



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

Estudio de decaimientos del Higgs en bosones de norma  $W^\pm$   
y sus polarizaciones

Tesis presentada al

**Colegio de Física**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Licenciado en Física**

por

Jadihel Antonio Martinez Ramon

Asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Dr. Alan Ignacio Hernández Juárez

Puebla Pue.  
Marzo de 2024





Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

Estudio de decaimientos del Higgs en bosones de norma  $W^\pm$   
y sus polarizaciones

Tesis presentada al

**Colegio de Física**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Licenciado en Física**

por

Jadihel Antonio Martinez Ramon

Asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Dr. Alan Ignacio Hernández Juárez

Puebla Pue.  
Marzo de 2024



**Título:** Estudio de decaimientos del Higgs en bosones de norma  $W^\pm$   
y sus polarizaciones

**Estudiante:** JADIHEL ANTONIO MARTINEZ RAMON

COMITÉ

---

dr Héctor Novales Sánchez  
Presidente

---

dr Fernández Téllez Arturo  
Secretario

---

dr José Eduardo Rosales Quintero  
Vocal

---

Vocal

---

Dr. Gilberto Tavares Velasco  
Dr. Alan Ignacio Hernández Juárez  
Asesor

IV

;

# Índice general

<b>1. Agradecimientos</b>	<b>1</b>
<b>2. Introducción</b>	<b>1</b>
2.1. El Modelo Estándar	1
2.1.1. Fermiones	1
2.2. Bosones	2
2.3. Grupos	2
2.3.1. $U(1)$	3
2.3.2. $SU(2)$	4
2.3.3. $SU(3)$	5
2.4. Transformaciones y Simetrías	5
2.4.1. Carga	5
2.4.2. Paridad	6
2.4.3. Violación de simetría P	6
2.4.4. Carga-Paridad	7
2.5. Rompimiento Espontáneo de simetría y Mecanismo de Higgs	7
<b>3. Introducción a los Bosones <math>W^\pm</math>, interacciones débiles y modelo electrodébil.</b>	<b>11</b>
3.1. Interacciones Débiles	11
3.2. Unificación de la teoría electrodébil	11
3.3. Polarizaciones del bosón W	13
<b>4. Metodología</b>	<b>15</b>
4.1. FeynRules	15
4.2. FeynArts	15
4.3. FeynCalc	16
4.4. Madgraph	16
<b>5. Cálculo de los decaimientos <math>\Gamma_{H^* \rightarrow W^+W^-}</math> y <math>\Gamma_{H^* \rightarrow W^+W^+}</math>.</b>	<b>19</b>
5.1. Nuevos acoplamientos para $H^* \rightarrow ZZ$ y $H^* \rightarrow W^+W^-$	19
5.2. Lagrangiano	20
5.3. Implementación en FeynRules	21
5.4. Implementación en FeynArts y cálculo de amplitudes.	25
5.5. Implementación en Madgraph	28
5.6. Gráficas del decaimiento $H^* \rightarrow W^+W^-$	30
5.7. Gráficas del decaimiento $H^* \rightarrow W_L^+W_L^-$ y $H^* \rightarrow W_R^+W_R^-$ , para los casos de nueva física y para el caso del Modelo Estándar	33
<b>6. Conclusiones</b>	<b>37</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>39</b>



# Índice de figuras

2.1. Potencial para una teoría sin rompimiento de simetría (Fig. Izquierda), y con rompimiento de simetría (Fig. Derecha). . . . .	8
3.1. Vértice mas simple de la interacción débil para CC . . . . .	12
4.1. Esquema de Trabajo . . . . .	17
5.1. Carga de la paquetería de FeynRules en Mathematica . . . . .	23
5.2. Introducción del lagrangiano en lenguaje de FeynRules y Mathematica . . . . .	23
5.3. Calculo de la regla de Feynman para el vértice $HW^+W^-$ . . . . .	24
5.4. Nomenclatura para el acoplamiento $HW^+W^-$ . . . . .	24
5.5. Comando para exportar el modelo a FEYNARTS . . . . .	25
5.6. Comando para generar el proceso $H^* \rightarrow W^+W^-$ . . . . .	25
5.7. Diagrama a nivel de árbol para $H^* \rightarrow W^+W^-$ . . . . .	25
5.8. El modelo se exporta en formato UFO . . . . .	28
5.9. Linea de Comando de Madgraph . . . . .	29
5.10. Grafica $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+W^-}^0$ para $Q$ de 160 400 para SM . . . . .	30
5.11. Grafica $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+W^-}$ para $Q$ de 160 300 GeV se muestran los casos de la funcion 5.37, y las simulaciones para SM y HWW . . . . .	31
5.12. Gráficas $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+W^-}$ para $Q$ de 160 300 GeV se muestran los casos de la función 5.27, y las simulaciones para SM y HWW . . . . .	32
5.13. Gráfica $\Gamma_{H^* \rightarrow W_L^+ W_L^-}$ para $Q$ de 160 1300 GeV . . . . .	33
5.14. Gráfica $\Gamma_{H^* \rightarrow W_R^+ W_R^-}$ para $Q$ de 160 1300 GeV . . . . .	34
5.15. Gráfica de la ecuación 5.38 para $Q$ de 160 1300 GeV . . . . .	35



# Índice de tablas

2.1. Propiedades de los Leptones [1] . . . . .	2
2.2. Propiedades Quarks [1] . . . . .	2
3.1. Modos de decaimiento $W^+$ [1] . . . . .	13
3.2. Branching Ratios W [1] . . . . .	13
3.3. Cuadri-vectores de polarizacion [1] . . . . .	14
5.1. Casos de valores para los parámetros complejos. . . . .	28
5.2. Ancho de decaimiento total para $H^* \rightarrow W^+W^-$ . . . . .	31



# Capítulo 1

## Agradecimientos

A quienes me han acompañado y apoyado en todo momento, a mi madre y a mi padre que siempre han estado ahí, a mi hermano que admiro, a mis amigos que están y los que han pasado en el camino. Mi yo de hace años que sepa que se logro y espero poder con todo lo que viene.



# Capítulo 2

## Introducción

### 2.1. El Modelo Estándar

EL Modelo Estándar es una teoría que clasifica todas las partículas fundamentales en función de sus propiedades e introduce reglas que determinan las interacciones que pueden ocurrir entre ellas. el Modelo Estándar esta constituido de doce partículas fundamentales de materia conocidas como fermiones, dentro de estas se encuentran los quarks y leptones, y cinco partículas mediadoras de fuerza conocidas como bosones.

El Modelo Estándar se ha verificado experimentalmente con alta precisión mediante experimentos de física de partículas, pero actualmente los equipos de física todavía están buscando mediciones que puedan mostrar desviaciones de las predicciones del Modelo Estándar y señalar el camino hacia nueva física. Los datos experimentales obtenidos del LHC confirman que las propiedades del bosón de Higgs son consistentes con el Modelo Estándar sin embargo no todos sus acoplamientos han sido medidos por lo que es ahí donde se puede encontrar nueva física mediante una teoría o modelo de extensión. Los modelos de extensión pueden predecir nuevas interacciones que no aparecen en el Modelo Estándar, esta "nueva" física se manifestaría experimentalmente por la aparición de nuevas partículas, nuevos acoplamientos, y desviaciones de las predicciones del SM etc. A continuación damos una introducción sobre las partículas e interacciones que componen al Modelo Estándar.

#### 2.1.1. Fermiones

En física de partículas los fermiones son las partículas que tienen spin  $\frac{1}{2}$ , también obedecen el principio de exclusión de Pauli. Los fermiones incluyen a los Quarks y Leptones.

##### Leptones

El primer Leptón descubierto fue el Electrón  $e^-$  por J.J Thomson en 1897 rompiendo así el paradigma sobre la indivisibilidad del átomo, e iniciando así la física de partículas, cuarenta años después el Muon  $\mu^-$  fue descubierto por de manera independiente por Street/Stevenson y por Anderson/Neddermeyer en 1937. En 1975 Perl descubrió otro electrón replicate el Tau  $\tau^-$ . La ecuación de Dirá para un fermión masivo y cargado predice correctamente la existencia de su antipartícula con misma masa y spin pero carga diferente  $e^+, \mu^+, \tau^+$ . El electrón  $e^-$  y su antipartícula  $e^+$  son los únicos leptones cargados que son estable, en el caso del tau  $\tau^-$  y el anti-Tau  $\tau^+$  y el Muon  $\mu^-$  y anti-Muon  $\mu^+$  tienen una masa distinta a la del Electrón  $e^-$ . las interacciones electromagnéticas de estas partículas son las mismas, sin embargo en la interacción débil cada leptón cargado esta acompañado de su parte neutral, el neutrino  $\nu$ , ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ).

Tabla 2.1: Propiedades de los Leptones [1]

x	Masa (Mev)	tiempo de vida (s)	carga eléctrica
Electrón $e^-$	0.5110	$\infty$	$-e$
Neutrino del electrón $\nu_e$	$< 3 \times 10^{-6}$		0
Muon $\mu^-$	105.658	$2,197 \times 10^{-6}$	$-e$
Neutrino del Muon $\nu_\mu$			0
Tau $\tau^-$	1777	$(291,0 \pm 1,5) \times 10^{-6}$	$-e$
Neutrino del Tau $\nu_\tau$			0

## Quarks

Fue en 1964 que fueron propuestos de manera independiente por Gellman y Zweig, ellos proponían que los hadrones estaban compuestos de elementos mas fundamentales a los que Gell-man nombro *quarks* y Zweig el de *aces*, Gell-mann propuso 3 tipos o sabores de Quarks u (up), d (down), s (strange) ,posteriormente fueron descubiertas en 1968 en el Acelerador Lineal de Standford (SLAC). Al igual los leptones, los quarks tienen spin  $\frac{1}{2}$  ,pero tienen carga eléctrica  $\frac{2}{3}e$ , cuentan con masa y son los que constituyen a todos los harones. Nunca se ha observado un quark individual, siempre vienen confinados en grupos.

Tabla 2.2: Propiedades Quarks [1]

Quark	Carga Eléctrica	Masa
Up u	$2/3e$	1.5 a 4 MeV
Down d	$-1/3e$	4 a 8 MeV
Charmed c	$2/3e$	1.15 a 1.35MeV
Strange S	$-1/3e$	80 a 130MeV
Top t	$2/3e$	169 a 174 MeV
Bottom b	$-1/3e$	4.1 a 4.4 GeV

## 2.2. Bosones

Las partículas asociadas con la interacción de los campos son los bosones. EL Modelo Estándar incluye 3 de las 4 fuerzas fundamentales de la naturaleza, la fuerza electromagnética que actúa sobre partículas cargadas y cuya partícula mediadora es el fotón, fuerza débil que actúa sobre quark y leptones con los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  como mediadores y la fuerza fuerte que actúa sobre quark con el Gluón como mediadora, en el Modelo Estándar no se incluye a la fuerza de gravedad, pero se teoriza que su partícula mediadora es el gravitón.

## 2.3. Grupos

El Modelo Estándar es una teoría cuántica de campos que esta definida por un Lagrangiano, en este Lagrangiano tenemos dos ingredientes principales: campos(partículas) y simetrías, todas las partículas del modelo estándar pueden describirse como excitaciones de sus campos cuánticos correspondientes, y son las simetrías las que nos dan leyes de conservación y estas leyes de conservación nos dan lo que se llama "carga conservada" según el teorema de Noether, es esta carga conservada la que se puede relacionar con observables medibles en los experimentos. Ejemplos de simetrías y leyes de conservación son la simetría bajo traslación en el tiempo que nos da a la energía como ley de conservación, traslación en el espacio nos da al momento, y la

transformación de gauge nos da a la carga eléctrica.

Las simetrías cumplen ciertas operaciones que en su conjunto nos dan lo que en matemáticas se conoce como un grupo, este concepto es importante para el Modelo Estándar ya que son estos grupos los que nos darán las leyes de conservación. Los grupos que conforman al modelo estándar son  $SU(3)$ ,  $SU(2)$ ,  $U(1)$  y son también grupos de Lie reales.[2]

**Grupo:** Es un conjunto  $\mathcal{G}$  de elementos  $a, b, c, \dots$  es un grupo si cumple con los siguientes 4 axiomas:

- Existe una ley de composición llamada multiplicación.
- La multiplicación es asociativa.
- El conjunto  $\mathcal{G}$  tiene un elemento  $e$  llamado identidad que para cada elemento  $a$  de  $\mathcal{G}$  cumple:  $e \circ a = a$  y  $a \circ e = a$ .
- Para cada elemento  $a$  de  $\mathcal{G}$  existe un elemento  $a'$  contenido en  $\mathcal{G}$  tal que  $a \circ a' = a' \circ a = e$ , el elemento  $a'$  es llamado el inverso de  $a$

**Grupo de Lie:** Un Grupo de Lie  $\mathcal{G}$  de dimensión  $n$  es un conjunto de elementos que satisface las siguientes condiciones

- Los elementos forman un grupo.
- Forman una variedad analítica de dimensión  $n$
- para dos elementos  $a, b$  de  $\mathcal{G}$  el mapeo  $\phi(a, b) = a \circ b$  es analítico .
- Para cada elemento  $a$  de  $\mathcal{G}$  el mapeo  $\phi(a) = a^{-1}$  es analítico.

Las simetrías del Modelo Estándar están dadas por el producto unitario de los grupos  $U(1)$ ,  $SU(2)$ ,  $SU(3)$

### 2.3.1. $U(1)$

EL grupo  $U(1)$  o también conocido como circle group es el grupo de las matrices unitarias de tamaño  $1 \times 1$

se escriben de la forma:

$$M = re^{i\theta} \tag{2.1}$$

Como  $M$  es unitaria en cualquier caso:

$$MM^\dagger = M^\dagger M = \|M\|^2 = \|re^{i\theta}\|^2 = r^2 \|e^{i\theta}\|^2 = r^2 \tag{2.2}$$

$$\|M\|^2 = r^2 = 1 \tag{2.3}$$

De 2.5 sabemos que las matrices del grupo unitario se puede escribir como:

$$M = \pm e^{i\theta} \tag{2.4}$$

Consideremos las simetrías correspondientes al Grupo  $U(1)$ , enfocándonos en este caso en la carga eléctrica, la carga esta descrita por un operador hermitiano  $Q$  en el espacio de Hilbert y su eigen-valor esta dado por  $q$  de tal manera.

$$Q|\Phi\rangle = q|\Phi\rangle \tag{2.5}$$

Describe el estado de una partícula con carga  $qy$  además sabemos que la carga eléctrica se debe de conservar, esta propiedad corresponde a la transformación:

$$|\Phi'\rangle = e^{-i\lambda Q}|\Phi\rangle \quad (2.6)$$

Podemos escribir al operador unitario como:

$$U = e^{-i\lambda Q} \quad (2.7)$$

$$(2.8)$$

La transformación unitaria entonces queda

$$|\Phi'\rangle = U|\Phi\rangle \quad (2.9)$$

Consideremos que  $|\Phi\rangle$  es un eigen-estado de momento, denotado por el Hamiltoniano  $H$

$$H|\Phi\rangle = p^0|\Phi\rangle \quad (2.10)$$

Aplicando 2.9 y 2.10

$$UH|\Phi'\rangle = p^0U|\Phi'\rangle \quad (2.11)$$

$$UHU^{-1}|\Phi'\rangle = p^0|\Phi'\rangle \quad (2.12)$$

De lo anterior podemos decir que

$$UHU^{-1} = H \quad (2.13)$$

y usando la aproximación infinitesimal  $U = 1 - i\lambda Q$  obtenemos la relación de conmutación

$$[H, Q] = 0 \quad (2.14)$$

Que es la formulación para el principio de conservación de carga o simetría  $C$

### 2.3.2. $SU(2)$

Son las matrices unitarias de tamaño  $2 \times 2$  que con determinante igual a 1.

En la representación mas baja del grupo de rotación  $j = 1/2$  los generadores se escriben como

$$J_i = \frac{1}{2}\sigma_i, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.15)$$

$$(2.16)$$

Donde  $\sigma_i$  son las matrices de Pauli:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Las matrices de Pauli son hermitianas, y las matrices de transformación que están dadas por:

$$U(\theta_i) = e^{-i\theta\sigma_i/2} \quad (2.18)$$

son unitarias, El conjunto de todas las matrices unitarias  $2 \times 2$  se conoce como grupo  $U(2)$  Sin embargo,  $U(2)$  es mayor que el grupo de matrices  $U(\theta_i)$  ya que los generadores  $\sigma_i$  todos tienen traza nula. Ahora, para cualquier matriz hermitiana con traza nula se puede demostrar que:

$$\det(e^{i\sigma}) = e^{iTr(\sigma)} = 1 \quad (2.19)$$

Dado que el determinante igual a 1 se conserva en la multiplicación de matrices, el conjunto de Las matrices unitarias  $2 \times 2$  con traza nula forman un subgrupo,  $SU(2)$ , de  $U(2)$ .  $SU(2)$  denota El grupo unitario especial en dos dimensiones.

### 2.3.3. $SU(3)$

Es el grupo de las matrices unitarias de tamaño  $3 \times 3$  con determinante igual a 1. Las matrices de Gell-Mann son el análogo en  $SU(3)$  a las matrices de Pauli en  $SU(2)$ .

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Note que todas ellas son matrices hermitianas con traza nula

## 2.4. Transformaciones y Simetrías

Dentro de las transformaciones existen las que se conocen como transformaciones continuas y transformaciones discretas. Las transformaciones continuas son en las que los parámetros que las componen varían de manera continua, las transformaciones discretas son aquellas en las que el parámetro de la transformación no toma los valores intermedios entre el estado inicial y el estado final de la transformación, ejemplos de ellos son la de inversión espacial y temporal, o conjugación de carga, este tipo de transformaciones son relevantes para las interacciones débiles.

Diversas simetrías pueden "romperse", lo que significa que no todas las interacciones las respetan. Por ende, solo las interacciones que no alteran esas simetrías conservan los números cuánticos asociados. Únicamente a través de experimentos se puede determinar si un número cuántico en particular se mantiene constante o no en una interacción específica [3].

### 2.4.1. Carga

La transformación de conjugación de Carga  $\mathbf{C}$  no solo se refiere a la conjugación de partícula-antipartícula cuando hay carga eléctrica, también se refiere que se pueden conjugar todos los otros números cuánticos aditivos como, el número barionico, número leptónico, extrañesa, etc, sin tocar a la masa, energía, momento, spin, o las coordenadas espaciales.

Consideremos el estado de una partícula con momento  $p$ , spin  $s$  y carga  $Q$ , aplicando  $\mathbf{C}$  [3].

$$\mathbf{C}|p, s, Q\rangle = C|p, s, -Q\rangle \quad (2.23)$$

Como vemos los posibles eigen-estados de  $\mathbf{C}$  son  $\pm 1$ . Solo las partículas neutras son eigen-estados de  $\mathbf{C}$ , es decir

$$Q = -Q = 0 \quad (2.24)$$

En esos casos la partícula coincide con su anti-partícula si aplicamos dos veces el operador  $\mathbf{C}$  se vuelve al estado inicial por lo que  $\mathbf{C}^2 = 1$

### 2.4.2. Paridad

La operación de paridad  $\mathbf{P}$  es la inversión de las tres coordenadas espaciales, esto puede verse como "reflejar en un espejo" todas las coordenadas espaciales con respecto a algún plano arbitrario, esto se denota como:

$$x \rightarrow x' = -x \quad (2.25)$$

Decir que algo tiene simetría bajo paridad significa que no se puede distinguir cual se esta examinando si la "imagen" real o la "reflejada" [4], notese que aplicar dos veces esta transformación nos devuelve al estado original es decir que el operador de paridad  $\mathbf{P}$  tiene como eigen-valores  $P = \pm 1$ , la operación no cambia el tiempo, ni cambia el momento angular incluido el espín, pero sin invierte al momento.

Supongamos un sistema de dos partículas [3] con paridad intrínseca  $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2$  en este sistema solo puede haber paridad en el marco de regencia del centro de masa, llamaremos  $p$  al momento, y  $\theta, \phi$  los ángulos para una partícula y  $-p$  al momento de la otra. Llamemos  $|j, l, m\rangle$  al estado con momento angular orbital  $l$  y componente  $m$ . La relación entre las dos bases es:

$$|p, l, m\rangle = \sum_{\theta, \phi} |p, \theta, \phi\rangle \langle p, \theta, \phi | p, l, m\rangle = \sum_{\theta, \phi} Y_l^m(\theta, \phi) |p, -p\rangle. \quad (2.26)$$

La inversión de los ejes en coordenadas polares esta dada como:  $r \rightarrow r, \theta \rightarrow \pi - \theta$  y  $\phi \rightarrow \pi + \phi$ . el armónico esférico se transforma como :

$$Y_l^m(\theta, \phi) \rightarrow Y_l^{*m}(\pi - \theta, \pi + \phi) = (-1)^l Y_l^m(\phi, \theta) \quad (2.27)$$

Aplicando 2.28 en 2.29

$$P|p, l, m\rangle = p_1 p_2 \sum_{\theta, \phi} Y_l^{*m}(\pi - \theta, \pi + \phi) |p, p\rangle \quad (2.28)$$

$$P|p, l, m\rangle = p_1 p_2 (-1)^l |p, l, m\rangle \quad (2.29)$$

En conclusión la paridad para un sistema de dos partículas con momento angular orbital  $l$  es

$$P = p_1 p_2 (-1)^l \quad (2.30)$$

### 2.4.3. Violación de simetría P

En 1956, Lee y Yang cuestionaron la simetría de paridad de las leyes de la naturaleza ya que para la fuerza fuerte y electromagnética había evidencia de la su conservación, pero aún no la había para las interacciones débiles, un indicio de esto era el problema  $\tau - \theta$  estos Dos extraños mesones, llamados  $\tau$  y  $\theta$ , parecían ser idénticos en todos los aspectos: masa, espín, carga, etc, pero el  $\tau$  decaía en tres piones  $\pi^+, \pi^+, \pi^-$  o  $\pi^+, \pi^0, \pi^0$ , mientras que el  $\theta$  decae en dos  $\pi^+ \pi^0$ , también se mostró que una decae en estado de paridad impar y la otra en par, esto seria imposible si las partículas fueran iguales, pero Lee y Yang proponían que estas partículas eran la misma, esto solo seria posible si la paridad no se conservara.

La violación de paridad fue confirmada por el experimento de Wu, donde se observó una clara violación de la paridad en el decaimiento beta del cobalto-60. Wu realizó un experimento para

probar la posibilidad de violación de la paridad en el decaimiento beta. Utilizó átomos de cobalto-60 (Co60) que decaían mediante emisión  $\beta$  a níquel-60 (Ni60). Al alinearlos en un campo magnético para que todos sus vectores de espín se alinearan, dejó que los átomos de Co60 decaigan y midió la dirección de los electrones salientes. Si la paridad fuera conservada, se esperaría que los electrones se emitieran igualmente tanto en la dirección del spin como en la dirección contraria. Sin embargo, lo que observó fue una clara preferencia por los electrones emitidos en la dirección del vector de espín, lo que contradecía directamente la conservación de la paridad, esta violación de la paridad no se limita a este proceso, sino que es característica de los procesos que involucran a la fuerza débil.

#### 2.4.4. Carga-Paridad

La simetría  $CP$  es la multiplicación de la simetría  $C$  y la simetría  $P$ , la simetría  $CP$  implica que no hay diferencia entre la "imagen" del "espejo" y la imagen real para las anti-partículas[5], una analogía sería que al mirarte en el espejo observes tu reflejo pero con carga contraía.

El descubrimiento de la violación de la simetría de paridad en las interacciones débiles en la década de 1950 tuvo un impacto significativo en la física. Este descubrimiento llevó a la sugerencia de que la simetría izquierda-derecha podría ser restaurada mediante una combinación de paridad ( $P$ ) y conjugación de carga ( $C$ ), conocida como simetría  $CP$ . La idea de que la violación de la paridad podría deberse a una asimetría materia-antimateria se convirtió en una explicación plausible. La simetría  $CP$  se consideró más fundamental que las simetrías individuales  $P$  y  $C$ .

La propuesta de la simetría  $CP$  se vio respaldada por la observación de que los procesos débiles solo permiten ciertos decaimientos específicos, como el decaimiento  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ , que produce muones con helicidad izquierda(-1) pero no su proceso con paridad-invertida (muones con helicidad +1) nunca ocurre. Sin embargo, el proceso conjugado  $CP$ ,  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$ , con muones con helicidad derecha, sí ocurre con una tasa y asimetría (violación de paridad) idénticas al proceso original.

El concepto de simetría  $CP$  ayudó a explicar la violación de paridad y mantuvo la consistencia con las leyes conocidas de la física. Esta comprensión marcó un paso significativo en la comprensión de la estructura fundamental de las interacciones débiles y la simetría en la naturaleza. Sin embargo, en 1964 se demostró que incluso la simetría combinada  $CP$  estaba violada mediante el decaimiento de kaones neutros, es pequeño, aproximadamente el 0.3% de las interacciones débiles violan  $CP$ , pero está presente. [4].

## 2.5. Rompimiento Espontáneo de simetría y Mecanismo de Higgs

El mecanismo de Higgs también se aplica a teorías de gauge no abelianas como la simetría de gauge  $SU(2) \times U(1)$  que describe la interacción electrodébil. Es en este modelo donde el mecanismo de Higgs encontró su aplicación más importante, el mecanismo permite que los bosones  $W$  y  $Z$  tengan masa. La principal idea en el mecanismo de Higgs es la suposición de un nuevo campo, el campo de Higgs, cuyo valor de expectación del vacío rompe la simetría local de gauge  $U(1)$  del Lagrangiano.

Para ver el el rompimiento de la simetría local veamos lagrangiano complejo para la teoría  $\phi^4$  con simetría de gauge  $U(1)$  tiene la forma

$$L = -F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + D^\mu \phi D_\mu \phi^* - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2 \tag{2.31}$$

En una teoría sin rompimiento de simetría el termino de masa tiene que ser  $\mu^2 > 0$  por lo que el potencial  $V = \mu^2\phi\phi^* + \lambda(\phi\phi^*)^2$  tiene forma de parábola, pero haciendo el termino de masa  $\mu^2 < 0$  el termino de masa es imaginario.

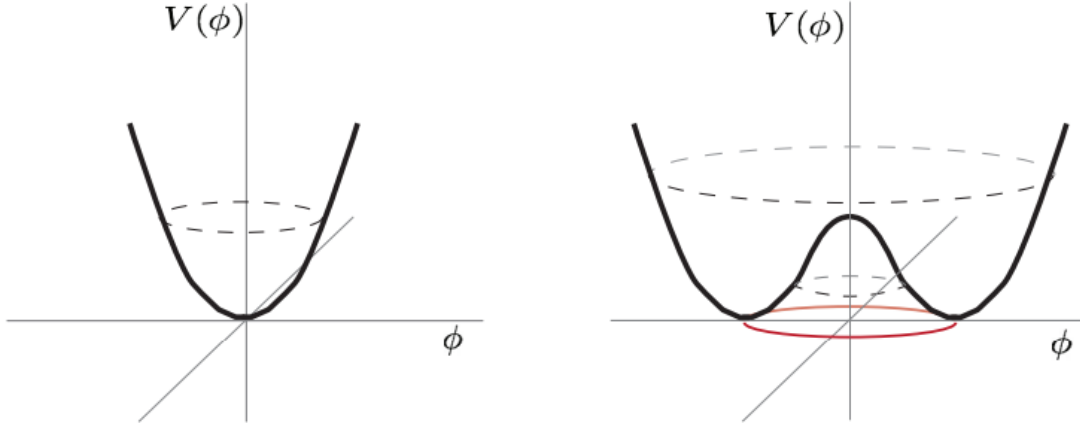


Figura 2.1: Potencial para una teoría sin rompimiento de simetría (Fig. Derecha), y con rompimiento de simetría (Fig. izquierda).[6]

Para el caso sin rompimiento vemos que tiene forma de parábola, el punto mínimo se encuentra en  $\phi = 0$ , para el caso con rompimiento, el punto  $\phi = 0$  describe un máximo local, en este caso el mínimo sera una serie de puntos en  $\phi$  dados por

$$0 = \frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi^2} = \mu^2 + \lambda\phi\phi^* \tag{2.32}$$

De donde se ve que  $\phi\phi^* = \frac{-\mu^2}{2\lambda}$  y también todos los estados basen tendrán el mismo valor absoluto que llamaremos.

$$v = \sqrt{\phi_0\phi_0^*} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \tag{2.33}$$

El campo de gauge  $A_\mu$  interactúa con el campo  $\phi$  de tal manera que el Lagrangiano es invariante bajo las transformaciones de gauge de  $\phi$  y  $A_\mu$ . Para continuar con el analisis podemos parametrizar el campo complejo de la siguiente forma

$$\phi(x) = (\rho(x) + v)e^{i\varepsilon(x)} \tag{2.34}$$

Introduciendo esto en 2.34 y recordando que la derivada covariante esta dada por  $D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu$ , el lagrangiano de la teoría  $\phi^4$  queda

$$L = -F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (\partial_\mu - iqA_\mu)(\rho + v)e^{i\varepsilon}(\partial^\mu - iqA^\mu)(\rho + v)e^{-i\varepsilon} - \mu^2(\rho + v)^2 - \lambda(\rho + v)^4 \tag{2.35}$$

$$= F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \partial_\mu\rho\partial^\mu\rho + v^2\partial_\mu\varepsilon\partial^\mu\varepsilon - 4\lambda v^2\rho^2 + q^2v^2A_\mu^2 - 2qv^2\partial_u\varepsilon A_\mu \tag{2.36}$$

+terminos cubicos y quadraticos

Lo que se hizo al introducir la parametrización del campo escalar es que se introdujo una transformación de gauge por lo que ahora todos los términos tienen masa, así que también podemos elegir libremente  $\varepsilon = 0$  a esto se le conoce como la norma unitaria, finalmente el lagrangiano queda

$$L = -F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \partial_\mu\rho\partial^\mu\rho - 4\lambda v^2\rho^2 + q^2v^2A_\mu^2 \quad (2.37)$$

Donde se ve claramente que el campo de gauge y el campo de Higgs tienen su respectivo término de masa  $v^2$  y  $\rho^2$ , en este lagrangiano no hay partículas sin masa.



## Capítulo 3

# Introducción a los Bosones $W^\pm$ , interacciones débiles y modelo electrodébil.

El modelo teórico de la unificación electro débil surgió a finales de la década de 1960, incorporando las interacciones electromagnéticas y débiles en una sola teoría de gauge con el grupo de simetría  $SU(2) \times U(1)$ . En este modelo, las constantes de acoplamiento electromagnético y débil están relacionadas entre si. Por otro, lado la teoría electrodébil y la cromodinámica cuántica están unificadas en la teoría pero sus constantes de acoplamiento son independientes. La teoría electro débil y QCD forman al Modelo Estándar.

### 3.1. Interacciones Débiles

Las interacciones débiles son las únicas junto con la gravedad que no producen estados ligados, esto es debido a su debilidad comparada con las otras fuerzas, las interacciones débiles producen efectos que se pueden observar en decaimientos y colisiones. Los neutrinos son partículas que son producidas únicamente por la interacción débil. Se originan principalmente en aceleradores de protones y reactores nucleares. Esta interacción se lleva a cabo mediante tres bosones vectoriales: el  $W^+$ , el  $W^-$ , y el  $Z^0$ , el vértice para las interacciones débiles esta dado por dos fermiones acoplándose a alguno de los tres bosones, debido a la naturaleza cargada de los  $W^\pm$  y neutra de  $Z$  estos procesos se producen vía corriente cargada (CC) cuando los fermiones salientes tiene cargas opuestas y de Corriente Neutra (CN) cuando tienen cargas iguales.

En la figura 3.1 se muestra a un leptón ( $e^-$ ,  $\tau^-$ ,  $\mu^-$ ), convirtiéndose en su neutrino asociado emitiendo un bosón  $W^-$ , el proceso contrario de  $\nu \rightarrow l^- W^+$  también es valido. Hay tres tipos de procesos, los puramente leptónicos que como su nombre lo indica solamente hay leptones presentes en el estado final, los semi leptónicos donde hadrones y leptones están presentes (como es el caso del decaimiento beta), y los no leptónicos donde solamente hay hadrones presentes y son mediados por los bosones  $W^\pm$ .

### 3.2. Unificación de la teoría electrodébil

Una de las predicciones mas importantes del Modelo Estándar es la existencia de los bosones  $W^+$ ,  $W^-$ , y  $Z^0$ , junto con sus masas y decaimientos, esto vino dado de la unificación de la teoría dé-

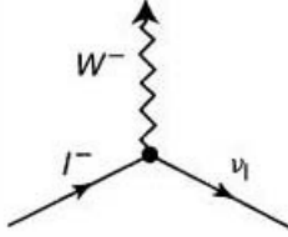


Figura 3.1: Vértice mas simple de la interacción débil para CC[7]

bil con la electromagnética, dando lugar a ala teoría electrodébil que es parte del Modelo Estándar.

El modelo electrodébil fue desarrollado principalmente por Glashow y Weinberg. Las reglas de Feynman y los procedimientos necesarios para la renormalización de la teoría fueron desarrollados por 't Hooft y Veltman.

El campo  $W^\nu = (W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu)$  es un cuadri-vector. Para cada doblete de fermiones hay un cuadri-vector llamado corriente débil  $j_\mu = (j_{1\mu}, j_{2\mu}, j_{2\mu})$  el campo  $W^\mu$  se acopla con la corriente débil dado como  $gW^\mu j_\mu$

Llamemos  $A$  y  $Z$  a los campos físicos que median las interacciones electromagnéticas y las interacciones NC débiles respectivamente, ambos campos superposiciones lineales mutuamente ortogonales de  $W^3$  y  $B$ . Los determinaremos imponiendo que el fotón no se acople a partículas neutras, mientras que el  $Z^0$  sí lo haga. La transformación se expresa en términos de las dos constantes de acoplamiento  $g$  y  $g_0$  o, de manera equivalente, como una rotación a través de un ángulo  $\theta_W$ , llamado el ángulo de mezcla débil esto se ve como.

$$\begin{pmatrix} Z^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^3 \\ B \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

El lagrangiano de la interacción electrodébil esta dado por

$$L = \frac{g}{\sqrt{2}}(j_\mu^- W_+^\mu + j_\mu^+ W_-^\mu) + \frac{g}{\cos \theta_W}(j_\mu^3 - \sin^2 \theta_W j_\mu^{EM})Z^\mu + g \sin \theta_W j_\mu^{EM} A^\mu \quad (3.2)$$

Donde el primer termino corresponde a las corrientes cargadas de la interacción débil, el segundo a las corrientes neutras y el tercero a las interacciones electromagnéticas. A partir del lagrangiano de la ecuación 3.2 se puede deducir la relación:

$$\frac{m_w}{m_Z} = \cos \theta_W \quad (3.3)$$

con  $\sin^2 \theta_W = 0,232$  por lo que las masas deberían de ser :

$$m_W \approx 80Gev \quad m_Z \approx 90Gev$$

La posibilidad de descubrir a las partículas  $W^\pm$  y  $Z$  fue la principal motivación para convertir el Super Proton Synchrotron del CERN en un colisionado  $p\bar{p}$

Los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  descubiertos en 1983 son los mediadores de la fuerza débil análogos a los fotones para QED y a los gluones para QCD, fotones y gluones son partículas sin masa, mientras que Los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  son partículas masivas con masa medida experimentalmente de :

$$m_W = 80,40 \pm 0,3 GeV \quad m_Z = 91,188 \pm 0,002 GeV \quad (3.4)$$

$$(3.5)$$

por lo que el rango de interacción de la fuerza es extremadamente pequeño  $\approx 10^{-18}$  metros, con decaimientos medidos [1] :

$$\Gamma(W^+ \rightarrow e^+ \nu_e) = 228 \pm 6 MeV, \quad \Gamma(Z \rightarrow e^+ e^-) = 83,91 \pm 0,20 MeV, \quad (3.6)$$

$$\Gamma(W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = 225 \pm 9 MeV, \quad \Gamma(Z \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 83,99 \pm 0,35 MeV, \quad (3.7)$$

$$\Gamma(W^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau) = 228 \pm 11 MeV, \quad \Gamma(Z \rightarrow \tau^+ \tau^-) = 83,99 \pm 0,35 MeV, \quad (3.8)$$

$$(3.9)$$

Para el caso de  $W^-$ :

$$\Gamma(W^+ \rightarrow e^+ \nu_e) = \Gamma(W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)$$

Continúa con el complejo conjugado de los casos  $W^+$

A continuación mostramos tablas de modos de decaimiento y branching ratios para los bosones W

Tabla 3.1: Modos de decaimiento  $W^+$ [1]

modo	fraccion ( $\Gamma_i/\Gamma$ )
$l^+ \nu$	$(10.86 \pm 0.09) \%$
$e^+ \nu$	$(10.71 \pm 0.16) \%$
$\mu^+ \nu$	$(10.63 \pm 0.15) \%$
$\tau^+ \nu$	$(11.38 \pm 0.21) \%$
hadrones	$(67.41 \pm 0.27) \%$
$\pi^+ \gamma$	$< 7 \times 10^{-6} \%$
$D_s^+ \gamma$	$< 1.3 \times 10^{-3} \%$

Tabla 3.2: Branching Ratios W [1]

modo	valor $\times 10^{-2}$
$\Gamma(l^+ \nu)/\Gamma_{total} \nu$	$(10.86 \pm 0.01)$
$\Gamma(e^+ \nu)/\Gamma_{total}$	$(10.71 \pm 0.16)$
$\Gamma(\mu^+ \nu)/\Gamma_{total}$	$(10.63 \pm 0.15)$
$\Gamma(\mu^+ \nu)/\Gamma(e^+ \nu)$	$(1.002 \pm 0.006)$
$\Gamma(\tau^+ \nu)/\Gamma_{total}$	$(11.38 \pm 0.21)$
$\Gamma(\tau^+ \nu)/\Gamma(e^+ \nu)$	$(1.015 \pm 0.020)$
$\Gamma(\tau^+ \nu)/\Gamma(\mu^+ \nu)$	$(1.002 \pm 0.020)$

### 3.3. Polarizaciones del bosón W

Las polarizaciones del bosón W son tres dos de ellas corresponden a polarizaciones transversales y una de ellas a polarización longitudinal para un bosón que viaja en dirección Z, los cuadri-vectores de polarización están dados en la siguiente tabla.

Tabla 3.3: Cuadri-vectores de polarizacion [1]

Transversal(-1)	Longitudinal (0)	Transversal(1)
$\varepsilon_-^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, -i, 0)$	$\varepsilon_L = \frac{1}{m_W}(p, 0, 0, E)$	$\varepsilon_+^\mu = -\frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, i, 0)$

En los colisionadores de partículas protón-protón la producción de los bosones vectoriales masivos  $W, Z$  es mediante procesos llamados  $w+\text{jets}$  y  $Z+\text{jets}$ , donde estos bosones vienen asociados a jets, las interacciones  $qq$  o  $qg$  son las responsables de producir a los bosones, por lo que esta presente QCD. Los efectos de las polarizaciones de los bosones  $W^\pm$  pueden encontrarse al examinar lo que ocurre paralelamente a la línea de haz y en el plano transversal, consideremos el subproceso partónico.

$$u\bar{d} \rightarrow W^+ \quad d\bar{u} \rightarrow W^-$$

Para explicar lo que ocurre en el caso paralelo, hay que tener en cuenta que en el caso de los quarks valencia, la fracción del momento del protón llevada por el quark es mayor que la del anti-quark. Además, dado que el LHC es un colisionador  $pp$ , no hay anti-quarks valencia presentes. Los anti-quarks deben ser extraídos del mar y, por lo tanto, es probable que tengan un momento bajo. Considerando estos dos hechos juntos, es probable que el quark tenga un momento más alto que el anti-quark. Por conservación del momento, se espera que el bosón  $W^\pm$  sea producido predominantemente en la dirección del quark original. Entonces, dada la naturaleza de la interacción débil para corrientes cargadas, se observa que el quark debe tener polarización izquierda preferentemente, es decir el  $W^\pm$  estará polarizado casi al 100 por ciento hacia la izquierda a lo largo de la línea del haz, en colisionadores  $p\bar{p}$  se observa que para el  $W^+$  tiene polarización izquierda mientras que el  $W^-$  tiene polarización derecha como resultado de  $d\bar{u} \rightarrow W^-$

Un efecto relacionado con la polarización del  $W$  es la llamada asimetría de carga. En un colisionador  $pp$ , hay dos quarks  $u$  valencia por cada quark  $d$ . Dado que, la producción de  $W^+$  es iniciada por un quark  $u$ , se encuentra que los eventos de  $W^+$  dominan sobre los de  $W^-$ . La proporción de la sección eficaz de  $W^+$  a  $W^-$ ,  $R$ , ha sido medida en CMS como  $R = 1,43 \pm 0,04$ .

# Capítulo 4

## Metodología

En este trabajo nos centraremos en la fenomenología de un modelo de extensión para el decaimiento  $H^* \rightarrow W^+W^-$  y sus polarizaciones usando herramientas computacionales para producir eventos que sean posiblemente medibles en el LHC.

Para estudiar la fenomenología de nuestro proceso de interés, así como cualquier otro modelo, es necesario que se implementen estos nuevos modelos en algún software de simulación para poder comparar estas simulaciones con resultados experimentales de los colisionadores. Usaremos distintos softwares que nos ayudaran en el calculo y simulación del decaimiento  $H^* \rightarrow W^+W^-$ , los softwares son FeynRules, FeynArts y Madgraph.

### 4.1. FeynRules

Como ya se menciona en la introducción existen modelos de extensión en busca de nueva fisica mas allá del Modelo Estándar, para poder estudiar estos modelos es necesario que sean implementados en algún software que simule los efectos de estos modelos y nos diga que es lo que observaríamos en los colisionadores de partículas. Existen diversas paqueterías como CalcHep , FeynArts/FormCalc , Helac , MadGraph , Sherpa ,Herwig , Pythia y Sherpa. Sin embargo cada una de estas paqueterías generadoras de eventos tiene su propio lenguaje de programación, y exportarlas entre ellas requiere modificar el código haciéndolos susceptible a errores[8].

FeynRules es una paquetería de Mathematica para la implementación de modelos en fisica de partículas, FR nos ayudara calculando las reglas de Feynmann del modelo las cuales podemos exportar en la forma de un archivo UFO (Universal Feynmann output), el cual puede ser leído por diversos generadores de Monte Carlo para llevar a cabo la simulación de colisiones de partículas, esta es una gran ventaja ya que permite su compatibilidad con diversos softwares sin la necesidad de modificar el código que nos da. Una vez teniendo este archivo UFO lo exportaremos al siguiente software.

### 4.2. FeynArts

FeynArts es una paquetería de Mathematica que sirve para generar y visualizar diagramas de Feynman, y calcular sus amplitudes, la compatibilidad que tiene con FeynRules nos permite generar los diagramas de los modelos que implementemos en FeynRules, Originalmente desarrollado en 1990 como un código de Macsyma por Hagen Eck y Sepp Kublbeck para producir diagramas del Modelo Estándar, fue luego trasladado a la plataforma Mathematica. En 1995, Hagen Eck diseñó una versión más general del generador de diagramas, introduciendo nuevas ideas como

la generación de diagramas en tres niveles. Posteriormente, en 1998, Thomas Hahn retomó el desarrollo, reescribiendo casi por completo el código para mejorar su eficiencia. La versión actual, la 3, presenta un nuevo motor de renderizado para PostScript y LATEX, así como un completo soporte de las capacidades gráficas del Frontend de Mathematica [9].

### 4.3. FeynCalc

FeynCalc es una paquetería de Mathematica que concentra utilidades para cálculos algebraicos en física de partículas. Originalmente FeynCalc se desarrolló para realizar correcciones radiativas en el Modelo Estándar, las entradas para FeynCalc pueden ingresarse manualmente o ser tomadas de alguna otra paquetería como FeynArts la cual como mencionamos puede generar la amplitud de los diagramas de Feynman, esa amplitud puede exportarse mediante un simple comando a FeynCalc para continuar con los cálculos que se requieran.

FeynCalc se originó en 1987 cuando Rolf Mertig aprendió a programar en Macsyma durante una estancia en Albuquerque, Nuevo México. Los físicos de partículas elementales en Alemania necesitaban automatizar el cálculo de los diagramas de Feynman para procesos electrodébiles de un lazo. Rolf Mertig implementó algoritmos proporcionados por Ansgar Denner y Manfred Böhm entre 1987 y 1989, centrándose en funciones generales y herramientas que permitieran calcular diferentes procesos de un lazo, especialmente  $1 \rightarrow 2$  y  $2 \rightarrow 2$ .

Las principales misiones de FeynCalc son fomentar la reutilización de código y la estandarización en los cálculos de teoría cuántica de campos. Esto se logra mediante la formulación de estándares claros y la documentación meticulosa, lo que facilita la comparación de resultados entre proyectos similares. Además, se impulsa la creación de un repositorio de datos estandarizados y se alienta a los usuarios a contribuir con sus resultados. FeynCalc también se centra en la optimización de algoritmos a través de la colaboración comunitaria y en facilitar el prototipado rápido de nuevos modelos de teoría cuántica de campos mediante el suministro de funciones para tareas de cálculo comunes [10].

### 4.4. Madgraph

Madgraph es un generador de eventos Monte Carlo que para el estudio de colisionadores, es muy usado para prever eventos que pueden ocurrir en el LHC ya sean conocidos o nuevos mediante la implementación de modelos de extensión para la búsqueda de nueva física.

El software MadGraph se puede complementar con varios programas, incluyendo un generador de Monte-Carlo y el código Pythia para la hadronización, así como simuladores de detectores como PGS y Delphes. Esta combinación permite simular desde eventos a nivel partónico hasta la respuesta del detector en el LHC.

Dependiendo de la naturaleza de la simulación deseada, algunas de estas piezas adicionales pueden dejarse de lado. Por ejemplo, si solo se busca calcular una sección transversa (como la que nos interesa) a nivel partónico, el método básico de MadGraph es suficiente.

Una vez conociendo estas herramientas el método de trabajo consiste en seguir el siguiente esquema:

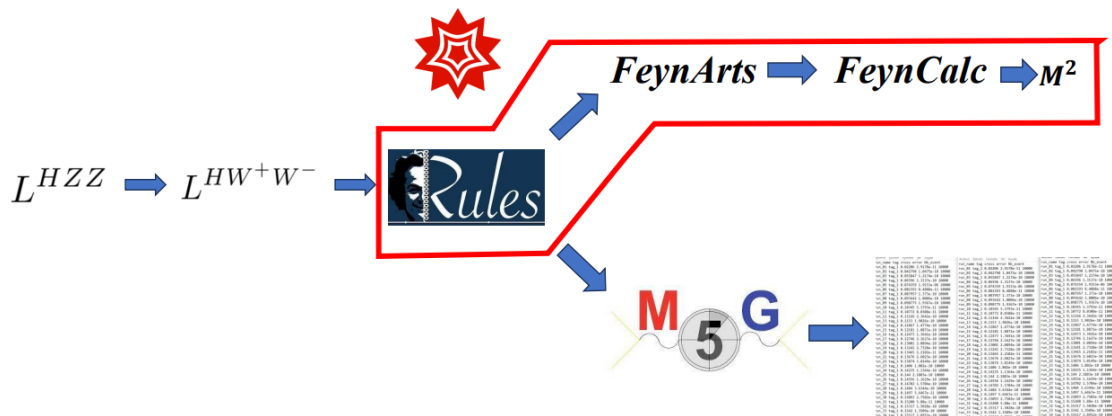


Figura 4.1: Esquema de trabajo

En la figura 4.1 mostramos como es el esquema de trabajo, se comienza con el marco teórico partiendo de una breve introducción a la interacción débil, y retomando el artículo [11] que es la inspiración de este trabajo, con el conocimiento teórico del decaimiento  $\Gamma(H^* \rightarrow ZZ)$  dado por Formulamos un Lagrangiano para  $\Gamma(H^* \rightarrow WW)$ , posteriormente dentro de Mathematica usaremos las paqueterías antes mencionadas, empezando con FeynRules donde construimos nuestro modelo basado en este Lagrangiano, Feynrules nos dará archivos de salida para pasar a FeynArts para generar los diagramas con sus respectivas nomenclaturas para el acoplamiento  $H^*WW$ , esto nos llevara a Feyncalc para poder calcular las amplitudes de estos diagramas y hacer un breve cálculoanalítico que sera comparado con los resultados de Madgraph, finalmente en madgraph obtendremos los decaimientos parciales laterales donde esperamos observar una desviación de las predicciones del modelo estándar.



## Capítulo 5

# Calculo de los decaimientos

$$\Gamma_{H^* \rightarrow W^+_L W^-_L} \text{ y } \Gamma_{H^* \rightarrow W^-_R W^+_R}$$

### 5.1. Nuevos acoplamientos para $H^* \rightarrow ZZ$ y $H^* \rightarrow W^+W^-$

En estudios recientes [11] se han evaluado el acoplamiento  $H^*ZZ$  proponiendo una extensión del Modelo Estándar donde los factores de forma son números complejos y contribuyen a que haya violación de simetría de CP. El artículo [11] parte del siguiente lagrangiano:

$$L^{HZZ} = \frac{g}{c_W} m_Z \left[ \frac{(1-a_z)}{2} H Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2m_Z^2} \left( \hat{b}_Z H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \hat{d}_Z Z_\mu \partial_\nu Z^{\mu\nu} + \tilde{b}_Z H Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} \right) \right] \quad (5.1)$$

Donde

$$Z_{\mu,\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu \quad \tilde{Z}_{\mu\nu} = \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} Z^{\alpha\beta} / 2 \quad (5.2)$$

A nivel de árbol los factores  $a_z, \hat{b}_z, \hat{d}_z$  y  $\tilde{b}_z$  desaparecen, el factor de forma  $\tilde{b}_z$  que es el que viola CP aparece a partir de un nivel de tres loops en el Modelo Estándar. Esta violación de la simetría CP se ve claramente al analizar los decaimientos parciales  $\Gamma_{H^* \rightarrow Z_L Z_L}$  y  $\Gamma_{H^* \rightarrow Z_R Z_R}$ , en estos decaimientos se ve una clara desviación de las predicciones del Modelo Estándar, la Colaboración de CMS ha reportado por primera vez datos del acoplamiento para el boson de Higgs fuera de su capa de masa (off-shell)  $H^*ZZ$  en colisiones protón-protón, ( $pp \rightarrow H^* \rightarrow ZZ$ ), para producir este boson de Higgs fuera de su capa de masa se requiere que la masa del bosón de Higgs sea mayor igual que dos veces la masa del bosón Z.

El estudio de los acoplamientos off-shell que tienen una parte imaginaria que es de interés, en el caso de los acoplamientos  $H^*ZZ$  pueden explicar ligeras desviaciones de algunas observables físicas como en los decaimientos parciales en la producción  $H^* \rightarrow ZZ$  cosa que el artículo[11] propone.

Basándonos en el artículo [11], en este trabajo se propone un Lagrangiano para los acoplamientos anómalos complejos en el vértice  $H^*W^+W^-$ , tomando en cuenta las particularidades de los campos  $W^+$  y  $W^-$ , para poder analizar los decaimientos parciales  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+_L W^-_L}$  y  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+_R W^-_R}$  para así poder compararlos mediante la asimetría  $A_{LR}$  definida en el artículo [11] pero ahora para nuestro caso.

## 5.2. Lagrangiano

A partir del articulo [11], partimos lagrangiano presentado 5.1 para posteriormente hacer el nuestro para el caso del campo de los  $W$

$$L^{HZZ} = \frac{g}{c_W} m_Z \left[ \frac{(1-a_Z)}{2} H Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2m_Z^2} \left( \hat{b}_Z H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \hat{d}_Z Z_\mu \partial_\nu Z^{\mu\nu} + \tilde{b}_Z H Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} \right) \right] \quad (5.3)$$

Una primera aproximación seria directamente cambiar los campos  $Z$  por los del  $W$  sin embargo hay que tomar en cuenta que para el  $W$  tenemos el caso con carga positiva y con carga negativa por lo que para ambos casos queda, revisando las reglas de Feynman en la literatura también encontramos que debemos de eliminar el termino  $c_W$  el cual es el coseno del ángulo de Weinberg que suele acompañar al acoplamiento  $HZZ$ , pero para el caso  $HW^+W^-$  no aparece por lo que el lagrangiano para ambos casos queda:

$$L^{HW^\dagger W} = gm_W \left[ \frac{(1-a_W)}{2} HW_\mu^\dagger W^\mu + \frac{1}{2m_W^2} \left( \hat{b}_W HW_{\mu\nu}^\dagger W^{\mu\nu} + \hat{d}_W W_\mu^\dagger \partial_\nu W^{\mu\nu} + \tilde{b}_W HW_{\mu\nu}^\dagger \tilde{W}^{\mu\nu} \right) \right] \quad (5.4)$$

$$L^{HWW^\dagger} = gm_W \left[ \frac{(1-a_W)}{2} HW_\mu W^{\mu\dagger} + \frac{1}{2m_W^2} \left( \hat{b}_W HW_{\mu\nu} W^{\mu\nu\dagger} + \hat{d}_W W_\mu \partial_\nu W^{\mu\nu\dagger} + \tilde{b}_W HW_{\mu\nu} \tilde{W}^{\mu\nu\dagger} \right) \right] \quad (5.5)$$

Notese que en ambos casos  $L^{HWW^\dagger}$  y  $L^{HW^\dagger W}$  el termino:

$$\frac{(1-a_W)}{2} HW_\mu W^{\mu\dagger}$$

Ya existe dentro del Modelo Estándar por lo que para evitar tenerlo dos veces debemos eliminarlo de nuestro lagrangiano, finalmente el lagrangiano que vamos a implementar en FeynRules queda como:

$$L^{HW^\dagger W} = gm_W \left[ \frac{1}{2m_W^2} \left( \hat{b}_W HW_{\mu\nu}^\dagger W^{\mu\nu} + \hat{d}_W W_\mu^\dagger \partial_\nu W^{\mu\nu} + \tilde{b}_W HW_{\mu\nu}^\dagger \tilde{W}^{\mu\nu} \right) \right] \quad (5.6)$$

$$L^{HWW^\dagger} = gm_W \left[ \frac{1}{2m_W^2} \left( \hat{b}_W HW_{\mu\nu} W^{\mu\nu\dagger} + \hat{d}_W W_\mu \partial_\nu W^{\mu\nu\dagger} + \tilde{b}_W HW_{\mu\nu} \tilde{W}^{\mu\nu\dagger} \right) \right] \quad (5.7)$$

$$L^{HW^+W^-} = L^{HW^\dagger W} + L^{HWW^\dagger} \quad (5.8)$$

Como mencionamos anteriormente para crear nuestro Modelo necesitamos de los campos que lo componen, sus parámetros y el Lagrangiano de donde se extraerán las reglas de Feynman, todos estos elementos se encuentran dentro de un archivo para cada modelo, como lo que estamos haciendo es una extensión del Modelo Estándar usaremos el archivo SM.fr que viene ya dado en la librería de modelos de FeynRules, dentro del archivo SM.fr ya se encuentran definidas todos los campos y constantes del Modelo Estándar.

### 5.3. Implementación en FeynRules

Una vez definido el Lagrangiano de nuestro modelo para su implementación en FeynRules lo primero que hay que hacer es definir los parámetros complejos que se proponen en [11],  $(\hat{b}_W, \hat{d}_W, \tilde{b}_W)$ , por lo que tendremos que crear nuestro archivo HWW.fr que es donde definiremos a los nuevos parámetros que estamos usando.

```

1  (*****
2  (***** This is the FeynRules mod-file for HWW *****)
3  (***** Authors: jadi *****)
4  (* ***** Information ***** *)
5  M$ModelName = "ACOPLAMIENDO_H->W+W_EXT";
6  M$Information = {
7    Authors    -> {"jadi"},
8    Version    -> "1.0",
9    Date       -> "27.12.2023",
10   Institutions -> {"FCFMBUAP"},
11   Emails     -> {""},
12   URLs      -> {"_____"}
13 };
14 M$InteractionOrderHierarchy = {{NP,1}, {QCD,1}, {QED,2}}
15 (* ***** *)
16 (* ***** Parameters ***** *)
17 (* ***** *)
18 M$Parameters = {
19 rbW = {
20   ParameterType -> External,
21   InteractionOrder -> {NP,1},
22   ParameterName -> rbw,
23   Value         -> 0.01,
24   Description   -> "parte_real_de_bw"
25 },
26 bWi = {
27   ParameterType -> External,
28   InteractionOrder -> {NP,1},
29   ParameterName -> bwi,
30   Value         -> 0.01,
31   Description   -> "parte_imaginaria_de_bw"
32 },
33 bW = {
34   ParameterType -> Internal,
35   ComplexParameter -> True,
36   Value         -> {rbw + I bwi},
37   InteractionOrder -> {NP,1},
38   ParameterName -> bw,
39   Description   -> "suma_de_la_parte_real_e_imaginaria_bw"
40 },
41 rbWt = {
42   ParameterType -> External,
43   InteractionOrder -> {NP,1},
44   ParameterName -> rbwt,
45   Value         -> 0.1,
46   Description   -> "parte_real_de_bz"
47 },
48 bWti = {
49   ParameterType -> External,
50   InteractionOrder -> {NP,1},
51   ParameterName -> bwti,
52   Value         -> 0.1,
53   Description   -> "parte_imaginaria_de_bz"
54 },
55 bWt = {
56   ParameterType -> Internal,

```

```

57 InteractionOrder -> {NP,1},
58 ParameterName -> bwt,
59 ComplexParameter -> True,
60 Value -> {rbwt + I bwti},
61 Description -> "suma de la parte real e imaginaria "
62 },
63 dWr == {
64 ParameterType -> External,
65 ParameterName -> dwr,
66 Value -> 0.0001,
67 Description -> "parte real de dwr"
68 },
69 dWi == {
70 ParameterType -> External,
71 InteractionOrder -> {NP,1},
72 ParameterName -> dwi,
73 Value -> 0.001,
74 Description -> "parte real de dwi"
75 },
76 dW == {
77 ParameterType -> Internal,
78 InteractionOrder -> {NP,1},
79 ParameterName -> dw,
80 ComplexParameter -> True,
81 Value -> {dwr + I dwi},
82 Description -> "suma de la parte real e imaginaria "
83 }
84 };

```

En la línea 18 del código, tenemos la jerarquía de las interacciones, es importante poner como prioridad a la nueva física que estamos proponiendo, NP,1 esto para decirle a FeynRules que tome como prioridad todo lo que definamos en este archivo HWW.fr, a partir de la línea 22 definimos los parámetros que como se proponen según el artículo [11] están definidos como números complejos, al ser números complejos se tienen que definir de manera independiente la parte real e imaginaria. Ahora podemos pasar a escribir el lagrangiano en un Notebook de Mathematica junto con la paquetería de FeynRules:

```

In[ ]:= $FeynRulesPath = SetDirectory["/home/alumno/Downloads/feynrules-current"]
Out[ ]:= /home/alumno/Downloads/feynrules-current

In[ ]:= ParentDirectory[$FeynRulesPath]
Out[ ]:= /home/alumno/Downloads

In[ ]:= << FeynRules`
In[ ]:= SetDirectory["/home/alumno/tesispruebas/Tallermodificaciones1/Taller"]
Out[ ]:= /home/alumno/tesispruebas/Tallermodificaciones1/Taller

In[ ]:= LoadModel["SM.fr", "HWW.fr"]

Merging model-files...
This model implementation was created by
jadi
Model Version: 1.0
-----
For more information, type ModelInformation[].

- Loading particle classes.
- Loading gauge group classes.
- Loading parameter classes.

Model ACOPLAMIENDO H->W+W- EXT loaded.
    
```

Figura 5.1: Carga de la paquetería de FeynRules en Mathematica

En la figura 5.1 vemos los comandos para llamar a la paquetería de FeynRules, para posteriormente cargar los archivos .fr del Modelo Estándar y del acoplamiento HWW, el comando **LoadModel** es con el que llamaremos a los modelos necesarios, SM.fr es el archivo que contiene todos los campos, parámetros y acoplamiento del modelo estándar viene incluido con la instalación de FEYNARTS.

```

LHWW1 =
(gw MW) (1 / (2 MW MW))
(bw H FS[Wbar, mu, nu] × FS[W, mu, nu] + cw H Wbar[mu] × del[FS[W, mu, nu], nu] +
  bw t H FS[Wbar, mu, nu].Eps[mu, nu, alpha, Beta].FS[W, alpha, Beta] / 2)

1/2 gW (bw H (-∂nu[Wmu] + ∂mu[Wnu]) (-∂nu[Wmu] + ∂mu[Wnu]) +
  1/2 bwt H (-∂nu[Wmu] + ∂mu[Wnu]) · ∈mu,nu,alpha,Beta · (-∂Beta[Walpha] + ∂alpha[Wbeta]) + cw H (-∂nu[∂nu[Wmu]] + ∂nu[∂mu[Wnu]]) Wnu)

LHWW2 =
(gw MW) (1 / (2 MW MW))
(bw H FS[W, mu, nu] × FS[Wbar, mu, nu] + cw H W[mu] × del[FS[Wbar, mu, nu], nu] +
  bw t H FS[W, mu, nu].Eps[mu, nu, alpha, Beta].FS[Wbar, alpha, Beta] / 2)
    
```

Figura 5.2: Introducción del lagrangiano en lenguaje de FeynRules y Mathematica

En la figura 5.2 se denota como **LHWW1** y **LHWW2** las partes  $L^{HW^\dagger W}$  y  $L^{HWW^\dagger}$  respectivamente.

Calculo de los decaimientos  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+ L W^- L}$  y  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^- R W^+ R}$   
5.3 Implementación en FeynRules

---

FeynmanRules[LHWW1 + LHWW2]

Starting Feynman rule calculation.

Expanding the Lagrangian...

Collecting the different structures that enter the vertex.

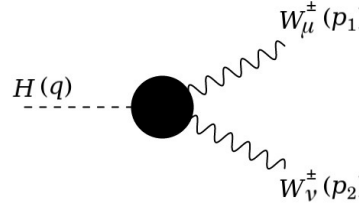
1 possible non-zero vertices have been found -> starting the computation: 1 / 1.

1 vertex obtained.

$$\left\{ \left\{ \{H, 1\}, \{W, 2\}, \{W^l, 3\} \right\}, -\frac{i \text{cw} e p_2^{\mu_2} p_2^{\mu_3}}{2 M_W S_W} - \frac{i \text{bwt} e \epsilon_{\mu_2, \mu_3, \mu_1, \mu_2} p_2^{\mu_2} p_3^{\mu_1}}{M_W S_W} + \frac{i \text{bwt} e \epsilon_{\mu_2, \mu_3, \mu_1, \mu_2} p_2^{\mu_1} p_3^{\mu_2}}{M_W S_W} + \frac{2 i \text{bw} e p_2^{\mu_3} p_3^{\mu_2}}{M_W S_W} - \frac{i \text{cw} e p_3^{\mu_2} p_3^{\mu_3}}{2 M_W S_W} + \frac{i \text{cw} e \eta_{\mu_2, \mu_3} p_2 \cdot p_2}{2 M_W S_W} - \frac{2 i \text{bw} e \eta_{\mu_2, \mu_3} p_2 \cdot p_3}{M_W S_W} + \frac{i \text{cw} e \eta_{\mu_2, \mu_3} p_3 \cdot p_3}{2 M_W S_W} \right\} \right\}$$

Figura 5.3: Calculo de la regla de Feynman para el vértice  $HW^+W^-$  [?]

En la figura 5.3 le pedimos a FEYNRULES que nos calcule la regla de Feynman correspondiente al Lagrangiano del modelo  $HW^+W^-$ , se observa claramente la dependencia de los parámetros complejos que introducimos. La regla de Feynman de la figura 5.3 también puede escribirse como:



$$= igmw \Gamma_{\mu\nu}^{W^+W^+H}(p_1^2, p_2^2, q^2)$$

Figura 5.4: Nomenclatura para el acoplamiento  $HW^+W^-$ , y la función  $\Gamma_{\mu\nu}^{HW^+W^+}$  del vertice.[12]

Donde la función vértice  $\Gamma_{\mu\nu}^{HW^+W^-}(p_1^2, p_2^2, q^2)$  es

$$\Gamma_{\mu\nu}^{HW^+W^-}(p_1^2, p_2^2, q^2) = h_1(p_1^2, p_2^2, q^2)g_{\mu\nu} + \frac{h_2(p_1^2, p_2^2, q^2)}{m_W^2} p_{1\mu} p_{2\nu} + \frac{h_3(p_1^2, p_2^2, q^2)}{m_W^2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p_1^\alpha p_2^\beta \quad (5.9)$$

y los términos  $h_i$  se relacionan con los parámetros complejos  $\hat{b}_W, \hat{d}_W, \tilde{b}_W$  del Lagrangiano de la siguiente manera:

$$h_1(p_1, p_2, q^2) = 1 + a_W - \hat{b}_W \frac{q^2 - p_1^2 - p_2^2}{m_W^2} + \frac{\hat{d}_W}{2} \frac{p_1^2 + p_2^2}{m_W^2} \quad (5.10)$$

$$h_2(p_1^2, p_2^2, q^2) = \pm 2\hat{b}_W \quad (5.11)$$

$$h_3(p_1^2, p_2^2, q^2) = \pm 2\tilde{b}_W \quad (5.12)$$

## 5.4. Implementación en FeynArts y calculo de amplitudes.

Ahora que tenemos definido el modelo también es conveniente usar la paquetería de FEYNARTS para generar los diagramas a nivel de árbol del proceso, y a partir de este calcular la amplitud y el ancho de decaimiento para  $H^* \rightarrow W^+ W^-$ ,

```
WriteFeynArtsOutput[LSM + LHWW1 + LHWW2, Output -> "ModelOHWWWW", CouplingRename -> False];
- - - FeynRules interface to FeynArts - - -
      C. Degrande C. Duhr, 2013
      Counterterms: B. Fuks, 2012
      Calculating Feynman rules for L1
      Starting Feynman rules calculation for L1.
```

Figura 5.5: Comando para exportar el modelo a FeynArts

Para decirle a FEYNARTS que es lo que queremos tenemos que especificar de cuantos cuerpos es el diagrama, y cuales son los campos que lo componen, en este modelo podemos llamar a todos los procesos permitidos por el SM, pero solo nos interesa  $H^* \rightarrow W^+ W^-$ , y a partir de este calcular la amplitud y el ancho de decaimiento, para esto se denota de la siguiente manera:

```
Arbol = InsertFields[CreateTopologies[0, 1 -> 2, ExcludeTopologies -> {Reducible}],
  {S[1]} -> {V[3], -V[3]}, InsertionLevel -> {Classes}, Model -> {"ModelOHWWWW"},
  GenericModel -> {"ModelOHWWWW"}];
Paint[Arbol, ColumnsXRows -> {1, 1}, Numbering -> Simple, SheetHeader -> None, ImageSize -> {512, 256}];
```

Figura 5.6: Comando para generar el proceso  $H^* \rightarrow W^+ W^-$  [?]

En la figura 5.6 se denotan como S[1], al campo correspondiente al boson de Higgs, al campo del  $W^+$  como V[3] y su anti-partícula  $W^-$  como -V[3], esto nos genera el siguiente diagrama:

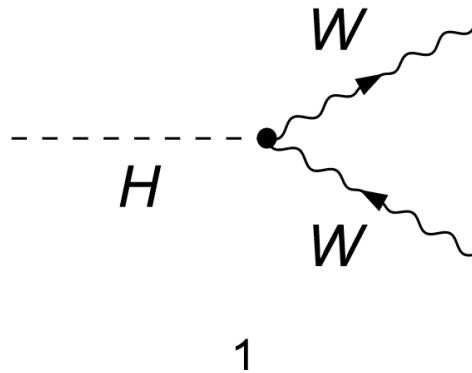


Figura 5.7: Diagrama a nivel de árbol para  $H^* \rightarrow W^+ W^-$  generado por FeynArts

**Calculo de los decaimientos  $\Gamma_{H^* \rightarrow W+LW-L}$  y  $\Gamma_{H^* \rightarrow W-RW+R}$ .**  
5.4 Implementación en FeynArts y calculo de amplitudes.

---

Que como ya vimos en la sección 5.4 este vértice corresponde a la expresión:

$$= igm_W \Gamma_{\mu\nu}^{HW^+W^-}(p_1^2, p_2^2, q^2) \quad (5.13)$$

después con el comando **CreateFeynAmp**[ ] obtenemos la amplitud correspondiente a este vértice:

$$M = -i\varepsilon^{*\mu}(p_1)\varepsilon^{*\nu}(p_2) \left( -\frac{2ib_W e g^{\mu\nu} p_1 * p_1}{s_w m_W} + \frac{2ib_W e p_1^\nu p_2^\mu}{s_w m_W} \right. \quad (5.14)$$

$$+ \frac{2ib_W e \varepsilon^{p_1 p_2 \mu\nu}}{s_w m_W} + \frac{id_W e p_1^2 g^{\mu\nu}}{2s_w m_W} + \frac{id_W e p_2^2 g^{\mu\nu}}{2s_w m_W}$$

$$\left. - \frac{id_W e p_1^\mu p_1^\nu}{2s_w m_W} - \frac{id_W e p_2^\mu p_2^\nu}{2s_w m_W} + \frac{ie^2 v g^{\mu\nu}}{2s_w^2} \right)$$

Y su complejo conjugado.

$$M^* = i\varepsilon^\mu(p_1)\varepsilon^\nu(p_2) \left( \frac{2ib_W e g^{\mu 1 \nu 1} p_1 * p_1}{s_w m_W} - \frac{2ib_W e p_1^\nu p_1^{\mu 1}}{s_w m_W} \right. \quad (5.15)$$

$$- \frac{2ib_W e \varepsilon^{p_1 p_2 \mu 1 \nu 1}}{s_w m_W} - \frac{id_W e p_1^2 g^{\mu 1 \nu 1}}{2s_w m_W} - \frac{id_W e p_2^2 g^{\mu 1 \nu 1}}{2s_w m_W}$$

$$\left. + \frac{id_W e p_1^\mu p_1^\nu g^{\mu\nu}}{2s_w m_W} + \frac{id_W e p_2^\mu p_2^\nu g^{\mu\nu}}{2s_w m_W} - \frac{ie^2 v g^{\mu\nu}}{2s_w^2} \right)$$

Ahora para este proceso las relaciones cinemáticas son las siguientes, con cuadri-momento entrante  $Q$  , y cuadri-momentos salientes  $p_1$  y  $p_2$ .

$$Q = p_1 + p_2 \quad (5.16)$$

$$Q^2 = p_1^2 + 2p_1 \cdot p_2 + p_2^2 \quad (5.17)$$

$$\frac{Q^2 - p_1^2 - p_2^2}{2} = p_1 \cdot p_2 \quad (5.18)$$

Donde los cuadri-momentos al cuadrado salientes son iguales a la masa del bosón  $W$  por lo que la relación queda:

$$\frac{Q^2 - 2m_W^2}{2} = p_1 \cdot p_2 \quad (5.19)$$

Usando la ecuación 5.19 en 5.14 y 5.15 la amplitud al cuadrado queda.

$$M^2 = \frac{1}{16s_w^2 m_W^2} e^2 \left( -4Q^2 m_W^2 \left( 8\hat{b}_W^2 + 6\hat{b}_W(\hat{d}_W + 1) + 8\tilde{b}_W^2 + (\hat{d}_W + 2)^2 \right) \right. \quad (5.20)$$

$$\left. + Q^4 \left( 8\hat{b}_W^2 + 8\tilde{b}_W^2 + (\hat{d}_W + 2)^2 \right) + 12(2\hat{b}_W + \hat{d}_W + 2)^2 m_W^4 \right)$$

Ahora para calcular el ancho de decaimiento Usamos la siguiente ecuación conocida [7]:

$$\Gamma = \frac{S |p|}{8\pi m_1^2} |M^2|$$

Como nuestro proceso es de 1 cuerpo decayendo en 2 cuerpos distinguibles uno de otro  $S = 1$  y haciendo  $e = g s_W$  finalmente el ancho de decaimiento queda:

$$\Gamma_{H^* \rightarrow W+W-} = \frac{g^2 \sqrt{Q^4 - 4m_W^2 Q^2}}{16\pi Q^6} |M^2| \quad (5.21)$$

Ahora para las ecuaciones 5.8, 5.9 y 5.9 se define

$$h_i = Re[h_i] + iIm[h_i] \quad (5.22)$$

Al estar  $h_i$  en términos de los parámetros  $\hat{b}_z, \hat{d}_z$  y  $\tilde{b}_z$  podemos expandir la amplitud  $M^2$ , y finalmente decaimiento queda

$$\begin{aligned} \Gamma_{H \rightarrow W+W-} = & \frac{g^2 \sqrt{Q^4 - 4m_W^2 Q^2}}{256m_W \pi Q^3} \left\{ 4Q^6 m_W^2 \left( (Im[h_1] - 2Im[h_2])Im[h_2] + (Re[h_1] - 2Re[h_2])Re[h_2] \right) \right. \\ & + 4Q^4 m_W^4 \left( 2(2Im[h_2]^2 + Im[h_3]^2 + 2Re[h_2]^2 + Re[h_3]^2) + Im[h_1]^2 - 6Im[h_2]Im[h_1] \right. \\ & + Re[h_1]^2 - 6Re[h_1]Re[h_2] \left. \right) - 16Q^2 m_W^2 \left( 2(Im[h_3]^2 + Re[h_3]^2) + Im[h_1]^2 - 2Im[h_2]Im[h_1] \right. \\ & \left. \left. + Re[h_1]^2 - 2Re[h_1]Re[h_2] \right) + 48m_W^2 (Im[h_1]^2 + Re[h_1]^2) + Q^8 Im[h_2]^2 + Re[h_2]^2 \right\} \end{aligned} \quad (5.23)$$

Esto lo hacemos para poder observar las diferencias en los casos polarizados y también para verificar que es consistente con el resultado del artículo [11] donde vemos que solo difiere por algunas constantes con el caso  $HZZ$ , mientras que los términos imaginarios y reales al interior del paréntesis son iguales al artículo [11], con esto podemos decir que para los casos polarizados las amplitudes en nuestro modelo estarán dadas por:

$$\begin{aligned} M_{LL}^2 = & k \frac{1}{4m_W^4} \left( 4m_W^2 \sqrt{Q^4 - 4Q^2 m_Z^2} (Re[h_1]Im[h_3] - Im[h_1]Re[h_3]) \right. \\ & \left. + Q^2 (Q^2 - 4m_W^2) (Re[h_3]^2 + Im[h_3]^2) + 4m_W^2 (Re[h_1]^2 + Im[h_1]^2) \right) \end{aligned} \quad (5.24)$$

$$\begin{aligned} M_{RR}^2 = & k \frac{1}{4m_W^4} \left( 4m_W^2 \sqrt{Q^4 - 4Q^2 m_Z^2} (-Re[h_1]Im[h_3] + Im[h_1]Re[h_3]) \right. \\ & \left. + Q^2 (Q^2 - 4m_W^2) (Re[h_3]^2 + Im[h_3]^2) + 4m_W^2 (Re[h_1]^2 + Im[h_1]^2) \right) \end{aligned} \quad (5.25)$$

Donde  $k$  incluye a las constante por las que difieren los caso  $M_L, M_R$  de [11], esta constante no es determinada en este trabajo, pero como mencionamos las partes reales e imaginarias de nuestro caso coinciden con con las de [11], y son esas partes las que son de nuestro interés, esto se debe a la diferencia de signos que hay en los términos  $(Re[h_1]Im[h_3] - Im[h_1]Re[h_3])$  de  $M_{LL}$  y  $(-Re[h_1]Im[h_3] + Im[h_1]Re[h_3])$  de  $M_{RR}$  proveniente del factor  $h_3$ , esto nos permite definir la asimetría  $A_{LR}$  para los decaimientos parciales  $\Gamma_{H^* \rightarrow W_L^+ + W_L^-}, \Gamma_{H^* \rightarrow W_R^+ + W_R^-}$  como :

$$A_{LR} = \frac{\Gamma_{H^* \rightarrow W_L^+ + W_L^-} - \Gamma_{H^* \rightarrow W_R^+ + W_R^-}}{\Gamma_{H^* \rightarrow W_L^+ + W_L^-} + \Gamma_{H^* \rightarrow W_R^+ + W_R^-}} \quad (5.26)$$

Ahora como prueba preliminar haciendo los parámetros  $Re[h_1] = 1, Re[h_{2,3}] = Im[h_{1,2,3}] = 0$  es decir  $\hat{b}_W = \hat{d}_W = \tilde{b}_W = 0$ , lo que significa que volvemos al Modelo Estándar, la amplitud total para el caso donde las constantes son 0 queda:

$$M_{caso0}^2 = \frac{e^2(48m_W^4 - 16m_W^2 Q^2 + 4Q^2)}{16m_W s_W^4} \quad (5.27)$$

y el ancho de decaimiento total para el caso 0 en nuestro modelo de extensión queda

$$\Gamma_{H^* \rightarrow W^+W^-}^{caso0} = \frac{g^2 \sqrt{Q^4 - 4m_W^2 Q^2}}{256m_W \pi Q^3} (48m_W^4 - 16m_W^2 + 4Q^4) \quad (5.28)$$

La expresión 5.28 nos serán de ayuda mas adelante para verificar que nuestros resultados sean consistentes con el Modelo Estándar, esto debido a que toda extensión del Modelo Estándar debe de tener como paso particular al modelo estándar original, en nuestro modelo esto sucede cuando  $\hat{b}_W, \hat{d}_W, \tilde{b}_W$  son iguales a 0

## 5.5. Implementación en Madgraph

```
j= WriteUFO[LSM + LHWW1 + LHWW2, Output -> "ModeloLHWWMMW"];
--- Universal FeynRules Output (UFO) v 1.1 ---
Starting Feynman rule calculation.
Expanding the Lagrangian...
Expanding the indices over 3 cores
Collecting the different structures that enter the vertex.
98 possible non-zero vertices have been found -> starting the computation: ■ / 98.
93 vertices obtained.
```

Figura 5.8: El modelo se exporta en formato UFO

En la figura 5.8 el modelo se exporta en formato UFO, (Universal Feynman Output), el cual como mencionamos puede ser llevado a softwares generadores de Monte Carlo para simular las colisiones y obtener diversas observables.

A partir del archivo UFO de nuestro modelo tenemos lo necesario para realizar la simulación de colisiones protón protón en madgraph, de FeynRules obtuvimos una carpeta que nombramos Modelo HWW la cual colocaremos dentro de la carpeta models de Madgraph.

Para realizar la simulación hay que darle valores a los parámetros  $\hat{b}_W, \hat{d}_W, \tilde{b}_W$ , se consideran los siguientes casos :

Tabla 5.1: Casos de valores para los parámetros complejos.

Parámetro	Caso 0	Caso 1	Caso 2
$\text{Re}[\hat{b}_W]$	0	0.001	0.001
$\text{Re}[\hat{d}_W]$	0	0.001	0.001
$\text{Re}[\tilde{b}_W]$	0	0.001	0.001
$\text{Im}[\hat{b}_W]$	0	0.003	0.003
$\text{Im}[\hat{d}_W]$	0	0.001	0.001
$\text{Im}[\tilde{b}_W]$	0	0.01	-0.001

Para que la simulación sea posible recordemos que en este caso el bosón de Higgs se encuentra Off-Shell, por lo que es necesario que su masa sea mayor igual que dos veces la masa del bosón  $W^\pm$ , aproximadamente  $160\text{GeV}$ , de esta manera va a ser posible que un bosón de Higgs produzca dos bosones  $W^\pm$  todo esto se lo indicaremos a Madgraph en la línea de comandos .

```

The following switches determine which programs are run:
/===== Description ===== values =====[=== other options ===\
1. Choose the shower/hadronization program | shower = OFF | Pythia8 |
2. Choose the detector simulation program | detector = OFF | Delphes |
3. Choose an analysis package (plot/convert) | analysis = OFF | MadAnalysis5 |
4. Decay onshell particles | madspin = OFF | ON|onshell|full |
5. Add weights to events for new hyp. | reweight = OFF | ON |
\=====/
Either type the switch number (1 to 5) to change its setting,
Set any switch explicitly (e.g. type 'shower=Pythia8' at the prompt)
Type 'help' for the list of all valid options
Type '0', 'auto', 'done' or just press enter when you are done.[66s to answer]
set MH scan:[l for i in range(184,230)]#MH,set ebeam1 7000,et ebeam2 7000
use 0
Do you want to edit a card (press enter to bypass editing)?
-----\
1. param : param_card.dat
2. run : run_card.dat
-----/
you can also
- enter the path to a valid card or banner.
- use the 'set' command to modify a parameter directly.
The set option works only for param_card and run_card.
Type 'help set' for more information on this command.
- call an external program (ASperGE/MadWidth/...).
Type 'help' for the list of available commands
[0, done, 1, param, 2, run, enter path][90s to answer]
set ebeam2 7000,et ebeam1 7000,set MH scan:[l for i in range(160,1300)]#MH

```

Figura 5.9: Línea de Comando de Madgraph

Antes de iniciar la simulación de más de 1000 eventos que tomara bastante tiempo de cómputo tenemos que verificar si nuestro modelo funciona correctamente, generaremos el caso 0 para el proceso  $H^* \rightarrow W^+W^-$  llamando a nuestro modelo, y también llamando al Modelo Estándar que viene por default en madgraph, estos resultados generados en este simulador de Monte Carlo serán comparados entre sí y también con la ecuación obtenida de 5.28, esto se hará para unos cuantos valores de  $160\text{ GeV}$  a  $300\text{GeV}$ , para la masa del Bosón de Higgs ( $Q$ ).

## 5.6. Gráficas del decaimiento $H^* \rightarrow W^+W^-$

En esta sección se presentan las gráficas obtenidas a partir de la expresión analítica y a partir de los datos obtenidos mediante Madgraph, estos datos guardados en formato .txt fueron graficados en Python. Se realizaron simulaciones desde una masa para el boson de Higgs de 160 a 300 Gev para verificar el ancho de decaimiento total en el caso 0 de nuestro modelo y compararlos con lo obtenido mediante el Modelo Estándar que viene por default en Madgraph y con la expresión 5.29 para el proceso  $H^* \rightarrow W^+W^-$ , las simulaciones se hicieron con energía en el centro de masa de 14 TeV.

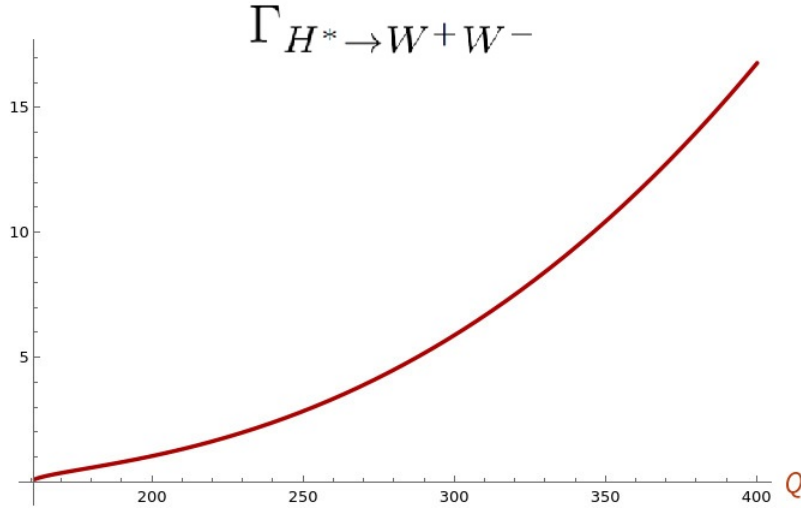


Figura 5.10: Grafica  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+W^-}$  para  $Q$  de 160 a 400 para SM GeV

La figura 5.10 fue obtenida a partir de la expresión 5.27

$$\Gamma_{H^* \rightarrow W^+W^-}^{caso0} = \frac{g^2 \sqrt{Q^4 - 4m_W^2} Q^2}{256m_W \pi Q^3} (48m_W^4 - 16m_W^2 + 4Q^4)$$

Esta gráfica obtenida analíticamente, nos dice como se va a comportar nuestro modelo cuando los parámetros complejos se hacen 0, es decir debería de representar el decaimiento  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+W^-}$  en el Modelo Estándar.

Calculo de los decaimientos  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+ W^-}$  y  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^- W^+}$ .  
 5.6 Gráficas del decaimiento  $H^* \rightarrow W^+ W^-$

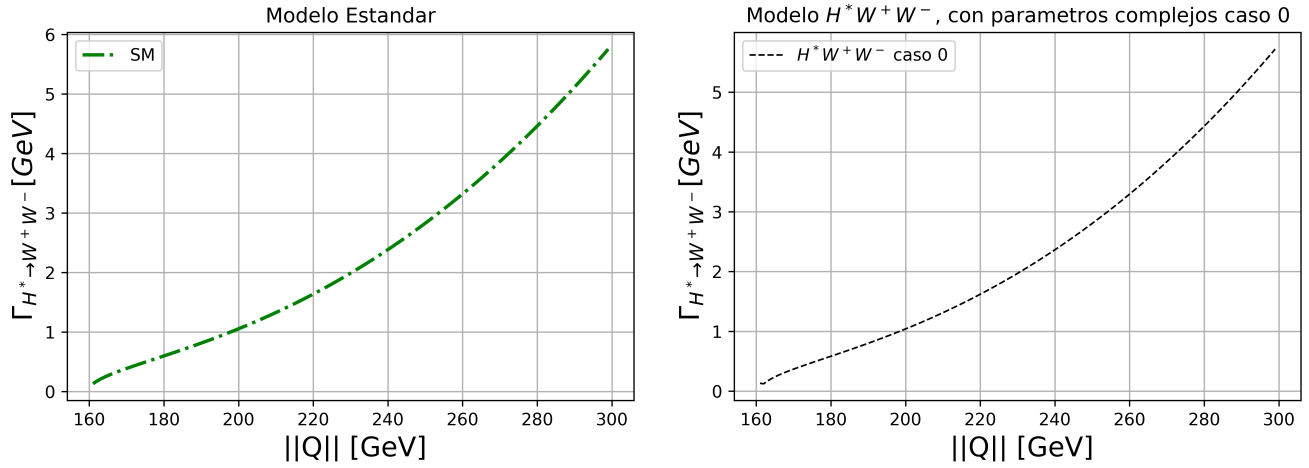


Figura 5.11: Grafica  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+ W^-}$  para  $Q$  de 160 300 GeV, se muestran los casos de la funcion 5.37, y las simulaciones para SM y  $H^* W^+ W^-$ .

En la figura 5.11 se observa que en ambos casos tanto el Modelo Estándar que viene por default como nuestro caso 0 son prácticamente iguales, también evaluando la ecuacion obtenida de 5.28 nos devuelve valores muy similares a continuación se muestra una tabla con unos cuantos valores para cada valor de masa del boson de Higgs  $Q$ .

Tabla 5.2: Ancho de decaimiento total para  $H^* \rightarrow W^+ W^-$ .

Masa $Q$ [Gev]	Funcion 5.29[Gev]	Modelo Estandar[Gev]	caso 0 modelo de extension [Gev]
161	0.12394	0.13101	0.13135
162	0.12836	0.12394	0.12436
163	0.173413	0.17011	0.17436
164	0.209839	0.20706	0.20955
165	0.241634	0.23917	0.24042
166	0.270493	0.26825	0.27154
167	0.297325	0.29523	0.29474
168	0.322685	0.32071	0.31954
169	0.34694	0.34505	0.34329
170	0.370354	0.36853	0.36625

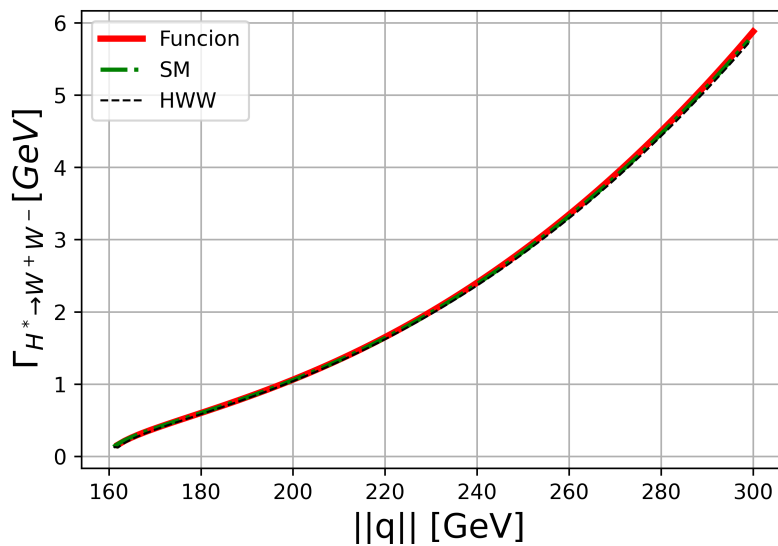


Figura 5.12: Gráfica  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+ W^-}$  para  $Q$  de 160 300 GeV, se muestran los casos de la función dada por 5.27, y las simulaciones para SM y HWW con parámetros complejos caso 0

En la figura 5.12 se evalúan los tres casos en el mismo gráfico que junto con la tabla 5.2 observamos mínimas diferencias, estas diferencias se explican a como cada modelo definió sus constantes al interior del código, cosas como las masas, constantes de estructura etc, que difieren solo en unos cuantos decimales. Esto valida nuestro modelo ya que presenta resultados validos también para el caso 0 por lo que podemos continuar implementando las simulaciones.

## 5.7. Gráficas del decaimiento $H^* \rightarrow W_L^+ W_L^-$ y $H^* \rightarrow W_R^+ W_R^-$ , para los casos de nueva física y para el caso del Modelo Estándar

Se generaran para  $H \rightarrow W_L^+ W_L^-$  y  $H \rightarrow W_R^+ W_R^-$ , es decir generaremos tanto la parte izquierda como la derecha de este proceso (los casos polarizados), esto para poder observar la asimetría izquierda derecha dada en la ecuación 5.27, a continuación se muestran las gráficas de los decaimientos parciales  $\Gamma_{H^* \rightarrow W_L^+ W_L^-}$  y  $\Gamma_{H^* \rightarrow W_R^+ W_R^-}$  para los casos 1 y 2 y el caso 0 que esta denotado como SM.

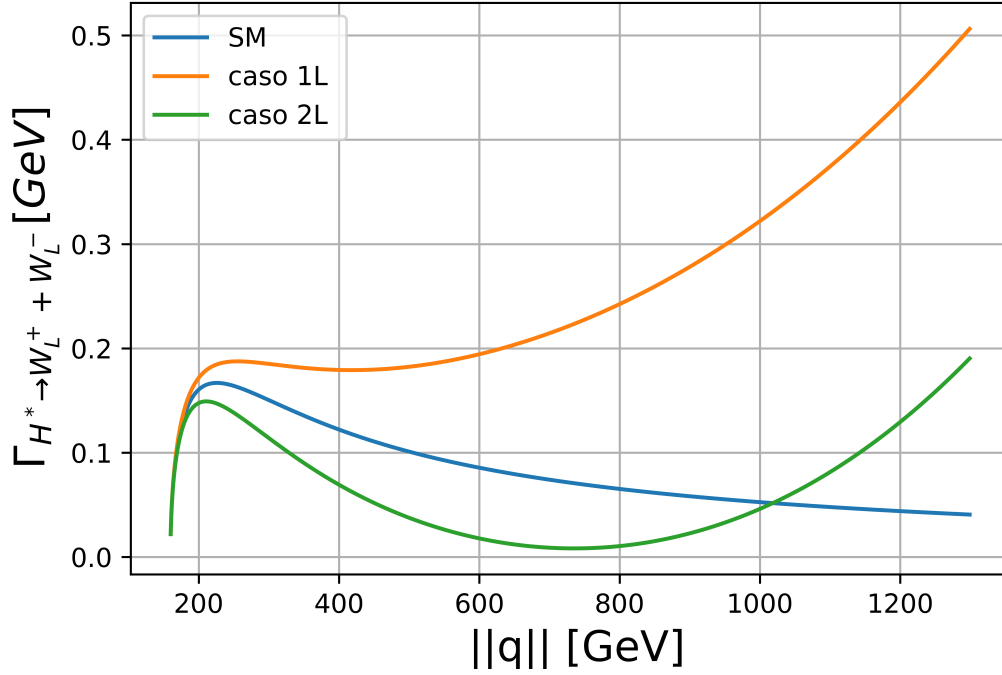


Figura 5.13: Gráfica  $\Gamma_{H^* \rightarrow W_L^+ W_L^-}$  para  $Q$  de 160 a 1300 GeV

Calculo de los decaimientos  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+ W^-}$  y  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^- W^+}$ .

5.7 Gráficas del decaimiento  $H^* \rightarrow W_L^+ W_L^-$  y  $H^* \rightarrow W_R^+ W_R^-$ , para los casos de nueva física y para el caso del Modelo Estándar

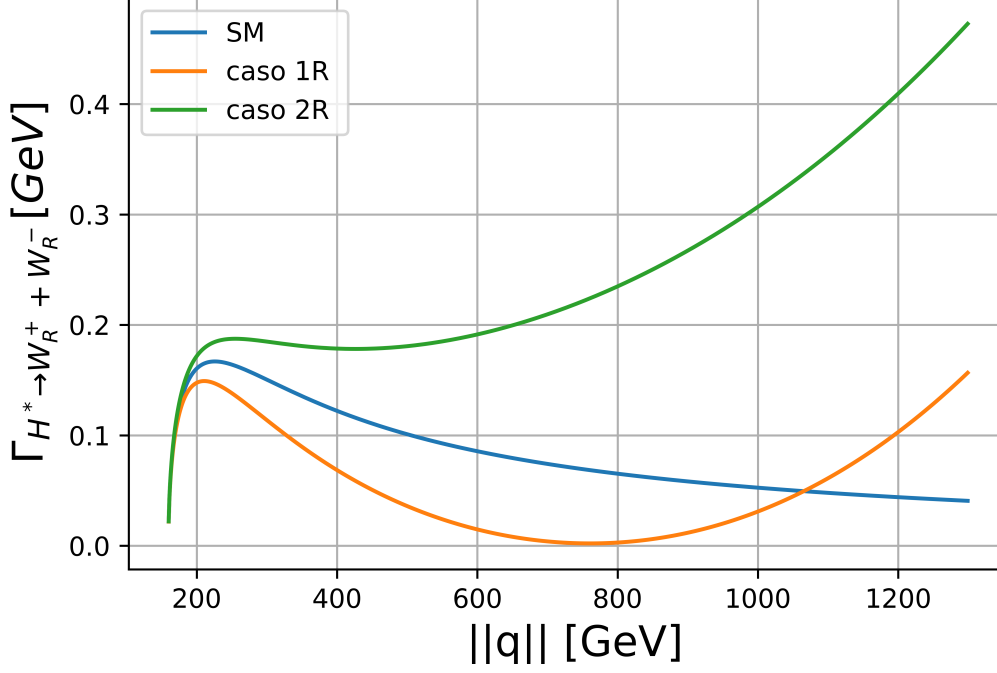


Figura 5.14: Gráfica  $\Gamma_{H^* \rightarrow W_R^+ W_R^-}$  para  $Q$  de 160 a 1300 GeV

En la figura 5.13 y 5.14 se observa como a mayores energías la desviación es mayor retomemos por ejemplo la ecuación 5.32

$$M_L^2 = k \frac{1}{4m_W^4} \left( 4m_W^2 \sqrt{Q^4 - 4Q^2 m_Z^2} (Re[h_1] Im[h_3] - Im[h_1] Re[h_3]) \right. \\ \left. + Q^2 (Q^2 - 4m_W^2) (Re[h_3]^2 + Im[h_3]^2) + 4m_W^2 (Re[h_1]^2 + Im[h_1]^2) \right)$$

del termino  $Q^2(Q^2 - 4m_W^2)(Re[h_3]^2 + Im[h_3]^2)$  nos podemos dar cuenta como a mayores energías de  $Q$  la contribución del factor  $h_3 = \pm \tilde{b}_W$  se vuelve mas importante.

Calculo de los decaimientos  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+ W^-}$  y  $\Gamma_{H^* \rightarrow W^+ W^+}$

5.7 Gráficas del decaimiento  $H^* \rightarrow W_L^+ W_L^-$  y  $H^* \rightarrow W_R^+ W_R^-$ , para los casos de nueva física y para el caso del Modelo Estándar

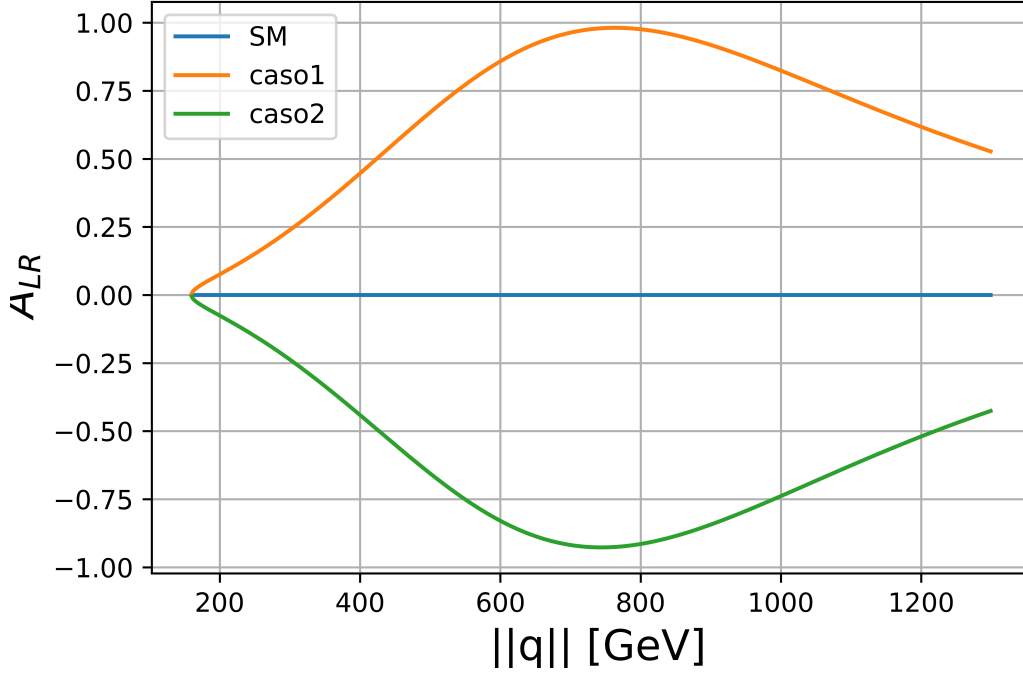


Figura 5.15: Gráfica  $\Gamma_{H^* \rightarrow W_R^+ W_R^-}$  para  $Q$  de 160 a 1300 GeV

En la figura 5.15 observamos el comportamiento de la asimetría izquierda derecha  $A_{LR}$

$$A_{LR} = \frac{\Gamma_{H^* \rightarrow W_L^+ W_L^-} - \Gamma_{H^* \rightarrow W_R^+ W_R^-}}{\Gamma_{H^* \rightarrow W_L^+ W_L^-} + \Gamma_{H^* \rightarrow W_R^+ W_R^-}}$$

Como era de esperarse es 0 para el caso del Modelo Estándar, el caso 1 es la que presenta una curva mas pronunciada llegando a acercarse bastante a 1,00, mientras que el caso 2 la curva es negativa, estos comportamientos se deben a que para el caso 1 el parámetro  $Im\tilde{b}_W$  es positiva de ahí el comportamiento positivo comparado con el caso 2 donde es negativo, también la diferencia del valor que puede llegar a alcanzar se debe a que el valor absoluto de  $Im\tilde{b}_W$  es mayor en el caso 1 (0.01) que en el caso 2 (0.001).



# Capítulo 6

## Conclusiones

En este trabajo se estudio el proceso  $\Gamma_{H^*W^+W^-}$ , en donde nos interesamos principalmente en las polarizaciones izquierda y derecha de los bosones W y los efectos de nueva física provenientes de los acoplamientos complejos anómalos. Se usaron diversas paqueterías de Mathematica como Feynrules FeynCalc y FeynArts para hacer cálculos analíticos e introducir los acoplamientos anómalos del vértice  $H^*W^+W^-$  a Madgraph el cual es un generador Monte Carlo, en donde simulamos nuestros decaimientos. Para comprobar que nuestro modelo es correcto se compararon los resultados numéricos obtenidos con nuestra implementación en madgraph, con el modelo que trae por default. Adicionalmente evaluamos numéricamente nuestro resultado analítico y encontramos que por los tres métodos se obtienen resultados similares.

Se encontró que los anchos de decaimiento parciales para las las polarizaciones derecha e izquierda son sensibles a las partes imaginarias de los acoplamientos anómalos y a contribuciones relacionadas con violación de CP, lo cual se puede observar en las figuras 5.13 y 5.14, en donde se observa una desviación para dos casos de nueva física con respecto a lo que predice el Modelo Estándar, vemos que a mayores energías la desviación es mas evidente. Además, se encuentra que la polarización izquierda y derecha se comportan de forma contraria para cada caso. Dicho comportamiento puede ser descrito por la asimetría izquierda derecha  $A_{LR}$  definida en 5.26, la cual se puede observar en la diferencia que hay en la figura 5.15. Es importante mencionar que en modelo estándar la asimetría es 0, ya que el proceso para polarizaciones izquierdas y derechas es indistinguible.

Este trabajo ha presentado una manera de aproximarse a los modelos de extensión, que como mencionamos es un área de exploración en búsqueda de nueva física, las mediciones recientes de la colaboración CMS donde reportan los datos para el acoplamiento  $H^*ZZ$  demuestra la importancia de la exploración de estos nuevos modelos, en el caso del acoplamiento  $H^*W^+W^-$  se espera que los datos lleguen pronto, por lo que la propuesta en este trabajo puede llegar a ser de interés para poder explicar las desviaciones que se puedan llegar a observar en el LHC.



# Bibliografía

- [1] I. J. A. A. J. Hey, “Gauge theories of the strong, weak, and electromagnetic interactions.”
- [2] W. J. B. E. K. H. H. Weidenmüller, M. Hjorth-Jensen, N. R. A. L. Jones, U. H. Löhneysen, G. M. S. Longair, U. M. L. Mangano, S. J.-F. Pinton, F. J.-M. Raimond, F. A. Rubio, S. Sebastian, S. M. Salmhofer, and G. D. Sornette, “Lecture notes in physics volume 823 founding editors.”
- [3] A. Bettini, *Introduction to elementary particle physics*. Cambridge University Press, 2008.
- [4] M. S. Sozzi, “Discrete symmetries and cp violation.”
- [5] E. Board, B. H. New, Y. Barcelona, H. Kong, L. Milan, and P. Tokyo, “Lecture notes in physics.”
- [6] “Spontaneous symmetry breaking in the higgs mechanism,” 2012.
- [7] D. Griffiths, “Griffiths-introductiontoelementaryparticles,”
- [8] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, and B.-J. Fuks, “Feynrules 2.0-a complete toolbox for tree-level phenomenology program summary manuscript title: Feynrules 2.0-a complete toolbox for tree-level phenomenology,” 2014.
- [9] T. Hahn, “Feynarts 3.11 user’s guide.”
- [10] R. Mertig and F. O. CERN, “D r a f t \*\*\*draft\*\*\* guide to feyncalc 4.2,” 2002.
- [11] A. I. Hernández-Juárez, A. Fernández-Télez, and G. Tavares-Velasco, “A new evaluation of the hzz coupling: direct bounds on anomalous contributions and cp-violating effects via a new asymmetry.”
- [12] J. C. Romão, “Advanced quantum field theory,” 2015.