análisis para el régimen de baja t_β . $\text{BR}(H \rightarrow hh)$ puede alcanzar valores hasta 65% [178] y vimos en la tabla 4.1 que $\text{BR}(A \rightarrow \chi\chi)$ puede

alcanzar el mismo orden. Estos dos valores, comparados con los considerados en el escenario de *masa-media*, se traducen en un incremento de $\text{BR}(H \rightarrow hh) \times \text{BR}(A \rightarrow \chi\chi)$ en un factor ~ 2 , el cual se traslada al número de eventos de señal.

Finalmente, si bien no simulamos una cantidad de eventos de fondo suficiente para dar una predicción a 3000 fb^{-1} , podemos suponer que la cantidad de eventos crece como la sección eficaz de la señal [157], la cual es una suposición conservadora. Bajo esta hipótesis, obtenemos significancias estadísticas \mathcal{S} en SR1 y SR2 para 3000 fb^{-1} de 5.14 y 5.04, respectivamente, las cuales están al nivel del descubrimiento. Por otro lado, si suponemos que las incertezas sistemáticas de 30% se conservan a esta luminosidad, las significancias se reducen a 4.40 en SR1 y 1.89 en SR2. Queda claro que, incluso bajo todas las suposiciones conservadoras consideradas en este estudio, la estrategia de búsqueda desarrollada ofrece una oportunidad de mostrar los primeros indicios en el HL-LHC de esta clase de Nueva Física en decaimientos invisibles de bosones de Higgs pesados del MSSM.

4.4 Síntesis de resultados

Por último, en este capítulo desarrollamos una estrategia de búsqueda para decaimientos invisibles en la producción de pares de bosones de Higgs pesados en el LHC, de modo que su detección resulte plausible. Nuestra propuesta alternativa para la búsqueda de bosones neutros de Higgs pesados se centra en la producción del par $H + A$ a través del modo a nivel árbol $q\bar{q} \rightarrow Z^* \rightarrow HA$ y considera el canal de desintegración invisible del pseudoescalar A . Para hacer predicciones cuantitativas, consideramos un escenario del MSSM particular llamado Slim SUSY, pero las conclusiones son similares para cualquier escenario con un espectro de masas similar. Las únicas nuevas partículas a la escala electrodébil en este escenario del MSSM son los bosones de Higgs neutros pesados y los neutralinos. Este hecho permite la existencia del canal de decaimiento invisible $H, A \rightarrow \chi\chi$ si $M_{H,A} > 2M_\chi$. En el *escenario de masa-media* ($M_A = 300 \text{ GeV}$), el proceso $q\bar{q} \rightarrow HA \rightarrow 4b + E_T^{\text{miss}}$ ($H \rightarrow hh \rightarrow 4b$ y $A \rightarrow \chi\chi$) resulta una señal prometedora para estudiar decaimientos invisibles de bosones de Higgs en la producción de pares de bosones pesados en el LHC. Vimos que el canal de desintegración invisible es el modo dominante para el pseudoescalar A en ambos escenarios de *masa-ligera* y *masa-media*, de modo que la sección eficaz de los canales que involucran estos decaimientos invisibles

en el estado final resultan mayores que los decaimientos visibles. Este hecho junto con la posibilidad de usar variables de discriminación eficientes (como la significancia de E_T^{miss} , en particular), hace que la búsqueda de bosones neutros pesados a través de sus canales invisibles sea más auspiciosa que considerando canales visibles en el estado final. Es importante notar que este no es el caso para el escenario de *masa-pesada*, el cual está claramente dominado por el canal de cuatro quarks top, donde ambos bosones pesados decaen visiblemente (tabla 4.5).

Definimos dos regiones de señal: SR1 en la cual se exigieron exactamente 4 b -jets en el estado final y la SR2 en la cual dicho requisito se relajó a 3 ó 4 b -jets. Para cada una de estas regiones, desarrollamos una estrategia de búsqueda detallada basada en una optimización secuencial de los correspondientes cortes que maximiza la significancia estadística en cada caso. Como resultado de este proceso, encontramos proyecciones de evidencia ($\sim 3\sigma$) para una luminosidad de 1000 fb^{-1} y la posibilidad de descubrimiento ($\sim 5\sigma$) para 3000 fb^{-1} en ambas regiones de señal. Teniendo en cuenta incertezas sistemáticas del 30%, la significancia de evidencia se degrada a 2.80 (1.67) en la SR1 (SR2), mientras que la de descubrimiento cae a 4.40 (1.89). Concluimos que la estrategia desarrollada ofrece una oportunidad para descubrir este clase de Nueva Física para bosones de Higgs pesados decayendo invisiblemente en el HL-LHC.

Por otro lado, si bien un análisis detallado de los fondos reducibles está fuera del alcance de este estudio, los resultados obtenidos son conservadores. En principio, los mismos pueden ser mejorados. Una mejor optimización de los cortes a través de un análisis de variables múltiples (MVA) con un algoritmo de *boosted decision tree* (BDT) puede mejorar la relación señal/fondo. La estimación de las incertezas sistemáticas son muy crudas y puede esperarse una reducción significativa en el futuro. A su vez, una combinación de las significancias en ambas regiones de señal podría implicar un incremento en la significancia total del análisis incluso para la luminosidad menor de 300 fb^{-1} . Este análisis estadístico conlleva, sin embargo, el tratamiento de grandes correlaciones y resulta no trivial. Si fuese posible mantener la sección eficaz de la señal para mayores valores de masa de los bosones de Higgs pesados (por ejemplo, aumentando las fracciones de decaimiento de los canales $H \rightarrow hh$ y $A \rightarrow \chi\chi$), la energía transversa perdida de los eventos de señal sería mayor que en el escenario de *masa-media* por lo que se podría aplicar un corte más restrictivo en la significancia de E_T^{miss} y habría una mejora en la

significancia estadística. Por último, mayores secciones eficaces de señal pueden generarse en los escenarios del MSSM considerados o en otros modelos de física más allá del SM que tengan el mismo estado final. Por ejemplo, podría aumentarse en un factor ~ 2 el producto $\text{BR}(H \rightarrow hh) \times \text{BR}(A \rightarrow \chi\chi)$, el cual implica un incremento proporcional en la cantidad de eventos de señal, resultando en significancias estadísticas de 2.73 y 2.96 para 300 fb^{-1} en SR1 y SR2, respectivamente. Considerando las incertezas sistemáticas del 30%, estas significancias serían de 2.65 y 2.27, respectivamente, las cuales también están cerca del nivel de evidencia.

Capítulo 5

Conclusiones Finales

El Modelo Estándar constituye el paradigma actual de la Física de Partículas en el cual se describen tres de las cuatro interacciones fundamentales de la Naturaleza y sus predicciones han sido confirmadas por una gran variedad de experimentos. Sin embargo, hay fuertes indicios experimentales y motivaciones teóricas que apuntan a que dicho modelo es una teoría incompleta y que debe ser extendido para explicar fenómenos no contenidos en este marco teórico. En esta tesis fueron consideradas dos extensiones del SM de interés: el Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo y un modelo de seesaw de baja escala, asociadas a posibles explicaciones para el problema de la jerarquía y naturalidad, y la observación de las oscilaciones de neutrinos (en particular, el carácter masivo de los mismos), respectivamente.

De esta manera establecimos el primer paso del abordaje fenomenológico en la sección 1.4: elegimos un determinado modelo de Nueva Física con implicaciones fenomenológicas interesantes en los experimentos actuales. Dentro de cada modelo, nos concentramos en observables de sabor: los procesos con violación de sabor leptónico son una clara ventana a la física más allá del Modelo Estándar ya que su detección implica falsear este modelo. Por otro lado, el descubrimiento de una nueva partícula altamente compatible con el bosón de Higgs del SM realizado por las colaboraciones ATLAS y CMS en el año 2012 motiva el estudio de sus propiedades fundamentales como su masa, spin e interacciones con el resto de las partículas del SM. En particular, en esta tesis estudiamos decaimientos exóticos del bosón de Higgs estándar en pares de leptón-antileptón de distinto sabor. Como el MSSM presenta un sector de Higgs ampliado, extendimos el estudio de este

tipo de canales a los tres bosones neutros de dicha teoría. Entonces buscamos, a través de estos decaimientos, evidencia de las extensiones del SM consideradas.

Como sucede en general, los modelos de física más allá del SM considerados se definen a partir de ciertos conjuntos de parámetros. Si bien dichos conjuntos suelen ser numerosos, es posible estudiar determinadas fracciones de los mismos utilizando observables adecuados. En particular, los observables analizados en esta tesis permitieron explorar regiones del espacio de parámetros correspondientes al sector de Higgs. Debido a la construcción de los modelos estudiados, la base natural en que los estados son representados es la base de interacción electrodébil ya que allí la simetría de gauge es manifiesta. Sabemos que los estados detectados en los experimentos corresponden a los autoestados de masa del espectro de la teoría. Estos estados físicos resultan de la diagonalización de los términos cuadráticos del Lagrangiano una vez que la simetría electrodébil se rompe espontáneamente con el mecanismo de Higgs. Es en este proceso de diagonalización en donde los parámetros de la base de gauge quedan escondidos en las masas y matrices de rotación de los estados físicos. El estudio de los decaimientos de Higgs con LFV en el MSSM y modelos de seesaw de baja escala fue hecho previamente en la literatura en la base física por lo que se conocen sus anchuras de decaimiento de manera numérica. Todos estos procesos ocurren radiativamente a un loop y son representados de manera efectiva a través de los factores de forma izquierdo y derecho. En esta tesis, nos propusimos el estudio de dichos observables en la base de interacción electrodébil utilizando la Aproximación de Inserción de Masa con el objetivo de obtener expresiones analíticas simples en términos de los parámetros relevantes de las distintas teorías. En particular, para el MSSM consideramos la violación del sabor leptónico en el sector de sleptones y sneutrinos a través de las mezclas adimensionales δ_{mk}^{AB} (con $AB = LL, LR, RL, RR$ y $m \neq k$). Además, los parámetros que controlan los procesos de interés son la masa (m_A) del pseudoescalar A y el cociente de los valores de expectación de vacío de los dos dobletes de Higgs (t_β). Por otro lado, en el modelo ISS consideramos la violación del sabor leptónico en las entradas no-diagonales de los acoplamientos Yukawa Y_ν entre neutrinos izquierdos y derechos con el bosón de Higgs, de modo que los parámetros relevantes en este caso son dichos acoplamientos Y_ν y la escala de masa para los neutrinos derechos M_R .

En ambos estudios la MIA fue implementada como un desarrollo perturbativo en potencias de los parámetros que producen la violación de sabor: para el MSSM fue suficiente

un desarrollo lineal en cada δ_{mk}^{AB} mientras que en el ISS se recurrió a los términos $\mathcal{O}(Y_\nu^2)$ y $\mathcal{O}(Y_\nu^4)$. En los dos casos, los resultados se expresaron en términos de las funciones de un loop que se desarrollaron en potencias inversas de las escalas de Nueva Física M_{SUSY} y M_R . En general, estos desarrollos devinieron en contribuciones desacoplates salvo en ciertos casos del MSSM en los cuales permanecen los efectos de la existencia de Nueva Física a escalas altas de energía (términos no-desacoplates constantes con M_{SUSY}). Luego procedimos a la comparación numérica de nuestros resultados con los encontrados previamente en la base física de la literatura. De esta manera, estudiamos la bondad y los rangos de validez de la MIA y confirmamos que el orden perturbativo considerado fue el correcto para los casos de interés fenomenológico. Además, en el caso del modelo ISS, se calcularon los factores de forma en el gauge unitario y en un R_ξ gauge arbitrario comprobando su equivalencia analítica.

También recurrimos al lenguaje de los vértices efectivos para escribir este tipo de interacción de modo que pueda pensarse como una interacción a orden árbol en función de los parámetros relevantes de cada modelo y así introducir un nuevo tipo de acoplamiento para su posterior implementación computacional y que resulte útil para otros análisis que exploren otras regiones del espacio de parámetros particulares. En ambos estudios, los vértices efectivos corresponden a los procesos de decaimiento de los bosones de Higgs, en tanto que en el modelo ISS se calculó además el vértice necesario cuando el bosón de Higgs actúa como mediador en un proceso. Una vez que contamos entonces con expresiones confiables en la MIA, realizamos predicciones para las anchuras de decaimiento de estos procesos en las regiones del espacio de parámetros permitidas por los datos experimentales actuales. En el MSSM se excluyeron regiones a partir de los datos de $\tau \rightarrow \mu\gamma$ y las búsquedas de bosones pesados escalar H y pseudoescalar A . Por otro lado, en el ISS se excluyó la región de no-perturbatividad de los acoplamientos Yukawa y por las búsquedas de procesos LFV a través de los ajustes globales. Por lo tanto, buscamos el espacio de parámetros en la cual sería posible una potencial detección de este tipo de procesos en el LHC. En ambos modelos, concluimos que este tipo de decaimientos se encuentran lejos de la sensibilidad actual del LHC.

En el contexto del MSSM, desarrollamos una estrategia de búsqueda en el LHC de pares de bosones pesados que incluye posibles decaimientos invisibles. Definimos regiones del espacio de parámetros relevantes y consideramos ciertos canales de decaimiento que no habían sido analizados combinadamente en estudios previos. Es importante subrayar

que tal combinación constituye una de las pocas vías de exploración de decaimientos invisibles del bosón pseudoescalar A en el LHC.

Algunos de los principales desafíos para acceder al descubrimiento de física más allá del Modelo Estándar consisten en una selección adecuada del espacio de parámetros donde el fondo del SM no supere la señal que quiere ser estudiada, la estimación de dicho fondo en esa región y la determinación de las variables cinemáticas que hagan eficiente la discriminación entre señal y fondo de modo de maximizar la sensibilidad del análisis. Para estudiar los eventos de señal y fondos contaminantes fue necesario el uso de simulaciones Monte Carlo para la generación de eventos, hadronización y detección. En el análisis realizado caracterizamos la señal concluyendo que el número de b -jets, la significancia de la energía transversa faltante, masas invariantes de los b -jets y ciertas variables angulares resultan ser las variables más poderosas para la definición de las regiones de señal y su discriminación con los fondos. En particular, se definieron dos regiones de señal caracterizadas por la cantidad de b -jets reconstruidos en el estado final.

Por último, otro aspecto fundamental en este tipo de análisis es el tratamiento estadístico de los eventos: para cada región de señal, se desarrolló una estrategia de búsqueda detallada basada en una optimización secuencial de los correspondientes cortes que maximiza la significancia estadística en cada caso. Recordemos que sólo fueron generados eventos de señal y fondos irreducibles, mientras que los fondos reducibles fueron estimados a partir de los irreducibles. Como consecuencia del análisis, se determinaron las luminosidades de evidencia para este tipo de señal en las distintas regiones de señal. Cabe aclarar que en la determinación de la significancia estadística fueron tenidas en cuenta las incertezas sistemáticas y discutimos ciertos puntos que podrían mejorar el análisis.

Apéndice A

Funciones de un loop

Como hemos mostrado en los capítulos 2 y 3, los factores de forma que describen los decaimientos con violación de sabor leptónico se expresaron en términos de las funciones de un loop de dos, tres y cuatro puntos (denotadas por B , C y D). Si bien estas funciones han sido estudiadas en la literatura, muchos de los desarrollos necesarios para esta tesis no están publicados. En este apéndice discutiremos en detalle cómo fueron calculadas y desarrolladas las funciones de interés.

Comencemos con las definiciones integrales de las funciones de dos, tres y cuatro puntos en D dimensiones siguiendo la notación de Veltman-Passarino:

$$\begin{aligned} \frac{i}{16\pi^2} \{B_0; B^\mu\} (q_1, m_1, m_2) &= \mu^{4-D} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{\{1; k^\mu\}}{[k^2 - m_1^2][(k + q_1)^2 - m_2^2]}, \\ \frac{i}{16\pi^2} \{C_0; \tilde{C}_0; C^\mu\} (q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) &= \\ \mu^{4-D} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{\{1; k^2; k^\mu\}}{[k^2 - m_1^2][(k + q_1)^2 - m_2^2][(k + q_1 + q_2)^2 - m_3^2]}, \\ \frac{i}{16\pi^2} \{D_0; \tilde{D}_0; D^\mu\} (q_1, q_2, q_3, m_1, m_2, m_3, m_4) &= \\ \mu^{4-D} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{\{1; k^2; k^\mu\}}{[k^2 - m_1^2][(k + q_1)^2 - m_2^2][(k + q_1 + q_2)^2 - m_3^2][(k + q_1 + q_2 + q_3)^2 - m_4^2]}. \end{aligned} \tag{A.1}$$

Tenemos los argumentos de impulsos q_i correspondientes a las partículas externas del loop y los argumentos de masas m_i correspondientes a los grados de libertad que corren dentro del loop.

Notemos que las funciones \tilde{C}_0 y \tilde{D}_0 pueden escribirse en términos de las funciones escalares B_0 , C_0 y D_0 utilizando estas definiciones integrales (siempre y cuando estas funciones no posean divergencias o que estén aisladas). Veamos cómo resultan estas relaciones de recurrencia:

$$\begin{aligned}
& \frac{i}{16\pi^2} \tilde{C}_0(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) = \\
& \mu^{4-D} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{k^2}{[k^2 - m_1^2][(k+q_1)^2 - m_2^2][(k+q_1+q_2)^2 - m_3^2]} = \\
& \mu^{4-D} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{(k^2 - m_1^2) + m_1^2}{[k^2 - m_1^2][(k+q_1)^2 - m_2^2][(k+q_1+q_2)^2 - m_3^2]} = \\
& \mu^{4-D} \int \frac{d^D(k+q_1)}{(2\pi)^D} \frac{1}{[(k+q_1)^2 - m_2^2][(k+q_1+q_2)^2 - m_3^2]} \\
& + m_1^2 \mu^{4-D} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{[k^2 - m_1^2][(k+q_1)^2 - m_2^2][(k+q_1+q_2)^2 - m_3^2]} = \\
& \frac{i}{16\pi^2} (B_0(q_2, m_2, m_3) + m_1^2 C_0(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3)) \tag{A.2}
\end{aligned}$$

En consecuencia, podemos escribir:

$$\begin{aligned}
\tilde{D}_0(q_1, q_2, q_3, m_1, m_2, m_3, m_4) &= C_0(q_2, q_3, m_2, m_3, m_4) + m_1^2 D_0(q_1, q_2, q_3, m_1, m_2, m_3, m_4) \\
\tilde{C}_0(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) &= B_0(q_2, m_2, m_3) + m_1^2 C_0(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) \tag{A.3}
\end{aligned}$$

Por lo tanto, nos concentraremos en las funciones escalares B_0 , C_0 y D_0 y las funciones tensoriales de rango uno B^μ , C^μ y D^μ . Para completar cuadrados en el denominador de sus definiciones integrales, utilizamos los parámetros de Feynman. Nuevamente, mostramos como ejemplo el caso de la función C_0 :

$$\begin{aligned}
& \frac{i}{16\pi^2} C_0(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) = \\
& \mu^{4-D} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{[k^2 - m_1^2][(k+q_1)^2 - m_2^2][(k+q_1+q_2)^2 - m_3^2]} = \\
& \mu^{4-D} \int_0^1 \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{2! \delta(x+y+z-1) dx dy dz}{(k^2 + 2yk \cdot q_1 + 2zk \cdot (q_1+q_2) + yq_1^2 + z(q_1+q_2)^2 - xm_1^2 - ym_2^2 - zm_3^2)^3} = \\
& \mu^{4-D} \int_0^1 \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \frac{2!}{(l^2 - \alpha_C)^3} \delta(x+y+z-1) dx dy dz \tag{A.4}
\end{aligned}$$

con $l = k + yq_1 + z(q_1 + q_2)$ y $\alpha_C = (yq_1 + z(q_1 + q_2))^2 - yq_1^2 - z(q_1 + q_2)^2 + xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2$.

En esta instancia, debemos recordar las integrales en l :

$$\begin{aligned} \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \frac{1}{(l^2 - \alpha)^n} &= \frac{(-1)^n i}{(4\pi)^{D/2}} \frac{\Gamma(n - D/2)}{\Gamma(n)} \frac{1}{\alpha^{n-D/2}} \\ \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \frac{l^\mu}{(l^2 - \alpha)^n} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

siendo $n = 2, 3, 4$ según sean las funciones tipo B, C, D respectivamente.

Estamos interesados en el caso $D = 4$ dimensional, en el cual las funciones de dos puntos (y por ende la \tilde{C}_0 también) tienen una divergencia que aislamos con la regularización dimensional mientras que el resto de las funciones de tres y cuatro puntos resultan finitas.

Explícitamente, tratamos la divergencia de la siguiente manera (usamos $\epsilon = 4 - D$):

$$\begin{aligned} \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \frac{\mu^{4-D}}{(l^2 - \alpha)^n} &= \frac{i}{(4\pi)^2} \Gamma(\epsilon/2) \left(\frac{4\pi\mu^2}{\alpha} \right)^{\epsilon/2} \\ &= \frac{i}{16\pi^2} \left(\frac{2}{\epsilon} - \gamma_E + \mathcal{O}(\epsilon) \right) \left(1 - \frac{\epsilon}{2} \log \left(\frac{\alpha}{4\pi\mu^2} \right) + \mathcal{O}(\epsilon^2) \right) \\ &= \frac{i}{16\pi^2} \left(\frac{2}{\epsilon} - \gamma_E - \log \left(\frac{\alpha}{4\pi\mu^2} \right) + \mathcal{O}(\epsilon) \right). \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Entonces queda definida la divergencia aislada por

$$\Delta = \frac{2}{\epsilon} - \gamma_E + \log(4\pi), \quad (\text{A.7})$$

siendo γ_E la constante de Euler-Mascheroni y $\epsilon \rightarrow 0$.

De ahora en adelante utilizaremos la notación compacta para el diferencial:

$$\tilde{d}(x_1, x_2, \dots, x_n) = \delta(x_1 + x_2 + \dots + x_n - 1) dx_1 dx_2 \dots dx_n. \quad (\text{A.8})$$

Las funciones de un loop en los parámetros de Feynman para $D = 4$ resultan ser:

$$\begin{aligned} \frac{i}{16\pi^2} B_0(q_1, m_1, m_2) &= \frac{i}{16\pi^2} \left(\Delta + \log(\mu^2) - \int_0^1 \log(\alpha_B) \tilde{d}(x, y) \right), \\ \frac{i}{16\pi^2} B^\mu(q_1, m_1, m_2) &= \frac{i}{16\pi^2} q_1^\mu \left(-\frac{\Delta}{2} - \frac{\log(\mu^2)}{2} + \int_0^1 y \log(\alpha_B) \tilde{d}(x, y) \right), \\ \frac{i}{16\pi^2} C_0(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) &= -\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{1}{\alpha_C} \tilde{d}(x, y, z), \\ \frac{i}{16\pi^2} C^\mu(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) &= \frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{(y+z)q_1^\mu + zq_2^\mu}{\alpha_C} \tilde{d}(x, y, z), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{i}{16\pi^2} D_0(q_1, q_2, q_3, m_1, m_2, m_3, m_4) &= \frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{1}{\alpha_D^2} \tilde{d}(x, y, z, w), \\
\frac{i}{16\pi^2} D^\mu(q_1, q_2, q_3, m_1, m_2, m_3, m_4) &= \\
& - \frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{(y+z+w)q_1^\mu + (z+w)q_2^\mu + wq_3^\mu}{\alpha_D^2} \tilde{d}(x, y, z, w), \tag{A.9}
\end{aligned}$$

donde quedaron definidos los integrandos:

$$\begin{aligned}
\alpha_B(q_1, m_1, m_2) &= y^2 q_1^2 - y q_1^2 + x m_1^2 + y m_2^2, \\
\alpha_C(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) &= (y q_1 + z(q_1 + q_2))^2 - y q_1^2 - z(q_1 + q_2)^2 \\
& + x m_1^2 + y m_2^2 + z m_3^2, \\
\alpha_D(q_1, q_2, q_3, m_1, m_2, m_3, m_4) &= (y q_1 + z(q_1 + q_2) + w(q_1 + q_2 + q_3))^2 - y q_1^2 \\
& - z(q_1 + q_2)^2 - w(q_1 + q_2 + q_3)^2 \\
& + x m_1^2 + y m_2^2 + z m_3^2 + w m_4^2. \tag{A.10}
\end{aligned}$$

Hay que aclarar que estos integrandos son funciones polinómicas de los cuadrados de las masas m_i y de los cuadrados y productos escalares de los impulsos externos q_i . Debido a la conservación del momento en el loop, los cuadrados y productos escalares de los impulsos externos pueden expresarse en términos de las masas de las partículas externas al loop.

Las funciones tensoriales de rango uno se desarrollan en los momentos q según la convención:

$$\begin{aligned}
B^\mu(q_1, m_1, m_2) &= q_1^\mu B_1, \\
C^\mu(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) &= q_1^\mu C_{11} + q_2^\mu C_{12}, \\
D^\mu(q_1, q_2, q_3, m_1, m_2, m_3, m_4) &= q_1^\mu D_{11} + q_2^\mu D_{12} + q_3^\mu D_{13}, \tag{A.11}
\end{aligned}$$

donde las funciones del miembro derecho tienen los mismos argumentos que el lado izquierdo. Comparando la Ec. A.9 con la Ec. A.11, resultan las integrales en parámetros de Feynman para las funciones tensoriales de rango uno:

$$\begin{aligned}
\frac{i}{16\pi^2} B_1(q_1, m_1, m_2) &= \frac{i}{16\pi^2} \left(-\frac{\Delta}{2} - \frac{\log(\mu^2)}{2} + \int_0^1 y \log(\alpha_B) \tilde{d}(x, y) \right), \\
\frac{i}{16\pi^2} C_{11}(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) &= \frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{y+z}{\alpha_C} \tilde{d}(x, y, z), \\
\frac{i}{16\pi^2} C_{12}(q_1, q_2, m_1, m_2, m_3) &= \frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{z}{\alpha_C} \tilde{d}(x, y, z),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{i}{16\pi^2} D_{11}(q_1, q_2, q_3, m_1, m_2, m_3, m_4) &= -\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{y+z+w}{\alpha_D^2} \tilde{d}(x, y, z, w), \\
 \frac{i}{16\pi^2} D_{12}(q_1, q_2, q_3, m_1, m_2, m_3, m_4) &= -\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{z+w}{\alpha_D^2} \tilde{d}(x, y, z, w), \\
 \frac{i}{16\pi^2} D_{13}(q_1, q_2, q_3, m_1, m_2, m_3, m_4) &= -\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{w}{\alpha_D^2} \tilde{d}(x, y, z, w). \quad (\text{A.12})
 \end{aligned}$$

Es importante tener presente las dimensiones de masa de estas funciones. Como los polinomios α tienen dimensión de cuadrado de masa, resulta de la Ec. A.9 que la parte finita de las funciones tipo B y \tilde{C}_0 son adimensionales, las funciones C_0 , C^μ y \tilde{D}_0 tienen dimensión de inverso de cuadrado de masa y las D_0 y D^μ de inverso de potencia cuarta de masa.

Hasta ahora hemos presentado las expresiones de las funciones de un loop para momentos y masas arbitrarias en función de los parámetros de Feynman. En general, no se conocen exactamente estas integrales por lo que debe recurrirse a ciertos casos particulares y aproximaciones. El caso más sencillo es la *aproximación de momento externo nulo*, es decir, $q_1 = q_2 = q_3 = 0$ en cuyo caso, las integrales se reducen a:

$$\begin{aligned}
 \frac{i}{16\pi^2} B_0(m_1, m_2) &= \frac{i}{16\pi^2} \left(\Delta + \log(\mu^2) - \int_0^1 \log(xm_1^2 + ym_2^2) \tilde{d}(x, y) \right), \\
 \frac{i}{16\pi^2} B_1(m_1, m_2) &= \frac{i}{16\pi^2} \left(-\frac{\Delta}{2} - \frac{\log(\mu^2)}{2} + \int_0^1 y \log(xm_1^2 + ym_2^2) \tilde{d}(x, y) \right), \\
 \frac{i}{16\pi^2} C_0(m_1, m_2, m_3) &= -\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{1}{xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2} \tilde{d}(x, y, z), \\
 \frac{i}{16\pi^2} C_{11,12}(m_1, m_2, m_3) &= \frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{y+z, z}{xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2} \tilde{d}(x, y, z), \\
 \frac{i}{16\pi^2} D_0(m_1, m_2, m_3, m_4) &= \\
 &\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{1}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2)^2} \tilde{d}(x, y, z, w), \\
 \frac{i}{16\pi^2} D_{11,12,13}(m_1, m_2, m_3, m_4) &= \\
 &-\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{y+z+w, z+w, w}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2)^2} \tilde{d}(x, y, z, w), \quad (\text{A.13})
 \end{aligned}$$

notemos que suprimimos los argumentos de impulso por simplicidad. Una consecuencia directa de estas funciones a momento externo nulo es que resultan simétricas en sus argumentos de masa, debido a que bajo esta aproximación, las integrales en los parámetros de Feynman son simétricas. Puede verse este hecho directamente de las definiciones

integrales de la Ec. A.1, las cuales se simplifican en:

$$\begin{aligned}
\{D_0; \tilde{D}_0; D^\mu\}(m_1, m_2, m_3, m_4) &\propto \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{\{1; k^2; k^\mu\}}{[k^2 - m_1^2][k^2 - m_2^2][k^2 - m_3^2][k^2 - m_4^2]}, \\
\{C_0; \tilde{C}_0; C^\mu\}(m_1, m_2, m_3) &\propto \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{\{1; k^2; k^\mu\}}{[k^2 - m_1^2][k^2 - m_2^2][k^2 - m_3^2]}, \\
\{B_0; B^\mu\}(m_1, m_2) &\propto \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{\{1; k^\mu\}}{[k^2 - m_1^2][k^2 - m_2^2]}, \tag{A.14}
\end{aligned}$$

y la simetría en las masas internas de los loops es inmediata.

Estas integrales sí pueden ser resueltas de manera analítica y son las que se encuentran en la literatura. Hay que aclarar que si los momentos externos q_i son nulos, esta aproximación es exacta. También puede ocurrir que los cuadrados de las masas externas sean mucho mayores que los cuadrados y productos escalares de los momentos externos q_i y en tal caso, esta aproximación de momento externo nulo es aplicable (los integrandos de la Ec. A.10 se reducen a sus términos de masa).

Por otro lado, puede ocurrir que o bien uno de los momentos externos domine por sobre el resto o bien que alguna masa interna del loop sea del orden de las externas por lo que resulta de interés retener las contribuciones de dicho momento/masa externa. En tal caso, las integrales generales no pueden calcularse de manera exacta y es necesario recurrir a desarrollos en las masas externas e internas del loop. Justamente, esto es lo que nos ha ocurrido en los capítulos 2 y 3. En ambos estudios, las masas externas correspondían a un bosón de Higgs y dos leptones del SM, de modo que existe una jerarquía entre las masas externas al loop y siempre despreciamos los efectos de las masas de leptones en las integrales de loop. En el primer estudio todas las masas internas se encontraban en la escala de ruptura SUSY que es mucho mayor que la escala electrodébil por lo que resultó de interés retener la contribución dominante en las masas de los bosones de Higgs del MSSM. En el segundo estudio una de las masas internas correspondía a la del bosón W por lo que debían calcularse todos los efectos de la masa del bosón de Higgs al tratarse de masas competitivas. Veamos cómo hicimos estos desarrollos.

A lo largo de los dos primeros estudios implementamos la misma notación para los momentos de las partículas externas: p_1 para el bosón de Higgs y $-p_2, p_3$ para los leptones pesado y liviano, respectivamente. Tenemos la ley de conservación $p_1 = p_3 - p_2$ y teniendo en cuenta que $p_1^2 = m_H^2$, $p_2^2 = m_{l_k}^2$ y $p_3^2 = m_{l_m}^2$, pueden calcularse todos los

productos escalares entre los momentos en función de dichas masas. Como dijimos, las masas de los leptones son despreciadas en las integrales, entonces las configuraciones de momentos en los que sólo intervienen p_2 y p_3 pueden calcularse en la aproximación de momentos externos nulos:

$$\begin{aligned}
 \alpha_B(p_{2,3}, m_1, m_2) &\sim xm_1^2 + ym_2^2, \\
 \alpha_C(p_{2,3}, 0, m_1, m_2, m_3) &\sim \alpha_C(0, p_{2,3}, m_1, m_2, m_3) \sim xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2, \\
 \alpha_D(0, p_{2,3}, 0, m_1, m_2, m_3, m_4) &\sim \alpha_D(0, 0, p_{2,3}, m_1, m_2, m_3, m_4) \sim \\
 &\sim xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2. \tag{A.15}
 \end{aligned}$$

Sin embargo, si en los argumentos de momento interviene el impulso del Higgs p_1 , resultan los integrandos:

$$\begin{aligned}
 \alpha_B(p_1, m_1, m_2) &\sim -y(1-y)p_1^2 + xm_1^2 + ym_2^2, \\
 \alpha_C(p_2, p_1, m_1, m_2, m_3) &\sim -yzp_1^2 + xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2, \\
 \alpha_C(p_1, 0, m_1, m_2, m_3) &\sim -(y+z)(1-y-z)p_1^2 + xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2, \\
 \alpha_C(0, p_1, m_1, m_2, m_3) &\sim -z(1-z)p_1^2 + xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2, \\
 \alpha_D(p_2, p_1, 0, m_1, m_2, m_3, m_4) &\sim -y(z+w)p_1^2 + xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2, \\
 \alpha_D(p_2, 0, p_1, m_1, m_2, m_3, m_4) &\sim -(y+z)wp_1^2 + xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2, \\
 \alpha_D(0, p_2, p_1, m_1, m_2, m_3, m_4) &\sim -zwp_1^2 + xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2. \tag{A.16}
 \end{aligned}$$

En esta tesis nos encontramos con dos tipos de desarrollos para las funciones de un loop. En el estudio del capítulo 2, las masas internas de los loops (que denotamos genéricamente por M) son mucho mayores que las masas de los bosones de Higgs (cuando dichos estados están en su capa de masa $p_1^2 = m_{H_x}^2$). Por lo tanto, es posible hacer un desarrollo de Taylor en potencias de p_1^2/M^2 . Esto es equivalente a pensar que las funciones de un loop tienen una contribución dominante a momentos externos nulos (Ec. A.13) y correcciones de $\mathcal{O}(p_1^2/M^2)$ y potencias superiores. Debido a la supresión en el cociente p_1^2/M^2 , es suficiente retener sólo la primera corrección de este orden. En consecuencia, todas las funciones relevantes reciben las correcciones con impulso del

Higgs:

$$\begin{aligned}
\frac{i}{16\pi^2} \Delta B_0(p_1, m_1, m_2) &= \frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{y(1-y)p_1^2}{xm_1^2 + ym_2^2} \tilde{d}(x, y), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta B_1(p_1, m_1, m_2) &= \frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{y^2(1-y)p_1^2}{xm_1^2 + ym_2^2} \tilde{d}(x, y), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta C_0(p_2, p_1, m_1, m_2, m_3) &= -\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{yzp_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2)^2} \tilde{d}(x, y, z), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta C_0(p_1, 0, m_1, m_2, m_3) &= -\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{(y+z)(1-y-z)p_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2)^2} \tilde{d}(x, y, z), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta C_0(0, p_1, m_1, m_2, m_3) &= -\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{z(1-z)p_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2)^2} \tilde{d}(x, y, z), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta C_{11,12}(p_2, p_1, m_1, m_2, m_3) &= \frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{yz(y+z)p_1^2, yz^2p_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2)^2} \tilde{d}(x, y, z), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta C_{11,12}(p_1, 0, m_1, m_2, m_3) &= \\
&\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{(y+z)^2(1-y-z)p_1^2, z(y+z)(1-y-z)p_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2)^2} \tilde{d}(x, y, z), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta C_{11,12}(0, p_1, m_1, m_2, m_3) &= \frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{z(1-z)(y+z)p_1^2, z^2(1-z)p_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2)^2} \tilde{d}(x, y, z), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta D_0(p_2, p_1, 0, m_1, m_2, m_3, m_4) &= \\
&\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{2y(z+w)p_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2)^3} \tilde{d}(x, y, z, w), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta D_0(p_2, 0, p_1, m_1, m_2, m_3, m_4) &= \\
&\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{2(y+z)wp_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2)^3} \tilde{d}(x, y, z, w), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta D_0(0, p_2, p_1, m_1, m_2, m_3, m_4) &= \\
&\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{2zwp_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2)^3} \tilde{d}(x, y, z, w), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta D_{11,12,13}(p_2, p_1, 0, m_1, m_2, m_3, m_4) &= \\
&-\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{2y(z+w)(y+z+w)p_1^2, 2y(z+w)^2p_1^2, 2y(z+w)wp_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2)^3} \tilde{d}(x, y, z, w), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta D_{11,12,13}(p_2, 0, p_1, m_1, m_2, m_3, m_4) &= \\
&-\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{2(y+z)w(y+z+w)p_1^2, 2(y+z)w(z+w)p_1^2, 2(y+z)w^2p_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2)^3} \tilde{d}(x, y, z, w), \\
\frac{i}{16\pi^2} \Delta D_{11,12,13}(0, p_2, p_1, m_1, m_2, m_3, m_4) &= \\
&-\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{2zw(y+z+w)p_1^2, 2zw(z+w)p_1^2, 2zw^2p_1^2}{(xm_1^2 + ym_2^2 + zm_3^2 + wm_4^2)^3} \tilde{d}(x, y, z, w), \tag{A.17}
\end{aligned}$$

Todas estas integrales pueden ser calculadas exactamente y es así como calculamos dichas correcciones en los distintos escenarios del MSSM.

Por otro lado, las expresiones de las funciones de un loop del capítulo 3 son más complejas de calcular puesto que una de las masas internas del loop es del orden de la masa del bosón de Higgs. Una vez despreciada la masa de los leptones dentro de las integrales, quedan dos escalas de masa: la escala electrodébil v y la escala de nueva física M por lo que debemos hacer un desarrollo de Taylor en el cociente v^2/M^2 . Entonces, en este desarrollo, unificamos la masa del bosón de Higgs con la del bosón de gauge W que circula dentro del loop a través de la VEV. Nuevamente, reteniendo las contribuciones $\mathcal{O}(v^2/M^2)$, calculamos las funciones necesarias en este trabajo. Debe quedar claro que no podíamos aplicar el mismo tipo de desarrollo que en el MSSM puesto que la aproximación de momento externo nulo desprecia los efectos de la masa del Higgs mientras que retiene los de la masa del bosón W y esto no es consistente. Una posible solución es poder resumir los infinitos términos del desarrollo en potencias de p_1^2 para tratar en pie de igualdad las masas a la escala electrodébil. Esto no puede lograrse, por lo que recurrimos al desarrollo en función de v de modo que las masas del Higgs y W son tratadas consistentemente. Veamos esto más explícitamente para una función particular. Consideremos el cálculo de $C_0(p_2, p_1, M, m_W, m_W)$: la expresión dominante en la escala de nueva física M a momento externo nulo es

$$C_0(M, m_W, m_W) = \frac{1 + \log\left(\frac{m_W^2}{M^2}\right)}{M^2}, \quad (\text{A.18})$$

que como dijimos no depende de $p_1^2 = m_H^2$. Las primeras dos correcciones en el impulso externo del bosón de Higgs son

$$\Delta C_0(p_2, p_1, M, m_W, m_W) = -\frac{m_H^2}{6m_W^2 M^2} - \frac{m_H^4}{60m_W^4 M^2}. \quad (\text{A.19})$$

Podemos ver que las correcciones corresponden a potencias de m_H^2/m_W^2 y como dicho cociente es de orden 1, deberíamos resumir todas las correcciones correspondientes para ser consistentes con los efectos de m_H y m_W . Por el contrario, si en la integral para C_0 de la Ec. A.9 escribimos las masas del bosón de Higgs y W en términos de v y desarrollamos en potencias de v^2/M^2 , resulta la expresión a orden dominante:

$$C_0(p_2, p_1, M, m_W, m_W) = \frac{1}{M^2} \left(-1 + \log \left(\frac{m_W^2}{M^2} \right) + 2\sqrt{\frac{4m_W^2 - m_H^2}{m_H^2}} \arctan \left(\sqrt{\frac{m_H^2}{4m_W^2 - m_H^2}} \right) \right) \quad (\text{A.20})$$

En síntesis, debemos dejar claro que los efectos de los momentos externos en las funciones de loop son tenidos en cuenta a través de sus combinaciones escalares q_i^2 y $q_i \cdot q_j$ en los denominadores que denotamos por α una vez que implementamos los parámetros de Feynman. Entonces deben compararse estos productos escalares con los cuadrados m_i^2 de las masas internas del loop para establecer la jerarquía entre todas las cantidades que intervienen en el cálculo. En general, no debemos comparar los tetramomentos q^μ con las masas internas. En el caso en que no nos interese calcular ningún efecto de los momentos externos q , hacer $q^2 = 0$ o $q = 0$ en las integrales son equivalentes. Para las funciones de loop escalares, optamos por la segunda opción ya que simplifica desde el comienzo dichas integrales (ver por ejemplo la Ec. A.14). En cambio, para las funciones tensoriales no podemos aplicar esta segunda opción de entrada puesto que no quedarían definidas según su descomposición en momentos de la Ec. A.11. Por otro lado, para retener la contribución de algún momento externo tampoco podemos hacer $q = 0$ para los demás debido a que perderíamos las contribuciones que provienen de los productos escalares entre momentos. Veamos esto explícitamente para las funciones de loop relevantes en esta tesis: como dijimos previamente, la ley de conservación $p_1 = p_3 - p_2$ junto con las condiciones de capa de masa para las partículas externas nos permiten calcular todos los productos escalares entre dichos momentos:

$$\begin{aligned} p_1^2 &= m_H^2, & p_2 \cdot p_3 &= \frac{1}{2} (-m_H^2 + m_{l_k}^2 + m_{l_m}^2), \\ p_2^2 &= m_{l_k}^2, & p_3 \cdot p_1 &= \frac{1}{2} (m_H^2 - m_{l_k}^2 + m_{l_m}^2), \\ p_3^2 &= m_{l_m}^2, & p_1 \cdot p_2 &= \frac{1}{2} (-m_H^2 - m_{l_k}^2 + m_{l_m}^2). \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

La aproximación que implementamos siempre fue la de despreciar las masas de los leptones en las integrales de loops ($m_{l_k} \approx m_{l_m} \approx 0$), por lo que en las funciones α los

productos escalares de la ecuación anterior se reducen a:

$$\begin{aligned}
 p_1^2 &= m_H^2, & p_2 \cdot p_3 &\approx -\frac{m_H^2}{2}, \\
 p_2^2 &\approx 0, & p_3 \cdot p_1 &\approx \frac{m_H^2}{2}, \\
 p_3^2 &\approx 0, & p_1 \cdot p_2 &\approx -\frac{m_H^2}{2}.
 \end{aligned}
 \tag{A.22}$$

Notemos que si hubiésemos hecho $p_2 = p_3 = 0$, sólo tendríamos la contribución de masa del bosón de Higgs en p_1^2 y no en los productos $p_2 \cdot p_3$, $p_3 \cdot p_1$ y $p_1 \cdot p_2$.

Por último, es importante aclarar que todas las expresiones analíticas encontradas a través de los desarrollos explicados anteriormente fueron comparadas numéricamente con el código `LoopTools` [196] (uno de los más usados en la literatura) y encontramos gran acuerdo.

Apéndice B

Notación Espinorial

En este apéndice discutiremos las convenciones elegidas para la notación y el tratamiento de los espinores para los fermiones ya que podemos optar por trabajar con biespinores o cuadriespinores. A nivel de construcción de un Lagrangiano, es útil emplear la notación biespinorial de Weyl para los fermiones por sobre la cuadriespinorial de Dirac o Majorana. En efecto, el Lagrangiano del Modelo Estándar (y cualquiera de sus extensiones) no es invariante frente a Paridad por lo que las componentes quirales izquierda y derecha de los fermiones de Dirac del SM tienen diferentes interacciones de gauge. En el caso de implementar la notación cuadriespinorial para dichos fermiones, debemos escribir los respectivos proyectores de quiralidad $P_L = (1 - \gamma_5)/2$ y $P_R = (1 + \gamma_5)/2$. En cambio, la notación biespinorial trata a los grados de libertad fermiónicos izquierdos y derechos separadamente desde el comienzo. Otra motivación para la notación biespinorial es que en cualquier extensión supersimétrica del SM, los supermultipletes quirales están formados por un único espinor de Weyl de dos componentes. En consecuencia, veamos con más detalle cómo es el pasaje de una a otra notación para los fermiones.

Como un breve repaso, en notación cuadriespinorial denotamos a los fermiones genéricamente por Ψ . Los fermiones de Dirac y Majorana de masa M son descritos por los Lagrangianos:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_D &= i\overline{\Psi}_D\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_D - M\overline{\Psi}_D\Psi_D, \\ \mathcal{L}_M &= \frac{i}{2}\overline{\Psi}_M\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_M - \frac{M}{2}\overline{\Psi}_M\Psi_M.\end{aligned}\tag{B.1}$$

Los bilineales relevantes para esta tesis son:

$$\begin{aligned} & \bar{\Psi}_i \Psi_j, \quad \bar{\Psi}_i \gamma^\mu \Psi_j, \quad \bar{\Psi}_i^C \Psi_j, \quad \bar{\Psi}_i^C \gamma^\mu \Psi_j, \\ & \bar{\Psi}_i P_{L,R} \Psi_j, \quad \bar{\Psi}_i \gamma^\mu P_{L,R} \Psi_j, \quad \bar{\Psi}_i^C P_{L,R} \Psi_j, \quad \bar{\Psi}_i^C \gamma^\mu P_{L,R} \Psi_j. \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Por otro lado, en notación biespinorial, denotamos genéricamente a un espinor de Weyl izquierdo de dos componentes por ξ y a un espinor de Weyl derecho por $\bar{\eta}$. Elegimos como notación los índices $\alpha = 1, 2$ para el primero y $\dot{\alpha} = 1, 2$ para el segundo, de modo que los índices se suben y bajan con el tensor antisimétrico ϵ de rango dos:

$$\epsilon^{12} = -\epsilon^{21} = \epsilon_{21} = -\epsilon_{12} = 1 \text{ y } \epsilon^{11} = \epsilon^{22} = \epsilon_{11} = -\epsilon_{22} = 0 \quad (\text{B.3})$$

de la siguiente manera:

$$\xi_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta} \xi^\beta, \quad \xi^\alpha = \epsilon^{\alpha\beta} \xi_\beta, \quad \bar{\eta}_{\dot{\alpha}} = \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \bar{\eta}^{\dot{\beta}}, \quad \bar{\eta}^{\dot{\alpha}} = \epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \bar{\eta}_{\dot{\beta}}. \quad (\text{B.4})$$

Los biespinores se contraen según la convención de índices suprimidos:

$$\begin{array}{c} \alpha \\ \alpha \end{array} \quad \circ \quad \begin{array}{c} \dot{\alpha} \\ \dot{\alpha} \end{array} \quad (\text{B.5})$$

Por lo tanto, debido a la anticonmutación de estos grados de libertad tenemos que:

$$\xi \eta = \xi^\alpha \eta_\alpha = \xi^\alpha \epsilon_{\alpha\beta} \eta^\beta = -\eta^\beta \epsilon_{\alpha\beta} \xi^\alpha = \eta^\beta \epsilon_{\beta\alpha} \xi^\alpha = \eta^\beta \xi_\beta = \eta \xi. \quad (\text{B.6})$$

De manera análoga, resultan las identidades para los siguientes bilineales de interés:

$$\bar{\xi} \bar{\eta} = \bar{\eta} \bar{\xi} \quad \text{y} \quad \bar{\xi} \bar{\sigma}^\mu \eta = -\eta \sigma^\mu \bar{\xi}, \quad (\text{B.7})$$

donde usamos las matrices de Pauli:

$$\sigma^0 = \bar{\sigma}^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma^1 = -\bar{\sigma}^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\sigma^2 = -\bar{\sigma}^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 = -\bar{\sigma}^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.8})$$

Estamos en condiciones de mostrar el diccionario entre ambas notaciones. En la representación quiral para las matrices de Dirac tenemos:

$$\begin{aligned} \gamma^\mu &= \begin{pmatrix} 0 & \sigma^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu & 0 \end{pmatrix}, & \gamma_5 &= \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ P_L &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, & P_R &= \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

en el que cada uno de los cuatro bloques de estas matrices corresponden a matrices de dimensión 2.

Pasemos a los fermiones. Consideremos primero un campo de Dirac Ψ_D : como tiene 4 grados de libertad, se necesitan dos biespinores de Weyl ξ y $\bar{\eta}$, de modo que escribimos:

$$\begin{aligned} \Psi_D &= \begin{pmatrix} \xi_\alpha \\ \bar{\eta}^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix}, & \bar{\Psi}_D &= (\eta^\alpha \ \bar{\xi}_{\dot{\alpha}}), \\ \Psi_D^C &= \begin{pmatrix} \eta_\beta \\ \bar{\xi}^{\dot{\beta}} \end{pmatrix}, & \bar{\Psi}_D^C &= (\xi^\beta \ \bar{\eta}_{\dot{\beta}}). \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Cuando aplicamos los operadores de quiralidad a dichos cuadriespinores resultan:

$$\begin{aligned} P_L \Psi_D &= \begin{pmatrix} \xi_\alpha \\ 0 \end{pmatrix}, \quad P_R \Psi_D = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\eta}^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix}, & \bar{\Psi}_D P_L &= (\eta^\alpha \ 0), \quad \bar{\Psi}_D P_R = (0 \ \bar{\xi}_{\dot{\alpha}}), \\ P_L \Psi_D^C &= \begin{pmatrix} \eta_\beta \\ 0 \end{pmatrix}, \quad P_R \Psi_D^C = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\xi}^{\dot{\beta}} \end{pmatrix}, & \bar{\Psi}_D^C P_L &= (\xi^\beta \ 0), \quad \bar{\Psi}_D^C P_R = (0 \ \bar{\eta}_{\dot{\beta}}). \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

De esta manera, los bilineales relevantes entre dos fermiones de Dirac $\Psi_{Di} = \Psi_i$ y $\Psi_{Dj} = \Psi_j$ en ambas notaciones se relacionan por:

$$\begin{aligned}
\overline{\Psi}_i \Psi_j &= \eta_i \xi_j + \bar{\xi}_i \bar{\eta}_j, & \overline{\Psi}_i^C \Psi_j &= \xi_i \xi_j + \bar{\eta}_i \bar{\eta}_j, \\
\overline{\Psi}_i \gamma^\mu \Psi_j &= \bar{\xi}_i \bar{\sigma}^\mu \xi_j + \eta_i \sigma^\mu \bar{\eta}_j, & \overline{\Psi}_i^C \gamma^\mu \Psi_j &= \bar{\eta}_i \bar{\sigma}^\mu \xi_j + \xi_i \sigma^\mu \bar{\eta}_j, \\
\overline{\Psi}_i P_L \Psi_j &= \eta_i \xi_j, & \overline{\Psi}_i^C P_L \Psi_j &= \xi_i \xi_j, \\
\overline{\Psi}_i P_R \Psi_j &= \bar{\xi}_i \bar{\eta}_j, & \overline{\Psi}_i^C P_R \Psi_j &= \bar{\eta}_i \bar{\eta}_j, \\
\overline{\Psi}_i \gamma^\mu P_L \Psi_j &= \bar{\xi}_i \bar{\sigma}^\mu \xi_j, & \overline{\Psi}_i^C \gamma^\mu P_L \Psi_j &= \bar{\eta}_i \bar{\sigma}^\mu \xi_j, \\
\overline{\Psi}_i \gamma^\mu P_R \Psi_j &= \eta_i \sigma^\mu \bar{\eta}_j, & \overline{\Psi}_i^C \gamma^\mu P_R \Psi_j &= \xi_i \sigma^\mu \bar{\eta}_j.
\end{aligned} \tag{B.12}$$

En particular, el Lagrangiano de un cuadri-spinor de Dirac se escribe en términos de los correspondientes biespinores de Weyl como:

$$\mathcal{L}_D = i\bar{\xi}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\xi + i\bar{\eta}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\eta - M(\xi\eta + \bar{\xi}\bar{\eta}) \tag{B.13}$$

donde hemos extraído la derivada total $i\partial_\mu(\bar{\eta}\bar{\sigma}\eta)$ ya que no afecta la acción de la teoría.

También pueden probarse otras identidades combinando las anteriores, como por ejemplo:

$$\overline{\Psi}^C \gamma^\mu \Psi^C = \bar{\eta}\bar{\sigma}^\mu\eta + \xi\sigma^\mu\bar{\xi} = -\eta\sigma^\mu\bar{\eta} - \bar{\xi}\bar{\sigma}^\mu\xi = -\overline{\Psi}\gamma^\mu\Psi \tag{B.14}$$

Por otro lado, para fermiones de Majorana Ψ_M , debemos recordar la matriz de conjugación \mathcal{C} de la sección 1.2.2 que satisface:

$$\mathcal{C}^{-1}\gamma_\mu\mathcal{C} = -\gamma_\mu^T, \quad \mathcal{C}^{-1}\gamma_5\mathcal{C} = \gamma_5^T, \quad \mathcal{C}^\dagger = \mathcal{C}^{-1} = -\mathcal{C}^*, \tag{B.15}$$

con la cual se define el operador de conjugación de partícula-antipartícula:

$$\hat{C} : \psi \rightarrow \psi^C = \mathcal{C}\bar{\psi}^T. \tag{B.16}$$

En la representación quiral, la matriz puede elegirse como $\mathcal{C} = i\gamma_2\gamma_0$ y explícitamente en notación biespinorial es:

$$\mathcal{C} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\alpha\beta} & 0 \\ 0 & \epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \end{pmatrix} \tag{B.17}$$

La condición de Majorana $\Psi_M^C = \Psi_M$ reduce a dos grados de libertad para estos fermiones por lo que están formados por un único espinor de Weyl de dos componentes ξ :

$$\Psi_M = \begin{pmatrix} \xi_\alpha \\ \bar{\xi}^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.18})$$

El Lagrangiano libre resulta ser:

$$\mathcal{L}_M = i\bar{\xi}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\xi - M(\xi\xi + \bar{\xi}\bar{\xi}) \quad (\text{B.19})$$

Además, notemos que pueden extenderse las identidades para los cuadriespinores de Dirac a cuadriespinores de Majorana imponiendo $\eta = \xi$.

Apéndice C

Cambios de base

Como expusimos en el capítulo 1, uno de los pilares fundamentales para la construcción del Modelo Estándar y sus extensiones es la invarianza ante simetrías de gauge. Este hecho hace natural escribir el Lagrangiano en la base de interacción electrodébil donde dicha invarianza es manifiesta. Sabemos que los estados físicos, es decir, los detectados en los experimentos, corresponden a los autoestados de masa del espectro. En general, las reglas de Feynman de la literatura vienen dadas en la base física a través de las masas y matrices de rotación entre dicha base y la de gauge. Como dijimos, la Aproximación de Inserción de Masa utiliza la base de interacción electrodébil por lo que resulta una buena verificación hacer el cambio de base explícito en las interacciones que intervienen en los cálculos. En este apéndice vamos a mostrar este cálculo en detalle para el ISS puesto que contiene menos interacciones que el MSSM y a modo ilustrativo es suficiente.

Consideremos el modelo de seesaw inverso de la sección 3.1. Comencemos definiendo los estados en la base de gauge y física para introducir la matriz cambio de base. Definimos el vector n que contiene los nueve estados físicos n_i para los neutrinos de Majorana:

$$n = \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ \vdots \\ n_9 \end{pmatrix}, \quad (\text{C.1})$$

y el vector N con los nueve autoestados de la base de gauge:

$$N = \begin{pmatrix} \nu_L^C \\ \nu_R \\ X \end{pmatrix} \Rightarrow N^C = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^C \\ X^C \end{pmatrix}, \quad (\text{C.2})$$

siendo C el operador conjugación de partícula-antipartícula. Notemos que ν_L , ν_R y X contienen los tres estados de sabor correspondientes a cada familia. Sea U_ν la matriz unitaria de cambio de base definida en la Ec. 3.4, que en notación matricial es:

$$N = U_\nu P_R n \text{ y } N^C = U_\nu^* P_L n. \quad (\text{C.3})$$

Ésta es la manera en que pasamos de la base física a la de gauge, invirtiendo estas relaciones usando la unitariedad de la matriz U_ν :

$$P_R n = U_\nu^\dagger N \text{ y } P_L n = U_\nu^T N^C. \quad (\text{C.4})$$

También es de utilidad tener presente estas relaciones pero para los campos “barra”:

$$\begin{aligned} \bar{N} &= \bar{n} P_L U_\nu^\dagger \quad \text{y} \quad \bar{N}^C = \bar{n} P_R U_\nu^T, \\ \bar{n} P_L &= \bar{N} U_\nu \quad \text{y} \quad \bar{n} P_R = \bar{N}^C U_\nu^*. \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

Recordemos que la matriz de masa de 9×9 en la base de interacción EW es

$$M_{\text{ISS}} = \begin{pmatrix} 0 & m_D & 0 \\ m_D^T & 0 & M_R \\ 0 & M_R^T & \mu_X \end{pmatrix}, \quad (\text{C.6})$$

de modo que resulta diagonalizada por la relación

$$U_\nu^T M_{\text{ISS}} U_\nu = \text{diag}(m_{n_1}, \dots, m_{n_9}). \quad (\text{C.7})$$

Invirtiéndolo esta relación con la unitariedad de la matriz U_ν , tenemos la identidad en notación tensorial (donde índices repetidos se suman):

$$(M_{\text{ISS}})_{ab} = m_{n_c} (U_\nu^*)_{ac} (U_\nu^*)_{bc} . \quad (\text{C.8})$$

Estamos en condiciones de ver la equivalencia entre los Lagrangianos en la base física de [110] y los que implementamos en la base de gauge. Primero consideremos la interacción del bosón de Higgs con dos neutrinos de Majorana dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= -\frac{g}{2m_W} \sum_{i,j=1}^9 H \bar{n}_i \left(\sum_{k=1}^3 (U_\nu)_{ki} (U_\nu^*)_{kj} \right) (m_{n_i} P_L + m_{n_j} P_R) n_j \\ &\quad \text{como } m_W = gv/\sqrt{2} \text{ y con los cambios de base} \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}v} \sum_{k=1}^3 \sum_{i,j=1}^9 H (U_\nu)_{ki} (U_\nu^*)_{kj} \left(m_{n_i} \overline{N_{\alpha'}} (U_\nu)_{\alpha'i} (U_\nu)_{\beta j} N_\beta^C + m_{n_j} \overline{N_{\beta'}} (U_\nu^*)_{\beta'i} (U_\nu^*)_{\alpha j} N_\alpha \right) \\ &\quad \text{sumando en } j \text{ e } i \text{ cada sumando, respectivamente} \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}v} \sum_{k=1}^3 H \left(\sum_{i=1}^9 (U_\nu)_{ki} m_{n_i} \overline{N_{\alpha'}} (U_\nu)_{\alpha'i} \delta_{\beta k} N_\beta^C + \sum_{j=1}^9 (U_\nu^*)_{kj} m_{n_j} \overline{N_{\beta'}} \delta_{\beta'k} (U_\nu^*)_{\alpha j} N_\alpha \right) \\ &\quad \text{sumando en } i \text{ y } j \text{ resulta el cambio de base a } M_{\text{ISS}} \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}v} \sum_{k=1}^3 H \left((M_{\text{ISS}})_{k\alpha'}^* \delta_{\beta k} \overline{N_{\alpha'}} N_\beta^C + (M_{\text{ISS}})_{k\alpha} \delta_{\beta'k} \overline{N_{\beta'}} N_\alpha \right) \\ &\quad \text{sumando en } \beta \text{ y } \beta' \text{ cada sumando, respectivamente} \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}v} \sum_{k=1}^3 H \left((M_{\text{ISS}})_{k\alpha'}^* \overline{N_{\alpha'}} N_k^C + (M_{\text{ISS}})_{k\alpha} \overline{N_k^C} N_\alpha \right) \\ &\quad \text{notemos que el segundo sumando es el complejo conjugado del primero} \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}v} \sum_{k=1}^3 (M_{\text{ISS}})_{k\alpha'}^* H \overline{N_{\alpha'}} N_k^C + \text{h.c.}, \quad (\text{C.9}) \end{aligned}$$

debido a la estructura de M_{ISS} de la Ec. C.6 y como se suma en $k = 1, 2, 3$, hay contribuciones no nulas cuando $\alpha' = 4, 5, 6$. En cuyo caso: $N_k^C = \nu_{Li}$ y $N_{\alpha'} = \nu_{Rj}$ con $i, j = 1, 2, 3$, por lo cual:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= -\frac{1}{\sqrt{2}v} \sum_{i,j=1}^3 (m_D)_{ij}^* H \overline{\nu_{Rj}} \nu_{Li} + \text{h.c.}, \\ &= \sum_{i,j=1}^3 H \overline{\nu_{Rj}} \left(-\frac{(Y_\nu)_{ij}^*}{\sqrt{2}} P_L \right) \nu_{Li} + \sum_{i,j=1}^3 H \overline{\nu_{Li}} \left(-\frac{(Y_\nu)_{ij}}{\sqrt{2}} P_R \right) \nu_{Rj}. \quad (\text{C.10}) \end{aligned}$$

Observemos que este Lagrangiano da lugar a la interacción triple $H - \nu_L - \nu_R$ de la

figura 3.1 (en la cual se omitió la línea fermiónica en el otro sentido y que se corresponde con el término de P_L).

Continuamos con la interacción triple de los neutrinos n con los bosones de Nambu-Goldstone cargados G^\pm :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{G^\pm} &= -\frac{g}{\sqrt{2}m_W} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^9 G^- \bar{l}_i (U_\nu^*)_{ij} (m_{l_i} P_L - m_{n_j} P_R) n_j + \text{h.c.} \\
&\quad \text{como } m_W = gv/\sqrt{2} \text{ y con los cambios de base} \\
&= -\frac{1}{v} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^9 G^- \bar{l}_i (U_\nu^*)_{ij} (m_{l_i} (U_\nu)_{\beta j} N_\beta^C - m_{n_j} (U_\nu^*)_{\alpha j} N_\alpha) + \text{h.c.} \\
&\quad \text{sumando en } j \\
&= -\frac{1}{v} \sum_{i=1}^3 G^- \bar{l}_i m_{l_i} \delta_{\beta i} N_\beta^C + \frac{1}{v} \sum_{i=1}^3 G^- \bar{l}_i (M_{\text{ISS}})_{i\alpha} N_\alpha + \text{h.c.} \\
&\quad \text{sumando en } \beta \\
&= -\frac{1}{v} \sum_{i=1}^3 G^- \bar{l}_i m_{l_i} N_i^C + \frac{1}{v} \sum_{i=1}^3 G^- \bar{l}_i (M_{\text{ISS}})_{i\alpha} N_\alpha + \text{h.c.} \tag{C.11}
\end{aligned}$$

nuevamente, debido a la estructura de M_{ISS} de la Ec. C.6 y como se suma en $i = 1, 2, 3$, hay contribuciones no nulas cuando $\alpha' = 4, 5, 6$, por lo que $N_\alpha = \nu_{Rj}$ con $j = 1, 2, 3$:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{G^\pm} &= \sum_{i=1}^3 G^- \bar{l}_i (-y_{l_i}) \nu_{Li} + \text{h.c.} \\
&\quad + \sum_{i,j=1}^3 G^- \bar{l}_i (Y_\nu)_{ij} P_R \nu_{Rj} + \sum_{i,j=1}^3 G^+ \bar{\nu}_{Rj} (Y_\nu^*)_{ij} P_L l_i \tag{C.12}
\end{aligned}$$

Notemos que la primera línea de este Lagrangiano corresponde a la regla de Feynman del SM para la interacción $G^\pm - l - \nu_L$ mientras que la segunda línea da lugar a la interacción triple $G^\pm - l - \nu_R$ en ambos sentidos de la línea fermiónica. Hemos resumido estas interacciones en la figura 3.1.

De una manera análoga, trabajamos con la interacción triple entre los bosones W cargados, leptones y neutrinos:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{W^\pm} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^9 W_\mu^- \bar{l}_i (U_\nu^*)_{ij} \gamma^\mu P_L n_j + \text{h.c.} \\
&= -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^9 W_\mu^- \bar{l}_i (U_\nu^*)_{ij} \gamma^\mu (U_\nu)_{\beta j} N_\beta^C + \text{h.c.}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{i=1}^3 W_\mu^- \bar{l}_i \gamma^\mu N_i^C + \text{h.c.} \\
 &= -\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{l} \gamma^\mu \nu_L^l + \text{h.c.}
 \end{aligned} \tag{C.13}$$

donde se entiende que en la última línea sumamos sobre las tres familias leptónicas. Estos son justamente los vértices para la interacción $W^\pm - l - \nu_L$ del SM y deducimos que en este modelo ISS no hay interacción entre los bosones de gauge cargados W^\pm y neutrinos derechos ν_R .

Por completitud, consideremos ahora la interacción entre los neutrinos n y el bosón de Nambu-Goldstone G^0 :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{G^0} &= -\frac{ig}{2m_W} \sum_{i,j=1}^9 G^0 \bar{n}_i \left(\sum_{k=1}^3 (U_\nu)_{ki} (U_\nu^*)_{kj} \right) (m_{n_i} P_L - m_{n_j} P_R) n_j \\
 &\quad \text{como } m_W = gv/\sqrt{2} \text{ y con los cambios de base} \\
 &= -\frac{i}{\sqrt{2}v} \sum_{k=1}^3 \sum_{i,j=1}^9 G^0 (U_\nu)_{ki} (U_\nu^*)_{kj} \left(m_{n_i} \overline{N_{\alpha'}} (U_\nu)_{\alpha' i} (U_\nu)_{\beta j} N_\beta^C - m_{n_j} \overline{N_{\beta'}} (U_\nu^*)_{\beta' i} (U_\nu^*)_{\alpha j} N_\alpha \right) \\
 &\quad \text{sumando en } j \text{ e } i \text{ cada sumando, respectivamente} \\
 &= -\frac{i}{\sqrt{2}v} \sum_{k=1}^3 G^0 \left(\sum_{i=1}^9 (U_\nu)_{ki} m_{n_i} \overline{N_{\alpha'}} (U_\nu)_{\alpha' i} \delta_{\beta k} N_\beta^C - \sum_{j=1}^9 (U_\nu^*)_{kj} m_{n_j} \overline{N_{\beta'}} \delta_{\beta' k} (U_\nu^*)_{\alpha j} N_\alpha \right) \\
 &\quad \text{sumando en } i, j, \beta, \text{ y } \beta' \text{ resulta el cambio de base a } M_{\text{ISS}} \\
 &= -\frac{i}{\sqrt{2}v} \sum_{k=1}^3 G^0 \left((M_{\text{ISS}})_{k\alpha'}^* \overline{N_{\alpha'}} N_k^C - (M_{\text{ISS}})_{k\alpha} \overline{N_k^C} N_\alpha \right) \\
 &\quad \text{debido a la estructura de } M_{\text{ISS}} \\
 &= -\frac{i}{\sqrt{2}v} \sum_{i,j=1}^3 G^0 \left((m_D^*)_{ij}^* \overline{\nu_{Rj}} \nu_{Li} - (m_D)_{ij} \overline{\nu_{Li}} \nu_{Rj} \right)
 \end{aligned} \tag{C.14}$$

en términos de los acoplamientos Yukawa, el Lagrangiano anterior se escribe como:

$$\mathcal{L}_{G^0} = \sum_{i,j=1}^3 \left(-\frac{i}{\sqrt{2}} (Y_\nu)_{ij}^* P_L \right) G^0 \overline{\nu_{Rj}} \nu_{Li} + \sum_{i,j=1}^3 \left(\frac{i}{\sqrt{2}} (Y_\nu)_{ij} P_R \right) G^0 \overline{\nu_{Li}} \nu_{Rj}, \tag{C.15}$$

que coincide con la regla correspondiente de la figura 3.1.

Por último, la interacción triple entre el bosón Z y los neutrinos se obtiene de manera análoga a la anterior:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Z &= -\frac{g}{4c_W} \sum_{i,j=1}^9 Z_\mu \bar{n}_i \gamma^\mu \left(\sum_{k=1}^3 (U_\nu)_{ki} (U_\nu^*)_{kj} P_L - (U_\nu^*)_{ki} (U_\nu)_{kj} P_R \right) n_j \\
&= -\frac{g}{4c_W} \sum_{k=1}^3 \sum_{i,j=1}^9 Z_\mu \left((U_\nu)_{ki} (U_\nu^*)_{kj} \overline{N_{\beta'}^C} (U_\nu^*)_{\beta'i} \gamma^\mu (U_\nu)_{\beta j} N_\beta^C \right. \\
&\quad \left. - (U_\nu^*)_{ki} (U_\nu)_{kj} \overline{N_{\alpha'}} (U_\nu)_{\alpha'i} \gamma^\mu (U_\nu^*)_{\alpha j} N_\alpha \right) \\
&= -\frac{g}{4c_W} \sum_{k=1}^3 Z_\mu \left(\delta_{\beta'k} \delta_{\beta k} \overline{N_{\beta'}^C} \gamma^\mu N_\beta^C - \delta_{\alpha'k} \delta_{\alpha k} \overline{N_{\alpha'}} \gamma^\mu N_\alpha \right) \\
&= -\frac{g}{4c_W} \sum_{k=1}^3 Z_\mu \left(\overline{N_k^C} \gamma^\mu N_k^C - \overline{N_k} \gamma^\mu N_k \right) \\
&= -\frac{g}{4c_W} Z_\mu \left(\overline{\nu_L} \gamma^\mu \nu_L - \overline{\nu_L^C} \gamma^\mu \nu_L^C \right) \\
&= -\frac{g}{2c_W} Z_\mu \overline{\nu_L} \gamma^\mu \nu_L, \tag{C.16}
\end{aligned}$$

donde se entiende que en las últimas dos líneas se suma sobre las tres familias leptónicas y se usó la Ec. B.14 con $\nu_L = (\xi \ 0)^T$ en notación biespinorial. Notemos que este vértice es justamente el del SM y los neutrinos derechos tampoco se acoplan con el bosón de gauge Z .

Apéndice D

Proceso de optimización secuencial de cortes

En este apéndice desarrollaremos más detalladamente el proceso de optimización secuencial de cortes implementado en la estrategia de búsqueda del capítulo 4 (brevemente mencionado en la sección 4.3.1).

La estrategia de búsqueda se basa en la aplicación de cortes en variables cinemáticas que permitan discriminar la señal del fondo en una dada región de señal elegida convenientemente. Este proceso de optimización busca determinar los valores para aquellos cortes que maximicen la significancia del análisis. Recordemos que la significancia estadística viene dada por la Ec. 4.1:

$$S = \sqrt{-2 \left((B^{obs} + S^{obs}) \log \left(\frac{B^{obs}}{B^{obs} + S^{obs}} \right) + S^{obs} \right)}, \quad (\text{D.1})$$

siendo S^{obs} y B^{obs} la cantidad de eventos observados de señal y fondos luego de desarrollar la estrategia.

La cantidad de eventos esperada para cada caso viene dada por:

$$S^{exp} = \sigma_s \mathcal{L}, \quad B^{exp} = \sum_b \sigma_b \mathcal{L} \quad (\text{D.2})$$

donde \mathcal{L} es la luminosidad integrada, $\sigma_{s,b}$ las secciones eficaces de señal y fondos, y la sumatoria se realiza sobre todos los fondos.

En realidad debemos tener en cuenta los efectos del detector y la implementación de los cortes de la estrategia de búsqueda, por lo que la ecuación anterior se modifica para dar la cantidad de eventos observados:

$$S^{obs} = \epsilon_s S^{exp} = \epsilon_s \sigma_s \mathcal{L}, \quad B^{obs} = \sum_b \epsilon_b b^{exp} = \sum_b \epsilon_b \sigma_b \mathcal{L} \quad (\text{D.3})$$

siendo ϵ_s y ϵ_b las aceptancias del análisis para señal y fondo, es decir, la proporción de eventos que, luego de los efectos del detector, sobreviven los cortes respecto de la cantidad inicial de eventos generados sin ningún corte.

Con las expresiones para la cantidad de eventos de señal y fondos observados de la Ec. D.3 en la Ec. D.1, y teniendo en cuenta que la luminosidad integrada \mathcal{L} y las secciones eficaces σ_s y σ_b son fijas, podemos pensar a la significancia como una función de las aceptancias del análisis: $\mathcal{S} = \mathcal{S}(\epsilon_s, \epsilon_b)$. De esta manera tenemos formulado el problema matemáticamente: hallar los valores para los cortes en las variables cinemáticas que corresponden a las aceptancias ϵ_s y ϵ_b que maximizan la significancia $\mathcal{S}(\epsilon_s, \epsilon_b)$ del análisis.

D.1 Problema en una variable

Comencemos estudiando el problema unidimensional, es decir, cuando aplicamos un corte a una única variable cinemática. Es importante recordar que las distribuciones de las variables estudiadas muestran la probabilidad ϵ de que cada *variable* pertenezca a un determinado bin (ver las figuras 4.1 y 4.2). De acuerdo con la definición anterior, estas eficiencias pueden no representar en general las aceptancias requeridas para construir la cantidad de eventos observados de la Ec. D.3. En consecuencia, planteamos el siguiente interrogante: dada una variable \mathcal{X} , nos preguntamos cuál es la aceptancia “real” ϵ_{cut}^{real} luego de hacer un corte en dicha variable. Con “real” nos referimos a la fracción de *eventos* que sobreviven el corte respecto de la cantidad total de eventos generados. Dicho de otra manera: cuál es la relación entre la probabilidad de que una variable pase un corte (obtenida de su distribución normalizada) con la cantidad de eventos que pasan ese corte. Puede ocurrir que la aplicación de un corte en la distribución normalizada de la variable no se traslade directamente a la cantidad de eventos afectados por dicho corte.

Desarrollaremos a continuación las bases teóricas en las que basamos nuestro análisis estadístico y con el cual construimos nuestro código propio. Consideremos un proceso cualquiera, ya sea señal o fondo. De la distribución normalizada para la variable \mathcal{X} , resulta la eficiencia correspondiente a la probabilidad de que un dado valor x de dicha variable pase o no el corte. Supongamos que nos interesa el caso en que dicha variable sea mayor a un cierto valor x_{cut} , tenemos que

$$\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}} = \frac{N(x \geq x_{cut})}{N_{\mathcal{X}}} \quad (\text{D.4})$$

donde $N_{\mathcal{X}}$ es la cantidad de variables \mathcal{X} de la distribución.

Entonces debemos relacionar esta cantidad con la cantidad de eventos que pasan dicho corte: un evento sobrevive el corte si todos los valores de la variable \mathcal{X} de ese evento cumplen con el corte. Primeramente, consideramos la siguiente convención: si el evento no aporta valores de la variable \mathcal{X} , no pasa el corte. Luego veremos qué ocurre en caso contrario. Entonces dado el evento i -ésimo, que aporta k_i valores de la variable \mathcal{X} , la probabilidad de que dicho evento pase el corte con la convención elegida viene dada por una función definida a trozos

$$f_i = \begin{cases} 0 & \text{si } k_i = 0 \\ (\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}})^{k_i} & \text{si } k_i \geq 1 \end{cases} \quad (\text{D.5})$$

Sumando en cada uno de los N_{ev} eventos generados del proceso, tenemos que

$$\epsilon_{cut}^{real} = \frac{1}{N_{ev}} \sum_{i=1}^{N_{ev}} f_i = \frac{1}{N_{ev}} \sum_{i=1, k_i \geq 1}^{N_{ev}} (\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}})^{k_i} \quad (\text{D.6})$$

Vamos a hacer esta suma de otra manera: la idea no es usar solamente la información de la distribución normalizada de \mathcal{X} sino también una distribución que dé cuenta de los valores de k_i para cada evento (*multiplicidad*). Entonces agrupamos a los eventos según la cantidad de valores para la variable \mathcal{X} que aporten: si hay n_l eventos que aportan l valores de \mathcal{X} , reescribimos la Ec. D.6 como

$$\epsilon_{cut}^{real} = \sum_{l=1}^{l_{max}} \underbrace{\frac{n_l}{N_{ev}}}_{p_l} (\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}})^l \quad (\text{D.7})$$

donde definimos p_l como la *densidad de multiplicidad*.

Tenemos las siguientes identidades:

$$N_{ev} = \sum_{l=0}^{l_{max}} n_l \quad y \quad N_{\mathcal{X}} = \sum_{l=0}^{l_{max}} l n_l \quad (\text{D.8})$$

De la Ec. D.7, podemos pensar a ϵ_{cut}^{real} como una función de $\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}}$. En particular, es un polinomio de grado l_{max} con coeficientes no-negativos por lo que resulta un comportamiento monótono con $\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}}$.

Veamos cómo se modifica la Ec. D.7 cuando consideramos la siguiente convención: si el evento no aporta valores de la variable \mathcal{X} , sí pasa el corte. Entonces la Ec. D.5 es

$$\tilde{f}_i = (\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}})^{k_i} \quad \forall k_i \geq 0 \quad (\text{D.9})$$

Observemos que la función a trozos se unifica en la función polinómica pues ahora la probabilidad si $k_i = 0$ es 1. En consecuencia, la Ec. D.7 se modifica considerando en la sumatoria los términos con $l = 0$:

$$\tilde{\epsilon}_{cut}^{real} = \sum_{l=0}^{l_{max}} \underbrace{\frac{n_l}{N_{ev}}}_{p_l} (\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}})^l \quad (\text{D.10})$$

Para concluir el problema unidimensional, mostraremos algunos ejemplos para ciertas variables particulares:

D.1.1 Caso trivial: $\mathcal{X} = E_T^{miss}$

Comenzamos con este ejemplo sencillo en el sentido de que cada evento aporta exactamente un valor para la energía transversa perdida y tenemos las siguientes igualdades:

$$\begin{aligned} k_i &= 1 \quad \text{para } i = 1, 2, \dots, N_{ev} \\ l_{max} &= 1, \quad n_0 = 0, \quad n_1 = N_{ev} = N_{\mathcal{X}} \\ &\Rightarrow \epsilon_{cut}^{real} = \epsilon_{cut}^{\mathcal{X}} \end{aligned} \quad (\text{D.11})$$

Notar que podíamos usar cualquiera de las fórmulas de las Ecs. D.6-D.7 para calcular ϵ_{cut}^{real} .

Además, en este caso trivial, la distribución normalizada de la energía transversa perdida sí representa la relación directa con los eventos correspondientes a cada bin.

Otras variables que son de este tipo son la significancia de la energía transversa perdida, número de leptones, jets livianos, b -jets. Por este motivo hicimos los cortes en cantidad de partículas del estado final mirando las distribuciones directamente.

D.1.2 Caso de variables que aparecen a lo sumo una vez por evento

Por ejemplo, corresponden a este caso variables angulares como la separación máxima en el ángulo azimutal de dos b -jets ($\Delta\phi_{2b}^{max}$) o el momento transverso del cuarto b -jet más energético ($p_T^{4th\ leading-b}$). Tenemos las siguientes igualdades:

$$\begin{aligned}
 k_i &= 0 \text{ ó } 1 \quad \text{para } i = 1, 2, \dots, N_{ev} \\
 l_{max} &= 1, \quad n_0 = N_{ev} - N_{\mathcal{X}}, \quad n_1 = N_{\mathcal{X}} < N_{ev} \\
 \Rightarrow \epsilon_{cut}^{real} &= \frac{n_1}{N_{ev}} \epsilon_{cut}^{\mathcal{X}} = \frac{N_{\mathcal{X}}}{N_{ev}} \epsilon_{cut}^{\mathcal{X}} = \frac{n_1}{n_0+n_1} \epsilon_{cut}^{\mathcal{X}} \\
 \Rightarrow \tilde{\epsilon}_{cut}^{real} &= \frac{n_0+n_1 \epsilon_{cut}^{\mathcal{X}}}{N_{ev}} = \frac{n_0}{n_0+n_1} + \frac{n_1}{n_0+n_1} \epsilon_{cut}^{\mathcal{X}}
 \end{aligned} \tag{D.12}$$

Dimos la expresión para ambas convenciones del corte. En el caso de que un evento que no aporta valor para la variable no pasa el corte, pensamos a la eficiencia real como el producto de la probabilidad de que dicho evento aporte variable ($\frac{n_1}{n_0+n_1}$) por la eficiencia de dicho corte ($\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}}$). En el caso en que un evento que no aporta valor para la variable sí pasa el corte, debemos sumar a lo anterior la probabilidad de que dicho evento no aporte valor para la variable.

D.1.3 Caso de variables que pueden aparecer varias veces por evento

Por ejemplo, corresponden a este caso la separación en el plano (η, ϕ) (denotada por ΔR_{bb}), el momento transverso de todos los b -jets del evento (p_T^b) o masas invariantes entre las partículas.

Notemos que incluso en este caso puede ocurrir que $N_{\mathcal{X}} < N_{ev}$. Por ejemplo, supongamos que $N_{ev} = 10$ de los cuales 9 eventos tienen dos b -jets y 1 evento tiene cinco b -jets, entonces si nos interesa la masa invariante de cuatro b -jets, los 9 eventos no aportan

valores a dicha variable mientras que el evento con cinco b 's aporta 5 valores y será $N_{\mathcal{X}} = 5$. El problema en este caso no está en la relación entre $N_{\mathcal{X}}$ y N_{ev} sino en las multiplicidades n_l .

Lo único que podemos hacer es expresar las Ecs. D.7 y D.10 en términos de otra variable \mathcal{Y} de modo de tener una expresión cerrada para las multiplicidades n_l . Veamos cómo funciona esto con un ejemplo particular. Supongamos que estudiamos $\mathcal{X} = p_T^b, \eta_b, \phi_b$, es decir, cada evento aporta valores de \mathcal{X} según la cantidad n_b de b -jets que tenga (en particular, un valor de \mathcal{X} por cada uno de ellos y tenemos que $l = n_b$). Entonces elegimos $\mathcal{Y} = n_b$ puesto que esta distribución ya fue construida previamente, por lo que escribimos:

$$\epsilon_{cut}^{real} = \sum_{b=0 \text{ ó } 1}^{b_{max}} \frac{n_b}{N_{ev}} (\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}})^b \quad (\text{D.13})$$

siendo N_b la cantidad de eventos con b bottom-jets.

Ahora supongamos que $\mathcal{X} = \Delta R_{bb}, m_{bb}, m_{4b}$. Nuevamente $\mathcal{Y} = n_b$ pero no hay una relación uno a uno entre l y n_b sino que intervienen los números combinatorios $l = \binom{n_b}{2}, \binom{n_b}{4}$ y resulta:

$$\begin{aligned} \epsilon_{cut}^{real} &= \sum_{b=2}^{b_{max}} \frac{n_b}{N_{ev}} (\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}})^{\binom{b}{2}} \\ \epsilon_{cut}^{real} &= \sum_{b=4}^{b_{max}} \frac{n_b}{N_{ev}} (\epsilon_{cut}^{\mathcal{X}})^{\binom{b}{4}} \end{aligned} \quad (\text{D.14})$$

De cierta forma, l está “cuantizado” por $\binom{n_b}{2}, \binom{n_b}{4}$ y $n_l = N_b$.

Hemos descrito cómo tratar a cada variable por separado, veamos a continuación cómo es el caso de un conjunto de variables que deben ser optimizadas.

D.2 Problema multi-variable

Consideremos el mismo problema pero realizando cortes en t variables $\vec{\mathcal{X}} = (\mathcal{X}_1, \mathcal{X}_2, \dots, \mathcal{X}_t)$. Debemos optimizar dichos cortes de modo que las eficiencias reales de señal $\epsilon_{cut}^{real-s}(\vec{\mathcal{X}})$

y fondos $\epsilon_{cut}^{real-b}(\vec{\mathcal{X}})$'s maximizen la aceptancia $\mathcal{S}(\epsilon_{cut}^{real-s}, \epsilon_{cut}^{real-b})$. Entonces es un problema de optimización en t -dimensiones. En general $t > 3$ por lo que hacemos la siguiente hipótesis para resolverlo: factorizamos las eficiencias reales de los procesos de modo de ir maximizando la significancia paso a paso en el flujo de cortes (por esto decimos que es secuencial)

$$\epsilon_{cut}^{real}(\vec{\mathcal{X}}) = \epsilon_{cut(t)}^{real}(\mathcal{X}_t) \dots \epsilon_{cut(2)}^{real}(\mathcal{X}_2) \epsilon_{cut(1)}^{real}(\mathcal{X}_1) \quad (\text{D.15})$$

Determinamos cada una de las eficiencias reales $\epsilon_{cut(i)}^{real}(\mathcal{X}_i)$ según lo detallado en la sección anterior.

Para ser ilustrativos, veamos cómo aplicamos este algoritmo secuencial para la significancia definida como $\mathcal{S}_0 = S^{obs}/\sqrt{B^{obs}}$. Para este ejemplo, debemos maximizar la función:

$$\mathcal{S}_0(\epsilon_{cut}^{real-s}, \epsilon_{cut}^{real-b}) = \frac{\epsilon_{cut}^{real-s}(\vec{\mathcal{X}})}{\sqrt{\sum_b \epsilon_{cut}^{real-b}(\vec{\mathcal{X}}) \sigma_b / \sigma_s}} \sqrt{\sigma_s \mathcal{L}} \quad (\text{D.16})$$

Por lo tanto, determinamos el valor del corte $x_{cut}^{(1)}$ para la variable \mathcal{X}_1 de modo que $\epsilon_{cut(1)}^{real-s}(\mathcal{X}_1)$ y $\epsilon_{cut(1)}^{real-b}(\mathcal{X}_1)$'s maximicen la función

$$\mathcal{S}_0(\mathcal{X}_1) = \frac{\epsilon_{cut(1)}^{real-s}(\mathcal{X}_1)}{\sqrt{\sum_b \epsilon_{cut(1)}^{real-b}(\mathcal{X}_1) \sigma_b / \sigma_s}} \sqrt{\sigma_s \mathcal{L}} \quad (\text{D.17})$$

En el siguiente paso (segundo corte en \mathcal{X}_2), determinamos el valor del corte $x_{cut}^{(2)}$ de modo que $\epsilon_{cut(2)}^{real-s}(\mathcal{X}_2)$ y $\epsilon_{cut(2)}^{real-b}(\mathcal{X}_2)$'s, teniendo en cuenta las eficiencias reales del primer corte, maximicen

$$\mathcal{S}_0(\mathcal{X}_1, \mathcal{X}_2) = \frac{\epsilon_{cut(2)}^{real-s}(\mathcal{X}_2) \epsilon_{cut(1)}^{real-s}(\mathcal{X}_1)}{\sqrt{\sum_b \epsilon_{cut(2)}^{real-b}(\mathcal{X}_2) \epsilon_{cut(1)}^{real-b}(\mathcal{X}_1) \sigma_b / \sigma_s}} \sqrt{\sigma_s \mathcal{L}} \quad (\text{D.18})$$

Notemos que este segundo corte se realiza sobre la distribución de \mathcal{X}_2 recalculada luego de efectuar el primer corte.

Seguimos así sucesivamente: una vez realizado el k -ésimo corte, sobre la distribución recalculada de \mathcal{X}_{k+1} luego de $cut(k)$, determinamos el valor del corte $x_{cut}^{(k+1)}$ de modo

que $\epsilon_{cut(k+1)}^{real-s}(\mathcal{X}_{k+1})$ y $\epsilon_{cut(k+1)}^{real-b}(\mathcal{X}_{k+1})$'s maximicen

$$\mathcal{S}_0(\mathcal{X}_1, \dots, \mathcal{X}_k, \mathcal{X}_{k+1}) = \frac{\epsilon_{cut(k+1)}^{real-s}(\mathcal{X}_{k+1})\epsilon_{cut(k)}^{real-s}(\mathcal{X}_k)\dots\epsilon_{cut(1)}^{real-s}(\mathcal{X}_1)}{\sqrt{\sum_b \epsilon_{cut(k+1)}^{real-b}(\mathcal{X}_{k+1})\epsilon_{cut(k)}^{real-b}(\mathcal{X}_k)\dots\epsilon_{cut(1)}^{real-b}(\mathcal{X}_1)\sigma_b/\sigma_s}} \sqrt{\sigma_s \mathcal{L}} \quad (\text{D.19})$$

En consecuencia, al finalizar los t cortes habremos maximizado la significancia bajo la hipótesis de factorización de las eficiencias reales:

$$\mathcal{S}_0(\mathcal{X}_1, \mathcal{X}_2, \dots, \mathcal{X}_t) = \frac{\epsilon_{cut(t)}^{real-s}(\mathcal{X}_t)\dots\epsilon_{cut(2)}^{real-s}(\mathcal{X}_2)\epsilon_{cut(1)}^{real-s}(\mathcal{X}_1)}{\sqrt{\sum_b \epsilon_{cut(t)}^{real-b}(\mathcal{X}_t)\dots\epsilon_{cut(2)}^{real-b}(\mathcal{X}_2)\epsilon_{cut(1)}^{real-b}(\mathcal{X}_1)\sigma_b/\sigma_s}} \sqrt{\sigma_s \mathcal{L}} \quad (\text{D.20})$$

Para implementar este algoritmo sistemáticamente, desarrollamos un código en Python. En cada paso de este proceso dicho código optimiza el corte en una variable. La elección de dicha variable la hacemos analizando en detalle las distribuciones normalizadas de las variables cinemáticas. Para ejecutar el código, en cada paso, debemos suministrar la luminosidad del análisis y las distribuciones normalizadas, secciones eficaces, distribución de la densidad de multiplicidad y las eficiencias reales de los pasos previos para la señal y los fondos considerados.

Bibliografía

- [1] M. Peskin and D. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*. Addison-Wesley Publishing Company, ISBN: 0201503972, 1995.
- [2] F. Halzen and A. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Jhon Wiley and Sons, ISBN: 0471887412, 1984.
- [3] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields (Volume I)*. Cambridge University Press, ISBN: 9781139644167, 1995.
- [4] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields (Volume II)*. Cambridge University Press, ISBN: 9781139632478, 1995.
- [5] C. Itzykson and J. Zuber, *Quantum Field Theory*. Dover Publications, ISBN: 0486445682, 1980.
- [6] F. Mandl and G. Shaw, *Quantum Field Theory*. Wiley, ISBN: 978-0-471-49683-0, 2010.
- [7] T. Cheng and L. Li, *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*. Oxford University Press, ISBN: 9780198519614, 1988.
- [8] ATLAS, CMS collaboration, G. Aad et al., *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 191803, [[1503.07589](#)].
- [9] Yu. A. Golfand and E. P. Likhtman, *Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance*, *JETP Lett.* **13** (1971) 323–326.
- [10] D. V. Volkov and V. P. Akulov, *Is the Neutrino a Goldstone Particle?*, *Phys. Lett.* **46B** (1973) 109–110.

- [11] J. Wess and B. Zumino, *Supergauge Transformations in Four-Dimensions*, *Nucl. Phys.* **B70** (1974) 39–50.
- [12] H. Haber and G. Kane, *The search for supersymmetry: Probing physics beyond the standard model*, *Physics Reports* **117** (1985) 75 – 263.
- [13] J. F. Gunion and H. E. Haber, *Higgs bosons in supersymmetric models (i)*, *Nuclear Physics B* **272** (1986) 1 – 76.
- [14] SUPER-KAMIOKANDE collaboration, Y. Fukuda et al., *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562–1567, [[hep-ex/9807003](#)].
- [15] SNO collaboration, Q. R. Ahmad et al., *Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 071301, [[nucl-ex/0106015](#)].
- [16] SNO collaboration, Q. R. Ahmad et al., *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 011301, [[nucl-ex/0204008](#)].
- [17] MEG collaboration, A. M. Baldini et al., *Muon polarization in the MEG experiment: predictions and measurements*, *Eur. Phys. J.* **C76** (2016) 223, [[1510.04743](#)].
- [18] A. van der Schaaf, *SINDRUM II*, *J. Phys.* **G29** (2003) 1503–1506.
- [19] A. Alekou et al., *Accelerator system for the PRISM based muon to electron conversion experiment*, in *Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013*, 2013. [1310.0804](#).
- [20] BABAR collaboration, B. Aubert et al., *Searches for Lepton Flavor Violation in the Decays $\tau^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$ and $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \gamma$* , *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 021802, [[0908.2381](#)].
- [21] K. Hayasaka et al., *Search for Lepton Flavor Violating Tau Decays into Three Leptons with 719 Million Produced Tau+Tau- Pairs*, *Phys. Lett.* **B687** (2010) 139–143, [[1001.3221](#)].

- [22] K. Hayasaka, *Recent Tau Decay Results at B Factories: Lepton Flavor Violating Tau Decays*, in *22nd Rencontres de Blois on Particle Physics and Cosmology Blois, Loire Valley, France, July 15-20, 2010*, 2010. [1010.3746](#).
- [23] T. Aushev et al., *Physics at Super B Factory*, [1002.5012](#).
- [24] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for Lepton-Flavour-Violating Decays of the Higgs Boson*, *Phys. Lett.* **B749** (2015) 337–362, [[1502.07400](#)].
- [25] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for lepton flavour violating decays of the Higgs boson to $e\tau$ and $e\mu$ in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, *Phys. Lett.* **B763** (2016) 472–500, [[1607.03561](#)].
- [26] CMS COLLABORATION collaboration, C. Collaboration, *Search for lepton flavour violating decays of the Higgs boson to $\mu\tau$ and $e\tau$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-17-001, CERN, Geneva, 2017.
- [27] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for lepton-flavour-violating decays of the Higgs and Z bosons with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J.* **C77** (2017) 70, [[1604.07730](#)].
- [28] L3 collaboration, O. Adriani et al., *Search for lepton flavor violation in Z decays*, *Phys. Lett.* **B316** (1993) 427–434.
- [29] DELPHI collaboration, P. Abreu et al., *Search for lepton flavor number violating Z0 decays*, *Z. Phys.* **C73** (1997) 243–251.
- [30] S. P. Martin, *A Supersymmetry primer*, [hep-ph/9709356](#).
- [31] P. Binétruy, *Supersimmetry: Theory, Experiment, and Cosmology*. Oxford University Press, ISBN: 9780198509547, 2006.
- [32] L. Girardello and M. Grisaru, *Soft breaking of supersymmetry*, *Nuclear Physics B* **194** (1982) 65 – 76.
- [33] P. Minkowski, *$\mu \rightarrow e\gamma$ at a rate of one out of 109 muon decays?*, *Physics Letters B* **67** (1977) 421 – 428.
- [34] M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, *Complex Spinors and Unified Theories*, *Conf. Proc.* **C790927** (1979) 315–321, [[1306.4669](#)].

- [35] R. N. Mohapatra and G. Senjanović, *Neutrino mass and spontaneous parity nonconservation*, *Phys. Rev. Lett.* **44** (Apr, 1980) 912–915.
- [36] J. Schechter and J. W. F. Valle, *Neutrino masses in $su(2) \otimes u(1)$ theories*, *Phys. Rev. D* **22** (Nov, 1980) 2227–2235.
- [37] J. Bernabeu, A. Santamaria, J. Vidal, A. Mendez and J. W. F. Valle, *Lepton Flavor Nonconservation at High-Energies in a Superstring Inspired Standard Model*, *Phys. Lett.* **B187** (1987) 303–308.
- [38] R. N. Mohapatra, *Mechanism for Understanding Small Neutrino Mass in Superstring Theories*, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 561–563.
- [39] R. N. Mohapatra and J. W. F. Valle, *Neutrino Mass and Baryon Number Nonconservation in Superstring Models*, *Phys. Rev.* **D34** (1986) 1642.
- [40] M. C. Gonzalez-Garcia and J. W. F. Valle, *Enhanced lepton flavor violation with massless neutrinos: A Study of muon and tau decays*, *Mod. Phys. Lett.* **A7** (1992) 477–488.
- [41] E. Arganda, M. J. Herrero, R. Morales and A. Szykman, *Analysis of the $h, H, A \rightarrow \tau\mu$ decays induced from SUSY loops within the Mass Insertion Approximation*, *JHEP* **03** (2016) 055, [[1510.04685](#)].
- [42] E. Arganda, M. Herrero, X. Marcano, R. Morales and A. Szykman, *Effective lepton flavor violating $Hl_i l_j$ vertex from right-handed neutrinos within the mass insertion approximation*, *Phys. Rev.* **D95** (2017) 095029, [[1612.09290](#)].
- [43] E. Arganda, J. L. Díaz-Cruz, N. Mileo, R. A. Morales and A. Szykman, *Search strategies for pair production of heavy Higgs bosons decaying invisibly at the LHC*, *Nucl. Phys.* **B929** (2018) 171–192, [[1710.07254](#)].
- [44] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett.* **B716** (2012) 1–29, [[1207.7214](#)].
- [45] CMS collaboration, S. Chatrchyan et al., *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys. Lett.* **B716** (2012) 30–61, [[1207.7235](#)].

- [46] T. ATLAS and C. Collaborations, *Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV*, .
- [47] H. Flacher, M. Goebel, J. Haller, A. Hocker, K. Monig and J. Stelzer, *Revisiting the Global Electroweak Fit of the Standard Model and Beyond with Gfitter*, *Eur. Phys. J.* **C60** (2009) 543–583, [[0811.0009](#)].
- [48] J. Erler, *The Mass of the Higgs Boson in the Standard Electroweak Model*, *Phys. Rev.* **D81** (2010) 051301, [[1002.1320](#)].
- [49] G. Blankenburg, J. Ellis and G. Isidori, *Flavour-Changing Decays of a 125 GeV Higgs-like Particle*, *Phys. Lett.* **B712** (2012) 386–390, [[1202.5704](#)].
- [50] R. Harnik, J. Kopp and J. Zupan, *Flavor Violating Higgs Decays*, *JHEP* **03** (2013) 026, [[1209.1397](#)].
- [51] S. Davidson and P. Verdier, *LHC sensitivity to the decay $h \rightarrow \tau^\pm \mu u^\mp$* , *Phys. Rev.* **D86** (2012) 111701, [[1211.1248](#)].
- [52] M. A. Arroyo-Ureña, J. L. Diaz-Cruz, E. Díaz and J. A. Orduz-Ducucara, *Flavor violating Higgs signals in the Texturized Two-Higgs Doublet Model (THDM-Tx)*, *Chin. Phys.* **C40** (2016) 123103, [[1306.2343](#)].
- [53] A. Celis, V. Cirigliano and E. Passemar, *Lepton flavor violation in the Higgs sector and the role of hadronic τ -lepton decays*, *Phys. Rev.* **D89** (2014) 013008, [[1309.3564](#)].
- [54] J. L. Diaz-Cruz and U. J. Saldaña-Salazar, *Higgs couplings and new signals from Flavon–Higgs mixing effects within multi-scalar models*, *Nucl. Phys.* **B913** (2016) 942–963, [[1405.0990](#)].
- [55] E. Arganda, M. J. Herrero, X. Marcano and C. Weiland, *Imprints of massive inverse seesaw model neutrinos in lepton flavor violating Higgs boson decays*, *Phys. Rev.* **D91** (2015) 015001, [[1405.4300](#)].
- [56] S. Bressler, A. Dery and A. Efrati, *Asymmetric lepton-flavor violating Higgs boson decays*, *Phys. Rev.* **D90** (2014) 015025, [[1405.4545](#)].

- [57] A. Dery, A. Efrati, Y. Nir, Y. Soreq and V. Susič, *Model building for flavor changing Higgs couplings*, *Phys. Rev.* **D90** (2014) 115022, [[1408.1371](#)].
- [58] D. Aristizabal Sierra and A. Vicente, *Explaining the CMS Higgs flavor violating decay excess*, *Phys. Rev.* **D90** (2014) 115004, [[1409.7690](#)].
- [59] J. Heeck, M. Holthausen, W. Rodejohann and Y. Shimizu, *Higgs $\rightarrow \tau\mu$ in Abelian and non-Abelian flavor symmetry models*, *Nucl. Phys.* **B896** (2015) 281–310, [[1412.3671](#)].
- [60] A. Crivellin, G. D’Ambrosio and J. Heeck, *Explaining $h \rightarrow \mu^\pm\tau^\mp$, $B \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$ and $B \rightarrow K\mu^+\mu^-/B \rightarrow Ke^+e^-$ in a two-Higgs-doublet model with gauged $L_\mu - L_\tau$* , *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 151801, [[1501.00993](#)].
- [61] L. de Lima, C. S. Machado, R. D. Matheus and L. A. F. do Prado, *Higgs Flavor Violation as a Signal to Discriminate Models*, *JHEP* **11** (2015) 074, [[1501.06923](#)].
- [62] I. Doršner, S. Fajfer, A. Greljo, J. F. Kamenik, N. Košnik and I. Nišandžić, *New Physics Models Facing Lepton Flavor Violating Higgs Decays at the Percent Level*, *JHEP* **06** (2015) 108, [[1502.07784](#)].
- [63] S. P. Das, J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, A. Rosado and R. Xoxocotzi, *Flavor violating signatures of lighter and heavier Higgs bosons within the Two Higgs Doublet Model Type-III at the LHeC*, *Phys. Rev.* **D94** (2016) 055003, [[1503.01464](#)].
- [64] A. Crivellin, G. D’Ambrosio and J. Heeck, *Addressing the LHC flavor anomalies with horizontal gauge symmetries*, *Phys. Rev.* **D91** (2015) 075006, [[1503.03477](#)].
- [65] D. Das and A. Kundu, *Two hidden scalars around 125 GeV and $h \rightarrow \tau\mu$* , *Phys. Rev.* **D92** (2015) 015009, [[1504.01125](#)].
- [66] C.-X. Yue, C. Pang and Y.-C. Guo, *Lepton flavor violating Higgs couplings and single production of the Higgs boson via $e\gamma$ collision*, *J. Phys.* **G42** (2015) 075003, [[1505.02209](#)].
- [67] B. Bhattacharjee, S. Chakraborty and S. Mukherjee, *Lepton flavour violating decay of 125 GeV Higgs boson to $\mu\tau$ channel and excess in $t\bar{t}H$* , *Mod. Phys. Lett.* **A31** (2016) 1650174, [[1505.02688](#)].

- [68] X.-G. He, J. Tandean and Y.-J. Zheng, *Higgs decay $h \rightarrow \tau\mu$ with minimal flavor violation*, *JHEP* **09** (2015) 093, [[1507.02673](#)].
- [69] A. Crivellin, J. Heeck and P. Stoffer, *A perturbed lepton-specific two-Higgs-doublet model facing experimental hints for physics beyond the Standard Model*, *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 081801, [[1507.07567](#)].
- [70] K. Cheung, W.-Y. Keung and P.-Y. Tseng, *Leptoquark induced rare decay amplitudes $h \rightarrow \tau^\mp \mu^\pm$ and $\tau \rightarrow \mu\gamma$* , *Phys. Rev.* **D93** (2016) 015010, [[1508.01897](#)].
- [71] F. J. Botella, G. C. Branco, M. Nebot and M. N. Rebelo, *Flavour Changing Higgs Couplings in a Class of Two Higgs Doublet Models*, *Eur. Phys. J.* **C76** (2016) 161, [[1508.05101](#)].
- [72] S. Baek and K. Nishiwaki, *Leptoquark explanation of $h \rightarrow \mu\tau$ and muon $(g-2)$* , *Phys. Rev.* **D93** (2016) 015002, [[1509.07410](#)].
- [73] S. Baek and Z.-F. Kang, *Naturally Large Radiative Lepton Flavor Violating Higgs Decay Mediated by Lepton-flavored Dark Matter*, *JHEP* **03** (2016) 106, [[1510.00100](#)].
- [74] J. L. Diaz-Cruz and J. J. Toscano, *Lepton flavor violating decays of Higgs bosons beyond the standard model*, *Phys. Rev.* **D62** (2000) 116005, [[hep-ph/9910233](#)].
- [75] J. L. Diaz-Cruz, *A More flavored Higgs boson in supersymmetric models*, *JHEP* **05** (2003) 036, [[hep-ph/0207030](#)].
- [76] A. Brignole and A. Rossi, *Lepton flavor violating decays of supersymmetric Higgs bosons*, *Phys. Lett.* **B566** (2003) 217–225, [[hep-ph/0304081](#)].
- [77] A. Brignole and A. Rossi, *Anatomy and phenomenology of mu-tau lepton flavor violation in the MSSM*, *Nucl. Phys.* **B701** (2004) 3–53, [[hep-ph/0404211](#)].
- [78] S. Kanemura, K. Matsuda, T. Ota, T. Shindou, E. Takasugi and K. Tsumura, *Search for lepton flavor violation in the Higgs boson decay at a linear collider*, *Phys. Lett.* **B599** (2004) 83–91, [[hep-ph/0406316](#)].
- [79] E. Arganda, A. M. Curiel, M. J. Herrero and D. Temes, *Lepton flavor violating Higgs boson decays from massive seesaw neutrinos*, *Phys. Rev.* **D71** (2005) 035011, [[hep-ph/0407302](#)].

- [80] J. L. Diaz-Cruz, D. K. Ghosh and S. Moretti, *Lepton Flavour Violating Heavy Higgs Decays Within the nuMSSM and Their Detection at the LHC*, *Phys. Lett.* **B679** (2009) 376–381, [[0809.5158](#)].
- [81] A. Crivellin, *Effective Higgs Vertices in the generic MSSM*, *Phys. Rev.* **D83** (2011) 056001, [[1012.4840](#)].
- [82] A. Crivellin, L. Hofer and J. Rosiek, *Complete resummation of chirally-enhanced loop-effects in the MSSM with non-minimal sources of flavor-violation*, *JHEP* **07** (2011) 017, [[1103.4272](#)].
- [83] P. T. Giang, L. T. Hue, D. T. Huong and H. N. Long, *Lepton-Flavor Violating Decays of Neutral Higgs to Muon and Tauon in Supersymmetric Economical 3-3-1 Model*, *Nucl. Phys.* **B864** (2012) 85–112, [[1204.2902](#)].
- [84] A. Arhrib, Y. Cheng and O. C. W. Kong, *Higgs to mu+tau Decay in Supersymmetry without R-parity*, *EPL* **101** (2013) 31003, [[1208.4669](#)].
- [85] A. Arhrib, Y. Cheng and O. C. W. Kong, *Comprehensive analysis on lepton flavor violating Higgs boson to $\mu^\pm\tau^\pm$ decay in supersymmetry without R parity*, *Phys. Rev.* **D87** (2013) 015025, [[1210.8241](#)].
- [86] M. Arana-Catania, E. Arganda and M. J. Herrero, *Non-decoupling SUSY in LFV Higgs decays: a window to new physics at the LHC*, *JHEP* **09** (2013) 160, [[1304.3371](#)].
- [87] A. Abada, M. E. Krauss, W. Porod, F. Staub, A. Vicente and C. Weiland, *Lepton flavor violation in low-scale seesaw models: SUSY and non-SUSY contributions*, *JHEP* **11** (2014) 048, [[1408.0138](#)].
- [88] E. Arganda, M. J. Herrero, X. Marcano and C. Weiland, *Enhancement of the lepton flavor violating Higgs boson decay rates from SUSY loops in the inverse seesaw model*, *Phys. Rev.* **D93** (2016) 055010, [[1508.04623](#)].
- [89] A. Pilaftsis, *Lepton flavor nonconservation in H0 decays*, *Phys. Lett.* **B285** (1992) 68–74.
- [90] L. J. Hall, V. A. Kostelecky and S. Raby, *New Flavor Violations in Supergravity Models*, *Nucl. Phys.* **B267** (1986) 415–432.

- [91] F. Gabbiani, E. Gabrielli, A. Masiero and L. Silvestrini, *A Complete analysis of FCNC and CP constraints in general SUSY extensions of the standard model*, *Nucl. Phys.* **B477** (1996) 321–352, [[hep-ph/9604387](#)].
- [92] M. Misiak, S. Pokorski and J. Rosiek, *Supersymmetry and FCNC effects*, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **15** (1998) 795–828, [[hep-ph/9703442](#)].
- [93] A. Dedes, M. Paraskevas, J. Rosiek, K. Suxho and K. Tamvakis, *Mass Insertions vs. Mass Eigenstates calculations in Flavour Physics*, *JHEP* **06** (2015) 151, [[1504.00960](#)].
- [94] J. Rosiek, *MassToMI —A Mathematica package for an automatic Mass Insertion expansion*, *Comput. Phys. Commun.* **201** (2016) 144–158, [[1509.05030](#)].
- [95] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to a pair of tau leptons in pp collisions*, *JHEP* **10** (2014) 160, [[1408.3316](#)].
- [96] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for neutral Higgs bosons of the minimal supersymmetric standard model in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *JHEP* **11** (2014) 056, [[1409.6064](#)].
- [97] B. Pontecorvo, *Mesonium and anti-mesonium*, *Sov. Phys. JETP* **6** (1957) 429.
- [98] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, *Remarks on the unified model of elementary particles*, *Prog. Theor. Phys.* **28** (1962) 870–880.
- [99] C. Giunti and W.C.Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, ISBN: 9780198508717, 2007.
- [100] C. Patrignani and P. D. Group, *Review of particle physics*, *Chinese Physics C* **40** (2016) 100001.
- [101] A. Ilakovac and A. Pilaftsis, *Flavor violating charged lepton decays in seesaw-type models*, *Nucl. Phys.* **B437** (1995) 491, [[hep-ph/9403398](#)].
- [102] A. Abada, D. Das, A. Vicente and C. Weiland, *Enhancing lepton flavour violation in the supersymmetric inverse seesaw beyond the dipole contribution*, *JHEP* **09** (2012) 015, [[1206.6497](#)].

- [103] R. Alonso, M. Dhen, M. B. Gavela and T. Hambye, *Muon conversion to electron in nuclei in type-I seesaw models*, *JHEP* **01** (2013) 118, [[1209.2679](#)].
- [104] A. Abada, D. Das, A. M. Teixeira, A. Vicente and C. Weiland, *Tree-level lepton universality violation in the presence of sterile neutrinos: impact for R_K and R_π* , *JHEP* **02** (2013) 048, [[1211.3052](#)].
- [105] A. Abada, A. M. Teixeira, A. Vicente and C. Weiland, *Sterile neutrinos in leptonic and semileptonic decays*, *JHEP* **02** (2014) 091, [[1311.2830](#)].
- [106] A. Abada, V. De Romeri, S. Monteil, J. Orloff and A. M. Teixeira, *Indirect searches for sterile neutrinos at a high-luminosity Z-factory*, *JHEP* **04** (2015) 051, [[1412.6322](#)].
- [107] A. Abada, D. Bečirević, M. Lucente and O. Sumensari, *Lepton flavor violating decays of vector quarkonia and of the Z boson*, *Phys. Rev.* **D91** (2015) 113013, [[1503.04159](#)].
- [108] E. Arganda, M. J. Herrero, X. Marcano and C. Weiland, *Exotic $\mu\tau jj$ events from heavy ISS neutrinos at the LHC*, *Phys. Lett.* **B752** (2016) 46–50, [[1508.05074](#)].
- [109] A. Abada, V. De Romeri and A. M. Teixeira, *Impact of sterile neutrinos on nuclear-assisted cLFV processes*, *JHEP* **02** (2016) 083, [[1510.06657](#)].
- [110] V. De Romeri, M. J. Herrero, X. Marcano and F. Scarcella, *Lepton flavor violating Z decays: A promising window to low scale seesaw neutrinos*, *Phys. Rev.* **D95** (2017) 075028, [[1607.05257](#)].
- [111] A. Abada, D. Bečirević, O. Sumensari, C. Weiland and R. Zukanovich Funchal, *Sterile neutrinos facing kaon physics experiments*, *Phys. Rev.* **D95** (2017) 075023, [[1612.04737](#)].
- [112] A. Abada, V. De Romeri, J. Orloff and A. M. Teixeira, *In-flight cLFV conversion: $e - \mu$, $e - \tau$ and $\mu - \tau$ in minimal extensions of the standard model with sterile fermions*, *Eur. Phys. J.* **C77** (2017) 304, [[1612.05548](#)].
- [113] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher and J. P. Silva, *Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models*, *Phys. Rept.* **516** (2012) 1–102, [[1106.0034](#)].

- [114] H. P. Nilles, *Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics*, *Phys. Rept.* **110** (1984) 1–162.
- [115] H. E. Haber and G. L. Kane, *The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model*, *Phys. Rept.* **117** (1985) 75–263.
- [116] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for Scalar Diphoton Resonances in the Mass Range 65 – 600 GeV with the ATLAS Detector in pp Collision Data at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 171801, [[1407.6583](#)].
- [117] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Searches for heavy Higgs bosons in two-Higgs-doublet models and for $t\bar{b}ch$ decay using multilepton and diphoton final states in pp collisions at 8 TeV*, *Phys. Rev.* **D90** (2014) 112013, [[1410.2751](#)].
- [118] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for diphoton resonances in the mass range from 150 to 850 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, *Phys. Lett.* **B750** (2015) 494–519, [[1506.02301](#)].
- [119] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for resonances in diphoton events at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector*, *JHEP* **09** (2016) 001, [[1606.03833](#)].
- [120] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for new phenomena in high-mass diphoton final states using 37 fb^{-1} of proton–proton collisions collected at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, Submitted to: *Phys. Lett.* (2017) , [[1707.04147](#)].
- [121] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for heavy resonances decaying to a Z boson and a photon in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Lett.* **B764** (2017) 11–30, [[1607.06363](#)].
- [122] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Searches for the $Z\gamma$ decay mode of the Higgs boson and for new high-mass resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *JHEP* **10** (2017) 112, [[1708.00212](#)].
- [123] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for an additional, heavy Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ$ decay channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV in pp collision data with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J.* **C76** (2016) 45, [[1507.05930](#)].

- [124] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Searches for heavy diboson resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *JHEP* **09** (2016) 173, [[1606.04833](#)].
- [125] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for heavy resonances decaying into WW in the $e\nu\mu\nu$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, [[1710.01123](#)].
- [126] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for a CP-odd Higgs boson decaying to Zh in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Lett.* **B744** (2015) 163–183, [[1502.04478](#)].
- [127] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for a pseudoscalar boson decaying into a Z boson and the 125 GeV Higgs boson in $l^+l^-\bar{b}b$ final states*, *Phys. Lett.* **B748** (2015) 221–243, [[1504.04710](#)].
- [128] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Searches for a heavy scalar boson H decaying to a pair of 125 GeV Higgs bosons hh or for a heavy pseudoscalar boson A decaying to Zh, in the final states with $h \rightarrow \tau\tau$* , *Phys. Lett.* **B755** (2016) 217–244, [[1510.01181](#)].
- [129] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for heavy resonances decaying to a W or Z boson and a Higgs boson in the $q\bar{q}^{(\prime)}\bar{b}b$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Lett.* **B774** (2017) 494–515, [[1707.06958](#)].
- [130] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search For Higgs Boson Pair Production in the $\gamma\gamma\bar{b}b$ Final State using pp Collision Data at $\sqrt{s} = 8$ TeV from the ATLAS Detector*, *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 081802, [[1406.5053](#)].
- [131] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for resonant pair production of Higgs bosons decaying to two bottom quark–antiquark pairs in proton–proton collisions at 8 TeV*, *Phys. Lett.* **B749** (2015) 560–582, [[1503.04114](#)].
- [132] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for Higgs boson pair production in the $b\bar{b}b\bar{b}$ final state from pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J.* **C75** (2015) 412, [[1506.00285](#)].

- [133] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *A search for pair production of new light bosons decaying into muons*, *Phys. Lett.* **B752** (2016) 146–168, [[1506.00424](#)].
- [134] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Searches for Higgs boson pair production in the $hh \rightarrow bb\tau\tau, \gamma\gamma WW^*, \gamma\gamma bb, bbbb$ channels with the ATLAS detector*, *Phys. Rev.* **D92** (2015) 092004, [[1509.04670](#)].
- [135] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for pair production of Higgs bosons in the $b\bar{b}b\bar{b}$ final state using proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Rev.* **D94** (2016) 052002, [[1606.04782](#)].
- [136] CMS collaboration, A. M. Sirunyan et al., *Search for Higgs boson pair production in the $bb\tau\tau$ final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, *Phys. Rev.* **D96** (2017) 072004, [[1707.00350](#)].
- [137] CMS collaboration, A. M. Sirunyan et al., *Search for Higgs boson pair production in events with two bottom quarks and two tau leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, [[1707.02909](#)].
- [138] CMS collaboration, A. M. Sirunyan et al., *Search for resonant and nonresonant Higgs boson pair production in the $bbl\nu l\nu$ final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, [[1708.04188](#)].
- [139] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to $\mu^+\mu^-$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV*, *Phys. Lett.* **B752** (2016) 221–246, [[1508.01437](#)].
- [140] CMS collaboration, S. Chatrchyan et al., *Search for Neutral MSSM Higgs Bosons Decaying to Tau Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 231801, [[1104.1619](#)].
- [141] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to $\tau^+\tau^-$ pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Lett.* **B705** (2011) 174–192, [[1107.5003](#)].
- [142] CMS collaboration, S. Chatrchyan et al., *Search for neutral Higgs bosons decaying to tau pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Phys. Lett.* **B713** (2012) 68–90, [[1202.4083](#)].

- [143] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for the neutral Higgs bosons of the Minimal Supersymmetric Standard Model in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, *JHEP* **02** (2013) 095, [[1211.6956](#)].
- [144] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs bosons H/A and for a Z' boson in the $\tau\tau$ final state produced in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector*, *Eur. Phys. J.* **C76** (2016) 585, [[1608.00890](#)].
- [145] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for additional heavy neutral Higgs and gauge bosons in the ditau final state produced in 36 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, [[1709.07242](#)].
- [146] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying into a pair of bottom quarks*, *JHEP* **11** (2015) 071, [[1506.08329](#)].
- [147] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for heavy Higgs bosons A/H decaying to a top quark pair in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, [[1707.06025](#)].
- [148] CMS collaboration, A. M. Sirunyan et al., *Search for Charged Higgs Bosons Produced via Vector Boson Fusion and Decaying into a Pair of W and Z Bosons Using pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **119** (2017) 141802, [[1705.02942](#)].
- [149] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for charged Higgs bosons decaying via $H^+ \rightarrow \tau\nu$ in top quark pair events using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, *JHEP* **06** (2012) 039, [[1204.2760](#)].
- [150] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for charged Higgs bosons decaying via $H^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu$ in fully hadronic final states using pp collision data at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *JHEP* **03** (2015) 088, [[1412.6663](#)].
- [151] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for a charged Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, *JHEP* **11** (2015) 018, [[1508.07774](#)].
- [152] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for charged Higgs bosons produced in association with a top quark and decaying via $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ using pp*

- collision data recorded at $\sqrt{s} = 13$ TeV by the ATLAS detector*, *Phys. Lett.* **B759** (2016) 555–574, [[1603.09203](#)].
- [153] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for charged Higgs bosons in the $H^\pm \rightarrow tb$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector*, *JHEP* **03** (2016) 127, [[1512.03704](#)].
- [154] A. Djouadi and J. Quevillon, *The MSSM Higgs sector at a high M_{SUSY} : reopening the low $\tan\beta$ regime and heavy Higgs searches*, *JHEP* **10** (2013) 028, [[1304.1787](#)].
- [155] A. Djouadi, L. Maiani, G. Moreau, A. Polosa, J. Quevillon and V. Riquer, *The post-Higgs MSSM scenario: Habemus MSSM?*, *Eur. Phys. J.* **C73** (2013) 2650, [[1307.5205](#)].
- [156] A. Djouadi, *Implications of the Higgs discovery for the MSSM*, *Eur. Phys. J.* **C74** (2014) 2704, [[1311.0720](#)].
- [157] A. Djouadi, L. Maiani, A. Polosa, J. Quevillon and V. Riquer, *Fully covering the MSSM Higgs sector at the LHC*, *JHEP* **06** (2015) 168, [[1502.05653](#)].
- [158] G. Chalons, A. Djouadi and J. Quevillon, *The neutral Higgs self-couplings in the (h)MSSM*, [1709.02332](#).
- [159] D. Curtin et al., *Exotic decays of the 125 GeV Higgs boson*, *Phys. Rev.* **D90** (2014) 075004, [[1312.4992](#)].
- [160] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Searches for invisible decays of the Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7, 8,$ and 13 TeV*, *JHEP* **02** (2017) 135, [[1610.09218](#)].
- [161] CMS collaboration, S. Chatrchyan et al., *Search for invisible decays of Higgs bosons in the vector boson fusion and associated ZH production modes*, *Eur. Phys. J.* **C74** (2014) 2980, [[1404.1344](#)].
- [162] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for invisible decays of a Higgs boson using vector-boson fusion in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *JHEP* **01** (2016) 172, [[1508.07869](#)].

- [163] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Constraints on new phenomena via Higgs boson couplings and invisible decays with the ATLAS detector*, *JHEP* **11** (2015) 206, [[1509.00672](#)].
- [164] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for Invisible Decays of a Higgs Boson Produced in Association with a Z Boson in ATLAS*, *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 201802, [[1402.3244](#)].
- [165] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for invisible decays of the Higgs boson produced in association with a hadronically decaying vector boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J.* **C75** (2015) 337, [[1504.04324](#)].
- [166] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for an invisibly decaying Higgs boson or dark matter candidates produced in association with a Z boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Lett.* **B776** (2018) 318–337, [[1708.09624](#)].
- [167] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for dark matter in proton-proton collisions at 8 TeV with missing transverse momentum and vector boson tagged jets*, *JHEP* **12** (2016) 083, [[1607.05764](#)].
- [168] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for Dark Matter in Events with Missing Transverse Momentum and a Higgs Boson Decaying to Two Photons in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector*, *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015) 131801, [[1506.01081](#)].
- [169] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for dark matter produced in association with a Higgs boson decaying to two bottom quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Rev.* **D93** (2016) 072007, [[1510.06218](#)].
- [170] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for dark matter in association with a Higgs boson decaying to b-quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Lett.* **B765** (2017) 11–31, [[1609.04572](#)].
- [171] CMS collaboration, A. M. Sirunyan et al., *Search for associated production of dark matter with a Higgs boson decaying to $b\bar{b}$ or $\gamma\gamma$ at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, *JHEP* **10** (2017) 180, [[1703.05236](#)].

- [172] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for dark matter in association with a Higgs boson decaying to two photons at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Rev.* **D96** (2017) 112004, [[1706.03948](#)].
- [173] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for Dark Matter Produced in Association with a Higgs Boson Decaying to $b\bar{b}$ using 36 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector*, *Phys. Rev. Lett.* **119** (2017) 181804, [[1707.01302](#)].
- [174] CMS collaboration, A. M. Sirunyan et al., *Search for dark matter produced in association with heavy-flavor quark pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, *Eur. Phys. J.* **C77** (2017) 845, [[1706.02581](#)].
- [175] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for dark matter produced in association with bottom or top quarks in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J.* **C78** (2018) 18, [[1710.11412](#)].
- [176] E. Arganda, J. L. Diaz-Cruz and A. Szyrkman, *Decays of H^0/A^0 in supersymmetric scenarios with heavy sfermions*, *Eur. Phys. J.* **C73** (2013) 2384, [[1211.0163](#)].
- [177] E. Arganda, J. Lorenzo Diaz-Cruz and A. Szyrkman, *Slim SUSY*, *Phys. Lett.* **B722** (2013) 100–106, [[1301.0708](#)].
- [178] E. Bagnaschi et al., *Benchmark scenarios for low $\tan\beta$ in the MSSM*, .
- [179] G. Lee and C. E. M. Wagner, *Higgs bosons in heavy supersymmetry with an intermediate m_A* , *Phys. Rev.* **D92** (2015) 075032, [[1508.00576](#)].
- [180] N. Craig, J. Hajer, Y.-Y. Li, T. Liu and H. Zhang, *Heavy Higgs bosons at low $\tan\beta$: from the LHC to 100 TeV*, *JHEP* **01** (2017) 018, [[1605.08744](#)].
- [181] W. Porod, *SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at e^+e^- colliders*, *Comput. Phys. Commun.* **153** (2003) 275–315, [[hep-ph/0301101](#)].
- [182] W. Porod and F. Staub, *SPheno 3.1: Extensions including flavour, CP-phases and models beyond the MSSM*, *Comput. Phys. Commun.* **183** (2012) 2458–2469, [[1104.1573](#)].

- [183] S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, *FeynHiggs: A Program for the calculation of the masses of the neutral CP even Higgs bosons in the MSSM*, *Comput. Phys. Commun.* **124** (2000) 76–89, [[hep-ph/9812320](#)].
- [184] S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, *The Masses of the neutral CP - even Higgs bosons in the MSSM: Accurate analysis at the two loop level*, *Eur. Phys. J.* **C9** (1999) 343–366, [[hep-ph/9812472](#)].
- [185] G. Degrandi, S. Heinemeyer, W. Hollik, P. Slavich and G. Weiglein, *Towards high precision predictions for the MSSM Higgs sector*, *Eur. Phys. J.* **C28** (2003) 133–143, [[hep-ph/0212020](#)].
- [186] M. Frank, T. Hahn, S. Heinemeyer, W. Hollik, H. Rzehak and G. Weiglein, *The Higgs Boson Masses and Mixings of the Complex MSSM in the Feynman-Diagrammatic Approach*, *JHEP* **02** (2007) 047, [[hep-ph/0611326](#)].
- [187] T. Hahn, S. Heinemeyer, W. Hollik, H. Rzehak and G. Weiglein, *High-Precision Predictions for the Light CP -Even Higgs Boson Mass of the Minimal Supersymmetric Standard Model*, *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 141801, [[1312.4937](#)].
- [188] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for lepton-flavour-violating $H \rightarrow \tau\mu$ decays of the Higgs boson with the ATLAS detector*, *JHEP* **11** (2015) 211, [[1508.03372](#)].
- [189] E. Fernandez-Martinez, J. Hernandez-Garcia and J. Lopez-Pavon, *Global constraints on heavy neutrino mixing*, *JHEP* **08** (2016) 033, [[1605.08774](#)].
- [190] S. Antusch, C. Biggio, E. Fernandez-Martinez, M. B. Gavela and J. Lopez-Pavon, *Unitarity of the Leptonic Mixing Matrix*, *JHEP* **10** (2006) 084, [[hep-ph/0607020](#)].
- [191] E. Fernandez-Martinez, M. B. Gavela, J. Lopez-Pavon and O. Yasuda, *CP-violation from non-unitary leptonic mixing*, *Phys. Lett.* **B649** (2007) 427–435, [[hep-ph/0703098](#)].
- [192] F. del Aguila, J. de Blas and M. Perez-Victoria, *Effects of new leptons in Electroweak Precision Data*, *Phys. Rev.* **D78** (2008) 013010, [[0803.4008](#)].

- [193] S. Antusch, J. P. Baumann and E. Fernandez-Martinez, *Non-Standard Neutrino Interactions with Matter from Physics Beyond the Standard Model*, *Nucl. Phys.* **B810** (2009) 369–388, [[0807.1003](#)].
- [194] S. Antusch and O. Fischer, *Non-unitarity of the leptonic mixing matrix: Present bounds and future sensitivities*, *JHEP* **10** (2014) 094, [[1407.6607](#)].
- [195] E. Fernandez-Martinez, J. Hernandez-Garcia, J. Lopez-Pavon and M. Lucente, *Loop level constraints on Seesaw neutrino mixing*, *JHEP* **10** (2015) 130, [[1508.03051](#)].
- [196] T. Hahn and M. Perez-Victoria, *Automatized one loop calculations in four-dimensions and D-dimensions*, *Comput. Phys. Commun.* **118** (1999) 153–165, [[hep-ph/9807565](#)].
- [197] N. Arkani-Hamed and H. Murayama, *Can the supersymmetric flavor problem decouple?*, *Phys. Rev.* **D56** (1997) R6733–R6737, [[hep-ph/9703259](#)].
- [198] J. L. Diaz-Cruz and J. Ferrandis, *Solving the SUSY CP problem with flavor breaking F-terms*, *Phys. Rev.* **D72** (2005) 035003, [[hep-ph/0504094](#)].
- [199] H. Baer, V. Barger and A. Mustafayev, *Implications of a 125 GeV Higgs scalar for LHC SUSY and neutralino dark matter searches*, *Phys. Rev.* **D85** (2012) 075010, [[1112.3017](#)].
- [200] A. Djouadi, Y. Mambrini and M. Muhlleitner, *Chargino and neutralino decays revisited*, *Eur. Phys. J.* **C20** (2001) 563–584, [[hep-ph/0104115](#)].
- [201] A. Djouadi, M. M. Muhlleitner and M. Spira, *Decays of supersymmetric particles: The Program SUSY-HIT (SUSpect-SdecaY-Hdecay-InTerface)*, *Acta Phys. Polon.* **B38** (2007) 635–644, [[hep-ph/0609292](#)].
- [202] A. Arbey, F. Mahmoudi, O. Stal and T. Stefaniak, *Status of the Charged Higgs Boson in Two Higgs Doublet Models*, [1706.07414](#).
- [203] W. Altmannshofer, M. Carena, N. R. Shah and F. Yu, *Indirect Probes of the MSSM after the Higgs Discovery*, *JHEP* **01** (2013) 160, [[1211.1976](#)].
- [204] N. D. Christensen, T. Han and T. Li, *Pair Production of MSSM Higgs Bosons in the Non-decoupling Region at the LHC*, *Phys. Rev.* **D86** (2012) 074003, [[1206.5816](#)].

- [205] M. Spira, *QCD effects in Higgs physics*, *Fortsch. Phys.* **46** (1998) 203–284, [[hep-ph/9705337](#)].
- [206] M. Spira, *Higgs Boson Production and Decay at Hadron Colliders*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **95** (2017) 98–159, [[1612.07651](#)].
- [207] S. Banerjee, B. Batell and M. Spannowsky, *Invisible decays in Higgs boson pair production*, *Phys. Rev.* **D95** (2017) 035009, [[1608.08601](#)].
- [208] M. J. Dolan, C. Englert and M. Spannowsky, *New Physics in LHC Higgs boson pair production*, *Phys. Rev.* **D87** (2013) 055002, [[1210.8166](#)].
- [209] T. Abe, N. Chen and H.-J. He, *LHC Higgs Signatures from Extended Electroweak Gauge Symmetry*, *JHEP* **01** (2013) 082, [[1207.4103](#)].
- [210] J. M. No and M. Ramsey-Musolf, *Probing the Higgs Portal at the LHC Through Resonant di-Higgs Production*, *Phys. Rev.* **D89** (2014) 095031, [[1310.6035](#)].
- [211] L.-C. Lü, C. Du, Y. Fang, H.-J. He and H. Zhang, *Searching heavier Higgs boson via di-Higgs production at LHC Run-2*, *Phys. Lett.* **B755** (2016) 509–522, [[1507.02644](#)].
- [212] E. Alvarez, D. A. Faroughy, J. F. Kamenik, R. Morales and A. Szyrkman, *Four Tops for LHC*, *Nucl. Phys.* **B915** (2017) 19–43, [[1611.05032](#)].
- [213] D. Dercks, N. Desai, J. S. Kim, K. Rolbiecki, J. Tattersall and T. Weber, *CheckMATE 2: From the model to the limit*, *Comput. Phys. Commun.* **221** (2017) 383–418, [[1611.09856](#)].
- [214] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, *JHEP* **07** (2014) 079, [[1405.0301](#)].
- [215] S. Dawson, S. Dittmaier and M. Spira, *Neutral Higgs boson pair production at hadron colliders: QCD corrections*, *Phys. Rev.* **D58** (1998) 115012, [[hep-ph/9805244](#)].
- [216] A. Agostini, G. Degrossi, R. Gröber and P. Slavich, *NLO-QCD corrections to Higgs pair production in the MSSM*, *JHEP* **04** (2016) 106, [[1601.03671](#)].

- [217] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten et al., *An Introduction to PYTHIA 8.2*, *Comput. Phys. Commun.* **191** (2015) 159–177, [[1410.3012](#)].
- [218] DELPHES 3 collaboration, J. de Favereau, C. Delaere, P. Demin, A. Giammanco, V. Lemaître, A. Mertens et al., *DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment*, *JHEP* **02** (2014) 057, [[1307.6346](#)].
- [219] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for direct top-squark pair production in final states with two leptons in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ with the ATLAS detector*, *JHEP* **06** (2014) 124, [[1403.4853](#)].
- [220] ATLAS collaboration, T. A. collaboration, *Search for top squarks in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ pp collisions with the ATLAS detector*, .
- [221] ATLAS collaboration, T. A. collaboration, *Search for strong production of supersymmetric particles in final states with missing transverse momentum and at least three b-jets using 20.1fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ with the ATLAS Detector*, .
- [222] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for supersymmetry at $\sqrt{s}=8\text{TeV}$ in final states with jets and two same-sign leptons or three leptons with the ATLAS detector*, *JHEP* **06** (2014) 035, [[1404.2500](#)].
- [223] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Search for supersymmetry at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ in final states with jets and two same-sign leptons or three leptons with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J.* **C76** (2016) 259, [[1602.09058](#)].
- [224] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, *Eur. Phys. J.* **C71** (2011) 1554, [[1007.1727](#)].
- [225] G. Cowan, *Statistics for Searches at the LHC*, in *Proceedings, 69th Scottish Universities Summer School in Physics : LHC Phenomenology (SUSSP69): St. Andrews, Scotland, August 19-September 1, 2012*, pp. 321–355, 2013. [[1307.2487](#). DOI].