



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

DECAIMIENTO  $H \rightarrow Z\gamma$  CON VIOLACIÓN DE SIMETRÍA  
CP Y BOSONES Z INESTABLES

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

**Licenciatura en Física Aplicada**

PRESENTA:

**Diego Alexander Watko Zerecero**

DIRECTOR:

Alan Ignacio Hernández Juárez y Arturo Fernández Téllez



(Puebla, pue), noviembre, 2025



**Título:** Decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma$  con violación de simetría CP y bosones Z inestables  
**Estudiante:** Diego Alexander Watko Zerecero

## COMITÉ

---

Gilberto Tavares Velasco  
**Presidente**

---

Guillermo Tejeda Muñoz  
**Secretario**

---

Enrique Ramírez Flores  
**Vocal**

---

Humberto Antonio Salazar Ibargüen  
**Suplente**

---

Alan Ignacio Hernández Juárez y Arturo Fernández Téllez  
**Asesor**







# Agradecimientos

---

A Dios, por haber guiado cada paso de este camino y por darme la fortaleza necesaria para llegar hasta aquí. A mi madre, por su amor incondicional, por creer en mí incluso cuando yo dudaba, y por darme todo lo necesario para salir adelante. Este logro es tan suyo como mío porque sin ella, yo no estaría aquí ni habría llegado tan lejos. A mi familia, por el cariño, el apoyo y las enseñanzas que han marcado mi vida. Gracias por estar presentes en cada etapa y por impulsarme siempre a ser mejor.

A mis asesores, el Dr. Arturo Fernández Téllez y el Dr. Alan Ignacio Hernández Juárez, quienes me inspiraron para hacer este trabajo. Gracias por compartir conmigo su experiencia y por orientarme en cada etapa del desarrollo de esta tesis. A mi novia, por su apoyo, su comprensión y por estar a mi lado durante todo este proceso. Gracias por creer en mí y por caminar conmigo en este camino. A mis amigos, por su amistad, su compañía y su apoyo constante. Gracias por las conversaciones, los ánimos, las risas y por hacer de estos años una etapa más ligera y significativa. A todas las personas que, de una forma u otra, estuvieron presentes durante estos años: gracias por su apoyo, sus palabras y por haber formado parte de esta etapa tan importante de mi vida.



# Declaración de autenticidad

---

Por la presente declaro que, salvo cuando se haga referencia específica al trabajo de otras personas, el contenido de esta tesis es original y no se ha presentado total o parcialmente para su consideración para cualquier otro título o grado en esta o cualquier otra Universidad. Esta tesis es resultado de mi propio trabajo y no incluye nada que sea el resultado de algún trabajo realizado en colaboración, salvo que se indique específicamente en el texto.

Diego Alexander Watko Zerecero. (Puebla, pue), noviembre, 2025



# Resumen

---

Este trabajo presenta un estudio fenomenológico del decaimiento raro del bosón de Higgs  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ , un proceso que solo ocurre a nivel de lazo en el Modelo Estándar (SM) y que resulta especialmente sensible a interacciones de nueva física y a posibles fuentes de violación de CP. La violación de esta simetría es un tema clave, ya que podría explicar la asimetría observada entre materia y antimateria en el universo. Este trabajo se ve motivado por la intensidad de señal anómala  $\mu^{Z\gamma} = 2.2 \pm 0.7$  reportada por CMS y ATLAS, y para ello proponemos un Lagrangiano efectivo para el vértice  $HZ\gamma$  en el que incluimos un nuevo factor de forma  $h_3^{Z\gamma}$  asociado a violación de CP, ausente en el SM. A partir de este modelo se calculó la amplitud al cuadrado y el ancho de decaimiento  $\Gamma(H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma)$  considerando la factorización de los espacios fase de este decaimiento. Los resultados muestran que una contribución CP-violatoria en el vértice  $HZ\gamma$  puede modificar la tasa de decaimiento y reproducir el exceso observado por CMS y ATLAS, ofreciendo un marco para estudiar violaciones de CP en el sector del Higgs y su posible conexión con el origen de la asimetría del universo.



# Índice general

---

Índice de figuras	XI
Índice de tablas	XIII
<b>1. Física del Higgs en el Modelo Estándar</b>	<b>1</b>
1.1. Fundamentos del Modelo Estándar . . . . .	1
1.2. El Bosón de Higgs en el Modelo Estándar . . . . .	3
1.2.1. Contexto Histórico y Teórico . . . . .	3
1.2.2. El Descubrimiento Experimental y su Impacto . . . . .	3
1.2.3. Singularidad del Bosón de Higgs . . . . .	4
1.3. Ruptura Espontánea de Simetría . . . . .	4
1.4. Ruptura Espontánea de la Simetría Electro débil . . . . .	5
1.5. Producción y Decaimiento del Bosón de Higgs en el LHC . . . . .	6
1.5.1. Mecanismos de Producción . . . . .	7
1.5.2. Modos de Decaimiento . . . . .	8
1.5.3. Confirmación Experimental y Búsqueda de Nueva Física . . . . .	10
1.6. Simetrías Discretas y su Violación en Física de Partículas . . . . .	10
1.6.1. Simetría de Carga (C) . . . . .	11
1.6.2. Simetría de Paridad (P) . . . . .	11
1.6.3. Simetría CP . . . . .	11
1.6.4. Violación de simetría CP y sus Implicaciones . . . . .	11
1.6.5. Violación de CP en el Sector de Higgs . . . . .	12
<b>2. Antecedentes</b>	<b>13</b>
2.1. Contexto general y motivación . . . . .	13
2.2. Evidencia experimental del decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$ . . . . .	14
2.3. Marco Teórico para el Acoplamiento $HZ\gamma$ . . . . .	15
2.4. Estructura Tensorial y Simetría CP en el Vértice $HZ\gamma$ . . . . .	15
2.5. Factores de Forma $h_1^{Z\gamma}, h_2^{Z\gamma}, h_3^{Z\gamma}$ : Definición y Relevancia . . . . .	16
2.6. El canal $H \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ como Prueba Fenomenológica . . . . .	18
2.7. Comparación con el Canal $H^* \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ y su Relación con la Estructura del Vértice $HZ\gamma$ . . . . .	20

<b>3. Análisis teórico del canal <math>H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-</math></b>	<b>23</b>
3.1. Introducción general del procedimiento . . . . .	23
3.2. Lagrangiano efectivo y obtención de la función vértice . . . . .	24
3.2.1. Construcción del Lagrangiano $HZ\gamma$ y motivación fenomenológica	24
3.2.2. Implementación en FeynRules y generación de la función vértice .	26
3.3. Cálculo de la amplitud y obtención del módulo al cuadrado . . . . .	27
3.3.1. Definición cinemática y flujo de cálculo de la amplitud . . . . .	28
3.3.2. Expresión del módulo al cuadrado e identidades cinemáticas . . .	29
3.4. Derivación del ancho de decaimiento $H \rightarrow \ell^+\ell^-$ . . . . .	31
3.4.1. Aproximación de Ancho Estrecho (NWA) para los Propagadores de Breit-Wigner . . . . .	33
3.4.2. Factores de Forma . . . . .	34
3.5. Análisis por etapas del decaimiento $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$ . . . . .	35
3.5.1. Decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$ . . . . .	35
3.5.2. Decaimiento $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ . . . . .	36
<b>4. Resultados y análisis fenomenológico del decaimiento <math>H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-</math></b>	<b>39</b>
4.1. Validación de la factorización del ancho de decaimiento . . . . .	39
4.2. Límites de $\mu^{Z\gamma}$ y dominio permitido de $h_3^{Z\gamma}$ . . . . .	40
4.3. Comportamiento del ancho $\Gamma(H \rightarrow \ell^+\ell^-)$ en función de $h_3^{Z\gamma}$ . . . . .	42
<b>Conclusiones</b>	<b>45</b>
<b>A. Resultados Complementarios</b>	<b>47</b>
A.1. Derivaciones analíticas . . . . .	47
A.1.1. Demostración de la Ecuación 3.8 . . . . .	47
A.1.2. Demostración de la Ecuación 3.9 . . . . .	48
A.1.3. Demostración de la Ecuación 3.16 . . . . .	51
A.1.4. Demostración de la Ecuación 3.17 . . . . .	54

# Índice de figuras

---

1.1.	Diagrama esquemático de las partículas y fuerzas del Modelo Estándar.	2
1.2.	Potencial de Higgs con simetría rota . . . . .	5
1.3.	Modos de producción del bosón de Higgs . . . . .	8
1.4.	Canales de decaimiento del Higgs . . . . .	9
3.1.	Diagrama de Feynman para el decaimiento $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma$ . . . . .	24
3.2.	Cinemática del proceso $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ . . . . .	30
4.1.	<b>Dominio permitido de <math>h_3^{Z\gamma}</math>.</b> Región en el plano $\text{Re}[h_3^{Z\gamma}]-\text{Im}[h_3^{Z\gamma}]$ consistente con la cota sobre $ h_3^{Z\gamma} ^2$ (Ec. 4.4) obtenida del intervalo experimental de $\mu^{Z\gamma}$ al 95% de nivel de confianza [2]. Figura de elaboración propia en <i>Mathematica</i> . . . . .	41
4.2.	<b>Superficie de <math>\Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma)</math> (GeV).</b> Dependencia en $\text{Re}[h_3^{Z\gamma}]$ e $\text{Im}[h_3^{Z\gamma}]$ dentro de la región permitida por Sec. 4.2. La variación es aproximadamente cuadrática en $ h_3^{Z\gamma} $ y presenta un mínimo cercano a $h_3^{Z\gamma} = 0$ . . .	42
4.3.	<b>Cortes de <math>\Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma)</math> (GeV) para diferentes trayectorias Im–Re.</b> Curvas correspondientes a $\text{Im}[h_3^{Z\gamma}] = 0$ (negra), $\text{Im} = \text{Re}$ (naranja), $\text{Im} = 2\text{Re}$ (verde) y $\text{Im} = \frac{1}{2}\text{Re}$ (azul). Las líneas punteadas indican los valores extremos $\Gamma_{\text{mín}}$ y $\Gamma_{\text{máx}}$ derivados de $\mu_{\text{mín,máx}}^{Z\gamma}$ al 95% CL. . .	43



# Índice de tablas

---

1.1. Secciones eficaces de producción del Higgs a $\sqrt{s} = 13$ TeV para una masa $m_H = 125$ GeV [12]. . . . .	7
1.2. Razones de ramificación (BR) del Higgs para $m_H = 125$ GeV [13]. . . . .	9



# Física del Higgs en el Modelo Estándar

---

## 1.1. Fundamentos del Modelo Estándar

La física de partículas moderna busca describir los constituyentes fundamentales de la materia y las interacciones que rigen su comportamiento. El **Modelo Estándar (SM)** (ver Fig. 1.1) es la teoría cuántica de campos que describe tres de las cuatro fuerzas fundamentales conocidas —la interacción electromagnética, la débil y la fuerte—, así como todas las partículas elementales observadas hasta la fecha [13, 15].

### Fuerzas Fundamentales

Las fuerzas fundamentales son:

- **Gravedad:** aún no integrada al SM; descrita por la relatividad general.
- **Interacción electromagnética:** mediada por el fotón; actúa sobre partículas con carga eléctrica.
- **Interacción débil:** responsable del decaimiento beta; mediada por los bosones  $W^\pm$  y  $Z$ .
- **Interacción fuerte:** mantiene unidos protones y neutrones; mediada por gluones.

### Partículas Fundamentales

El SM incluye:

- **Fermiones:** materia. Incluye quarks y leptones, organizados en tres generaciones.
- **Bosones gauge:** mediadores de las interacciones. Incluyen el fotón ( $\gamma$ ), los gluones ( $g$ ), y los bosones débiles ( $W^\pm$ ,  $Z$ ).

- **Bosón de Higgs ( $H$ ):** partícula escalar responsable del mecanismo que da masa a bosones y fermiones.



Figura 1.1: Diagrama esquemático de las partículas y fuerzas del Modelo Estándar.

### Simetrías Gauge y Teorías de Campo

El SM está construido sobre simetrías gauge locales del grupo  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , que describe, respectivamente, las interacciones fuerte, débil y electromagnética. Estas simetrías determinan la forma de las interacciones entre campos y garantizan propiedades fundamentales como la conservación de la carga o la renormalización. [11].

Existen dos tipos principales:

- **Simetrías globales:** actúan uniformemente sobre todo el espacio-tiempo (por ejemplo, conservación del número leptónico).

- **Simetrías locales o gauge:** sus transformaciones dependen de la posición. Al exigir invariancia local se introducen naturalmente campos gauge, lo cual da origen a las interacciones fundamentales.

Según el teorema de Noether, a cada simetría continua corresponde una ley de conservación [22]. Las teorías gauge permiten que las partículas interactúen mediante el intercambio de bosones mediadores: gluones, fotones y los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ , cuya existencia surge naturalmente al imponer simetrías locales.

## 1.2. El Bosón de Higgs en el Modelo Estándar

El bosón de Higgs constituye una pieza fundamental dentro del Modelo Estándar, no solo por ser la manifestación observable del mecanismo que otorga masa a las partículas elementales, sino también por su íntima relación con las simetrías gauge y el fenómeno de la ruptura espontánea de simetría. En este marco teórico se abordarán los conceptos esenciales relacionados con la física del Higgs: la estructura de simetrías, la ruptura espontánea de simetría, el mecanismo de Higgs y su implementación dentro del Modelo Estándar. Estos elementos son clave para entender el origen de las masas de los bosones vectoriales y fermiones, así como la relevancia física del campo de Higgs.

### 1.2.1. Contexto Histórico y Teórico

El Modelo Estándar emergió a mediados del siglo XX como una teoría cuántica de campos que describe de manera unificada tres de las cuatro fuerzas fundamentales. A finales de la década de 1960, Sheldon Glashow, Steven Weinberg y Abdus Salam desarrollaron una formulación unificada de las interacciones electrodébiles mediante una teoría gauge basada en el grupo de simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  [9, 25, 26]. No obstante, este enfoque enfrentaba una dificultad: dotar de masa a los bosones mediadores de la interacción débil sin romper la invariancia gauge.

La solución a este problema fue propuesta de manera independiente por varios grupos en 1964, entre ellos Peter Higgs, François Englert y Robert Brout, así como Guralnik, Hagen y Kibble [7, 14, 19]. En su propuesta, introdujeron un campo escalar complejo con un potencial adecuado que permite una ruptura espontánea de la simetría, generando masas para los bosones gauge sin comprometer la renormalizabilidad de la teoría. Este mecanismo —hoy conocido como el mecanismo de Higgs— predice la existencia de una nueva partícula escalar: el bosón de Higgs.

### 1.2.2. El Descubrimiento Experimental y su Impacto

Durante casi cinco décadas, la existencia del bosón de Higgs fue una predicción teórica no verificada experimentalmente. Su búsqueda culminó con éxito en julio de 2012, cuando las colaboraciones ATLAS y CMS del Gran Colisionador de Hadrones (LHC)

anunciaron el descubrimiento de una nueva partícula con una masa de aproximadamente 125 GeV, cuyas propiedades eran consistentes con las del bosón de Higgs [4, 5]. Este hallazgo completó el espectro de partículas del Modelo Estándar y consolidó su validez como teoría de las interacciones fundamentales.

El descubrimiento del bosón de Higgs no solo confirmó el mecanismo que da masa a las partículas, sino que también abrió una nueva ventana hacia la física más allá del Modelo Estándar. Las mediciones de precisión de sus acoplamientos y modos de decaimiento se han convertido en una vía privilegiada para buscar desviaciones respecto a las predicciones teóricas y, por ende, para explorar señales de nueva física.

### 1.2.3. Singularidad del Bosón de Higgs

El bosón de Higgs es único en varios sentidos:

- Es el único **bosón escalar** del Modelo Estándar.
- No es mediador de una fuerza fundamental, sino una consecuencia del mecanismo de ruptura espontánea de simetría.
- Su acoplamiento con otras partículas es **proporcional a su masa**, lo que lo convierte en una herramienta ideal para explorar física de precisión.

## 1.3. Ruptura Espontánea de Simetría

En secciones anteriores se introdujeron las simetrías gauge, los grupos de simetría del Modelo Estándar y el papel fundamental que juega el teorema de Noether en la conservación de cantidades físicas. Ahora profundizaremos en un fenómeno esencial para entender cómo estas simetrías pueden dar lugar a partículas masivas sin ser explícitamente rotas a nivel de la lagrangiana.

El *ruptura espontánea de simetría* (RES) ocurre cuando la lagrangiana de un sistema conserva una simetría que no es respetada por su estado de mínima energía o *vacío*. En teorías de campo, el vacío no representa la ausencia de materia, sino un estado con estructura física definida, como ocurre con el campo de Higgs, cuyo valor esperado en el vacío es distinto de cero.

Cuando un potencial presenta múltiples mínimos equivalentes —es decir, vacíos degenerados—, la elección de uno de ellos por parte del sistema implica que se “rompe” la simetría original, aunque las leyes subyacentes sigan siendo invariantes. Esta ruptura espontánea permite, por ejemplo, que los campos originalmente sin masa se vuelvan masivos sin que la teoría pierda su consistencia cuántica ni su renormalizabilidad.

Un ejemplo paradigmático lo proporciona el potencial de un campo escalar complejo:

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.1)$$

donde  $\mu^2 < 0$  y  $0 < \lambda$ . Esta forma da lugar a un conjunto de mínimos de energía que forman una circunferencia en el espacio de configuraciones del campo, y se representa gráficamente como un *sombrero mexicano* (ver Fig. 1.2).

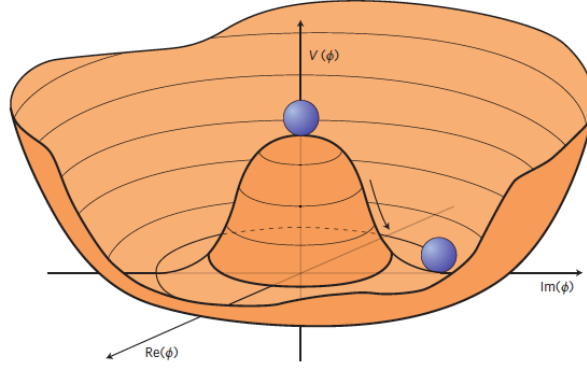


Figura 1.2: Potencial en forma de “sombrero mexicano” típico del mecanismo de Higgs. El sistema selecciona espontáneamente uno de los vacíos degenerados, rompiendo la simetría continua del potencial. Imagen adaptada de [8].

Al seleccionar un valor particular de ese mínimo, el campo escalar pierde la simetría de rotación original del potencial. Como resultado:

- Surgen modos de excitación sin masa (bosones de Goldstone), si la simetría es global.
- En teorías gauge, esos modos son absorbidos por los campos gauge, que adquieren masa (mecanismo de Higgs).

El ruptura espontánea de simetría es, por tanto, el mecanismo que subyace a la generación de masa para los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$  en el Modelo Estándar, mientras que el fotón permanece sin masa debido a que la simetría electromagnética  $U(1)_{EM}$  no se rompe.

## 1.4. Ruptura Espontánea de la Simetría Electrodébil

En el Modelo Estándar, las interacciones electrodébiles están descritas por una teoría gauge basada en el grupo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . No obstante, los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$  son masivos, mientras que el fotón permanece sin masa. Para resolver esta aparente contradicción con la invariancia gauge, se introduce el campo de Higgs como un doblete complejo:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

que transforma bajo  $SU(2)_L$  con hiper-carga  $Y = 1$ . Su potencial escalar es análogo al de la Eq. (1.1), con solución de vacío:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad \text{con } v \approx 246 \text{ GeV.} \quad (1.3)$$

Este valor induce la ruptura espontánea de la simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  hacia  $U(1)_{\text{EM}}$ . Como resultado:

- Tres de los cuatro grados de libertad del campo de Higgs son absorbidos por los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ , dándoles masa.
- El cuarto grado de libertad se manifiesta como una nueva partícula física: el bosón de Higgs.

La mezcla de los campos gauge  $W_\mu^3$  y  $B_\mu$  produce los campos físicos:

$$A_\mu = \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3, \quad (1.4)$$

$$Z_\mu = -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3, \quad (1.5)$$

donde el ángulo de Weinberg  $\theta_W$  está dado por:

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g}. \quad (1.6)$$

Las masas generadas para los bosones gauge son:

$$m_W = \frac{1}{2} g v, \quad (1.7)$$

$$m_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} v, \quad (1.8)$$

$$m_\gamma = 0, \quad (1.9)$$

lo cual concuerda con las observaciones experimentales [13] y valida el mecanismo de Higgs como componente esencial del Modelo Estándar.

## 1.5. Producción y Decaimiento del Bosón de Higgs en el LHC

Tras la ruptura espontánea de la simetría electro-débil, el bosón de Higgs adquiere acoplamientos proporcionales a la masa de las partículas del Modelo Estándar. Esta característica influye directamente tanto en su producción como en sus modos de decaimiento, los cuales se han estudiado extensamente desde su descubrimiento en el LHC.

### 1.5.1. Mecanismos de Producción

En el LHC, el Higgs se produce principalmente mediante colisiones protón-protón a altas energías. Los principales canales de producción son (ver Fig. 1.3):

- **Fusión de gluones** ( $gg \rightarrow H$ ): Es el canal dominante en el LHC, mediado por un lazo de quarks pesados (especialmente el top). Representa aproximadamente el 85–90 % de la producción total de Higgs.
- **Fusión de bosones vectoriales** (VBF:  $qq \rightarrow qqH$ ): El Higgs se produce por intercambio de bosones  $W$  o  $Z$  entre dos quarks, resultando en dos jets hacia adelante en el detector. Este canal es sensible a desviaciones en los acoplamientos del Higgs.
- **Producción asociada con bosones electrodébiles** ( $q\bar{q}' \rightarrow WH, ZH$ ): Aquí el Higgs se produce junto con un bosón vectorial, lo que permite su estudio en eventos con leptones cargados.
- **Producción asociada con quarks top** ( $gg \rightarrow t\bar{t}H$ ): Permite acceder directamente al acoplamiento del Higgs con el quark top, el más pesado del SM.

Cada uno de estos mecanismos ofrece información complementaria sobre los acoplamientos del Higgs y su posible desviación respecto al Modelo Estándar.

La probabilidad de que ocurra cada uno de estos procesos se cuantifica mediante la *sección eficaz* (cross section), una magnitud que representa el área efectiva que tiene una partícula para interactuar con otra. En la Tabla 1.1 se presentan los valores estimados de estas secciones eficaces a 13 TeV para una masa del Higgs de 125 GeV, extraídas del informe del LHC Higgs Cross Section Working Group [12].

Tabla 1.1: Secciones eficaces de producción del Higgs a  $\sqrt{s} = 13$  TeV para una masa  $m_H = 125$  GeV [12].

Mecanismo de Producción	Sección Eficaz [pb]
Fusión de gluones (ggF)	48.6
Fusión de bosones vectoriales (VBF)	3.78
Producción asociada con $W$ (WH)	1.37
Producción asociada con $Z$ (ZH)	0.88
Producción con $t\bar{t}$ (ttH)	0.51

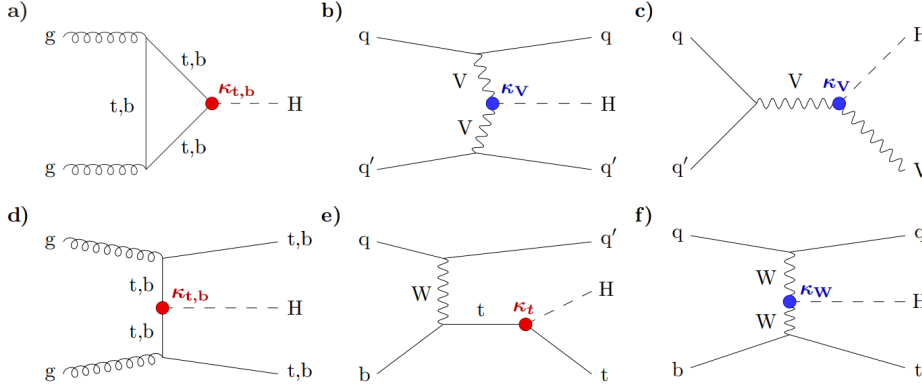


Figura 1.3: Principales mecanismos de producción del bosón de Higgs en el LHC: (a) fusión de gluones ( $ggH$ ), (b) fusión de bosones vectoriales (VBF), (c) producción asociada con un bosón vectorial  $W$  o  $Z$  ( $VH$ ), (d) producción asociada con pares de quarks pesados ( $t\bar{t}H$  o  $b\bar{b}H$ ), (e,f) producción asociada con un único quark top ( $tH$ ). Imagen adaptada de [1].

### 1.5.2. Modos de Decaimiento

Una vez producido, el bosón de Higgs puede decaer en diversos canales (ver Fig. 1.4), como vemos a continuación:

- $H \rightarrow b\bar{b}$ : Es el canal de decaimiento más frecuente (cerca del 58 % para  $m_H \approx 125$  GeV), pero difícil de identificar debido al fondo QCD.
- $H \rightarrow \gamma\gamma$ : Aunque su tasa de decaimiento es pequeña ( $\sim 0.2\%$ ), es un canal limpio con excelente resolución en masa, crucial para la identificación inicial del Higgs.
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  y  $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ : Permiten reconstrucciones completas del evento y se usan para estudiar el espín, la paridad y la estructura tensorial del acoplamiento Higgs-bosón vectorial.
- $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  y  $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ : Son importantes para examinar los acoplamientos del Higgs a leptones, especialmente a generaciones más ligeras.
- $H \rightarrow Z\gamma$ : Es un decaimiento raro y su detección experimental es desafiante, pero es sensible a correcciones en lazo de nueva física y a violaciones de simetrías discretas como CP.

La probabilidad de decaimiento se describe mediante la *razón de ramificación* (branching ratio, BR), que representa la fracción del total de decaimientos que ocurren por

un canal específico. En la Tabla 1.2 se muestran los valores estimados de BR para los principales canales de decaimiento del Higgs con masa de 125 GeV, extraídos del Particle Data Group [13].

Tabla 1.2: Razones de ramificación (BR) del Higgs para  $m_H = 125$  GeV [13].

Canal de Decaimiento	BR (%)
$H \rightarrow b\bar{b}$	58.0
$H \rightarrow WW^*$	21.0
$H \rightarrow gg$	8.6
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	6.3
$H \rightarrow c\bar{c}$	2.9
$H \rightarrow ZZ^*$	2.6
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.23
$H \rightarrow Z\gamma$	0.15
$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.02

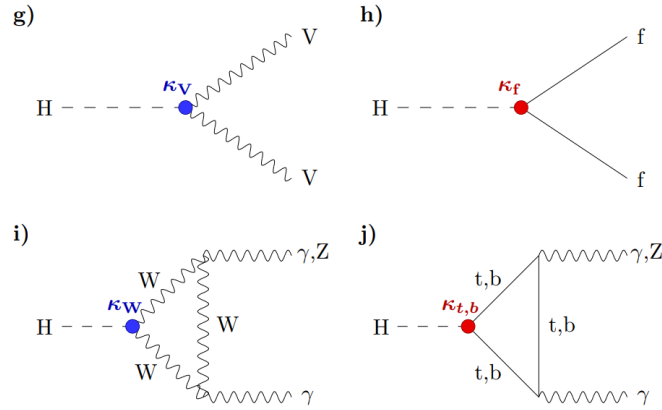


Figura 1.4: Principales canales de decaimiento del bosón de Higgs representados esquemáticamente: (g) decaimiento en pares de bosones vectoriales ( $W^+W^-$ ,  $ZZ$ ), (h) decaimiento en pares fermión-antifermión ( $b\bar{b}$ ,  $\tau^+\tau^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ), y (i, j) decaimientos en fotones o combinaciones  $Z\gamma$  inducidos por lazos de partículas pesadas. Imagen adaptada de [1].

La combinación de estudios sobre su producción y decaimiento ha permitido confirmar que el bosón de Higgs observado se comporta, dentro de los márgenes de error actuales, como lo predice el Modelo Estándar. Sin embargo, ciertas tasas de decaimiento, como  $H \rightarrow Z\gamma$ , aún presentan incertidumbres significativas, lo que deja margen para posibles desviaciones atribuibles a nueva física.

### 1.5.3. Confirmación Experimental y Búsqueda de Nueva Física

Desde su descubrimiento en 2012, las colaboraciones ATLAS y CMS han realizado mediciones precisas de las propiedades del bosón de Higgs. Los resultados obtenidos han confirmado que se trata de una partícula escalar con espín cero y paridad positiva, con acoplamientos consistentes con la predicción del Modelo Estándar.

Las secciones eficaces de producción y las razones de ramificación han sido determinadas con incertidumbres que rondan el 10–20 %, mostrando un excelente acuerdo con el SM [12]. Sin embargo, aún existen márgenes de incertidumbre en acoplamientos con fermiones ligeros, como el muón, y en modos de decaimiento poco frecuentes como  $H \rightarrow Z\gamma$ , lo que deja abierta la puerta para señales de nueva física.

Estos canales raros, al ser sensibles a efectos de interferencia y correcciones en lazos, son especialmente relevantes para explorar violaciones de simetrías como la simetría CP, lo cual será el tema de los próximos apartados.

## 1.6. Simetrías Discretas y su Violación en Física de Partículas

Además de las simetrías continuas asociadas a las interacciones fundamentales, existen simetrías *discretas* que también juegan un papel esencial en la formulación de las leyes físicas. Las más relevantes en física de partículas son la simetría de carga (**C**), la simetría de paridad (**P**) y la simetría temporal (**T**). Estas transformaciones modifican las propiedades internas o dinámicas de las partículas y su estudio ha revelado violaciones fundamentales que apuntan a física más allá del Modelo Estándar (SM). En particular, la violación de la simetría CP (combinación de C y P), representa un fenómeno de gran interés para la física de partículas y tiene profundas implicaciones en fenómenos cosmológicos como la asimetría materia-antimateria. En este contexto, el presente trabajo se centra en el estudio de canales sensibles a violación CP, en particular el proceso  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ .

Antes de abordar su manifestación en el sector de Higgs, repasamos brevemente la naturaleza de estas simetrías.

### 1.6.1. Simetría de Carga (C)

La transformación de carga C convierte una partícula en su antipartícula. Bajo esta operación, las cargas internas (como la eléctrica o el número leptónico) se invierten, mientras que propiedades como masa y espín permanecen invariantes. Por ejemplo, un electrón con carga negativa se transforma en un positrón con carga positiva.

Inicialmente se pensaba que las leyes fundamentales respetaban esta simetría. Sin embargo, se observó que las interacciones débiles violan C, por ejemplo, en ciertos decaimientos de mesones cargados [20, 27].

### 1.6.2. Simetría de Paridad (P)

La simetría P corresponde a una inversión espacial:  $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ . Físicamente equivale a observar el sistema reflejado en un espejo. Si una teoría es invariante bajo P, los procesos deben ocurrir de forma indistinguible bajo inversión espacial.

La violación de P fue descubierta experimentalmente en 1956 por Chien-Shiung Wu y colaboradores, al observar que el decaimiento beta del cobalto-60 mostraba una asimetría preferencial en la dirección de emisión de los electrones [27]. Este resultado revolucionó la comprensión de la interacción débil, al demostrar que viola completamente la simetría P.

### 1.6.3. Simetría CP

Dado que las simetrías C y P son violadas por separado en procesos débiles, se pensó que su combinación CP podría ser una simetría exacta. La transformación CP convierte una partícula en su antipartícula y luego invierte sus coordenadas espaciales.

Esta simetría fue considerada conservada hasta que, en 1964, Christenson, Cronin, Fitch y Turlay observaron una leve asimetría en el sistema de mesones  $K^0$ , lo que constituyó la primera evidencia de violación CP [3].

### 1.6.4. Violación de simetría CP y sus Implicaciones

La violación de CP es un fenómeno poco común, pero de profundas consecuencias. En el SM, esta violación está incorporada mediante una fase compleja en la matriz CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), que describe la mezcla de los sabores de quarks. No obstante, esta fuente de violación de CP no es suficiente para explicar el exceso de materia sobre antimateria en el universo.

De acuerdo con los criterios de Sakharov [24], uno de los ingredientes esenciales para generar una asimetría bariónica en el universo primitivo es la existencia de procesos que violen CP. Este hecho ha motivado la búsqueda de nuevas fuentes de violación de CP en otros sectores del SM, como el sector leptónico o el sector de Higgs, así como en teorías extendidas más allá del modelo.

Detectar violación de CP en procesos nuevos no solo pondría a prueba el alcance del SM, sino que también proporcionaría pistas para entender el origen de la asimetría cósmica materia-antimateria.

### 1.6.5. Violación de CP en el Sector de Higgs

En el SM, el bosón de Higgs es un escalar neutro cuya dinámica no introduce violación de CP a nivel de árbol. Sin embargo, en modelos extendidos, como aquellos con múltiples dobletes de Higgs (2HDM), o en marcos efectivos que contienen operadores de dimensión superior, pueden introducirse términos que violan explícitamente CP. Esto puede ocurrir, por ejemplo, cuando el Lagrangiano contiene acoplamientos complejos que mezclan componentes escalares y pseudoescalares.

Una forma efectiva de parametrizar dicha violación es mediante el uso de factores de forma anómalos en los vértices del Higgs con otros campos. En particular, el canal  $H \rightarrow Z\gamma$ , es especialmente sensible a contribuciones de violación de CP. En el Lagrangiano efectivo, estas contribuciones las introducimos a partir del término  $h_3^{Z\gamma}$  (que analizamos en la sección 2.5), para expresar la violación de CP. Este tipo de estructura no existe en el SM a nivel de árbol y su detección indicaría una fuente nueva de violación de CP.

Confirmar la violación de CP en este canal tendría implicaciones cruciales:

- Evidenciaría la existencia de nueva física más allá del SM.
- Proporcionaría soporte fenomenológico a modelos como el 2HDM con mezcla CP, o teorías con operadores efectivos.
- Ofrecería un nuevo candidato para explicar el origen de la asimetría materia-antimateria.

Por estas razones, el análisis de procesos como  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$  se convierte en una herramienta poderosa para explorar posibles señales de violación de CP en el sector escalar. En los siguientes capítulos se abordarán tanto los antecedentes teóricos que motivan este estudio, como los procedimientos concretos realizados para evaluar su impacto fenomenológico.

# Antecedentes

---

## 2.1. Contexto general y motivación

Desde su descubrimiento en 2012 por las colaboraciones ATLAS y CMS [4, 5], el bosón de Higgs se consolidó como un pilar central de la física de partículas. Su caracterización precisa permite validar la estructura del SM y, al mismo tiempo, buscar desviaciones que indiquen la presencia de nueva física.

Hasta la fecha, los modos de decaimiento más abundantes como  $H \rightarrow b\bar{b}$  (con un branching ratio predicho de aproximadamente 58%),  $H \rightarrow WW^*$  (alrededor del 21%) y  $H \rightarrow ZZ^*$  (cerca del 2.6%) han sido confirmados con alta precisión [12]. Los canales raros, como  $H \rightarrow Z\gamma$  y  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , cuyas razones de ramificación predichas en el SM son del orden de  $10^{-3}$  y  $10^{-2}$ , respectivamente, constituyen una ventana privilegiada para explorar efectos de nueva física, pues sólo ocurren a nivel de lazo [6, 21].

Esta sensibilidad a partículas virtuales —incluso no descubiertas— convierte al canal  $H \rightarrow Z\gamma$  en un excelente laboratorio para investigar extensiones del SM. Además, estos canales permiten buscar CPV, un fenómeno cuya manifestación observada en el sector quark mediante la matriz CKM no es suficiente para explicar el desequilibrio materia-antimateria en el universo [24]. Detectar CPV en el sector escalar podría ser un indicio directo de nueva física.

En este contexto, el proceso  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$  resulta especialmente atractivo. No solo permite acceder a estructuras tensoriales del vértice  $HZ\gamma$ , sino que su estado final leptónico es limpio y permite análisis cinemáticos detallados. A lo largo de este trabajo se desarrollará un estudio teórico de este canal, con especial atención a su sensibilidad frente a términos CP-impares en el vértice  $HZ\gamma$ .

### Enfoque computacional

Para desarrollar este análisis, se emplea un enfoque computacional en el entorno de **Wolfram Mathematica**, utilizando herramientas especializadas como:

- **FeynRules**, para definir el Lagrangiano efectivo que incluye términos anómalos.

- **FeynArts**, para generar los diagramas de Feynman relevantes y sus amplitudes.
- **FeynCalc**, para realizar el tratamiento algebraico de las amplitudes, calcular trazas, productos escalares, y obtener las expresiones del ancho de decaimiento.

Este enfoque simbólico permite explorar desviaciones en los acoplamientos del Higgs sin restringirse a un modelo específico, trabajando directamente con una parametrización efectiva.

## 2.2. Evidencia experimental del decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$

El decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma$  se ha convertido en uno de los canales más interesantes para buscar indicios de nueva física. Esto se debe a dos razones principales: primero, porque dentro del Modelo Estándar (SM) este proceso solo ocurre a través de diagramas de lazo, lo que lo hace sensible a partículas pesadas aún no observadas, y segundo, porque su rareza permite detectar nuevas desviaciones respecto a la predicción teórica.

### La intensidad de señal y su interpretación

En los experimentos del LHC, las colaboraciones ATLAS y CMS reportan los resultados de búsqueda en términos de una magnitud llamada **intensidad de señal**, definida como

$$\mu^{Z\gamma} = \frac{(\sigma \times \text{BR})_{\text{exp}}}{(\sigma \times \text{BR})_{\text{SM}}}, \quad (2.1)$$

donde  $\sigma$  es la **sección eficaz** (*cross section*) y BR el **Branching Ratio** o razón de decaimiento. Esta expresión compara directamente la cantidad de eventos observados experimentalmente con la cantidad esperada bajo el SM. Un valor  $\mu^{Z\gamma} = 1$  indica consistencia con el SM, mientras que una desviación de este valor sugiere posibles contribuciones adicionales o correcciones a la teoría.

La **sección eficaz**  $\sigma$  representa la probabilidad efectiva de que ocurra un proceso en una colisión protón-protón. En otras palabras, mide cuántos Higgs se producen dentro del acelerador, y se expresa en unidades de área (*barns*). Por otro lado, el **Branching Ratio** BR, conocido también como *razón de decaimiento*, indica la fracción de veces que una partícula se desintegra en un canal específico respecto al total de sus posibles modos de decaimiento.

La intensidad de señal, al estar definida como el producto  $\sigma \times \text{BR}$ , refleja tanto la frecuencia con que se produce el Higgs como la probabilidad de que éste decaiga en el modo  $Z\gamma$ . Por ello, cualquier desviación significativa de  $\mu^{Z\gamma}$  respecto a 1 puede deberse a modificaciones en la producción del Higgs, en su desintegración o en ambos.

## Evidencia experimental y motivación

En 2024, las colaboraciones ATLAS y CMS reportaron la **primera evidencia combinada** del canal  $H \rightarrow Z\gamma$ , utilizando colisiones protón-protón a 13 TeV. El análisis conjunto arrojó una intensidad de señal

$$\mu^{Z\gamma} = 2.2 \pm 0.7, \quad (2.2)$$

lo que corresponde a una tasa de producción aproximadamente el doble de la esperada dentro del SM, aunque todavía compatible con éste dentro de  $1.9\sigma$  [2].

Este resultado ha despertado un gran interés teórico, ya que sugiere que podrían existir contribuciones adicionales en el vértice efectivo  $HZ\gamma$ . En particular, una posible fuente de desviación es la presencia de un término que viole la simetría CP, ausente a nivel de un lazo en el SM pero que puede introducirse mediante una extensión efectiva del Lagrangiano.

Por esta razón, el canal  $H \rightarrow Z\gamma$  no solo es relevante por su rareza, sino también porque permite estudiar de manera directa la estructura del acoplamiento del Higgs con bosones neutros y explorar la posible violación de CP en el sector escalar. Esta evidencia experimental es, por tanto, la base que motiva el desarrollo de este trabajo.

## 2.3. Marco Teórico para el Acoplamiento $HZ\gamma$

Las posibles desviaciones en el vértice  $HZ\gamma$  pueden describirse eficazmente mediante un enfoque de teorías efectivas. Este marco extiende el SM de forma independiente, incorporando contribuciones de nueva física a través de operadores adicionales que respetan sus simetrías gauge.

El acoplamiento entre el bosón de Higgs, el fotón y el bosón  $Z$  no está presente a nivel de árbol, y en el SM solo surge mediante diagramas de lazo. Sin embargo, desde el punto de vista fenomenológico, es posible modelar este vértice mediante una interacción efectiva que incluya combinaciones de tensores de campo, como  $Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu$  y su análogo para el fotón.

En este trabajo se considera una estructura efectiva inspirada en el tratamiento tensorial del acoplamiento  $HZZ$ , el cual ha sido ampliamente estudiado tanto en el SM como en extensiones con CPV [16]. Esta motivación permite construir términos efectivos para  $HZ\gamma$ , que luego serán utilizados para calcular el ancho de decaimiento del Higgs al canal leptónico con un fotón.

## 2.4. Estructura Tensorial y Simetría CP en el Vértice $HZ\gamma$

Teóricamente, las posibles estructuras del acoplamiento  $HZ\gamma$  se clasifican por su comportamiento bajo la transformación combinada de carga y paridad (CP). Esta dis-

tinción permite separar los términos compatibles con el SM de aquellos que constituirían indicios de nueva física.

La interacción efectiva puede escribirse como una combinación de términos con propiedades CP definidas:

- **Términos que conservan CP:** como  $HZ_{\mu\nu}A^{\mu\nu}$ , que aparecen en el SM a través de procesos de lazo.
- **Términos que violan CP:** como  $HZ_{\mu\nu}\tilde{A}^{\mu\nu}$ , donde  $\tilde{A}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}A_{\alpha\beta}$ . Este tipo de contribuciones violan CP y no están presentes en el SM a nivel perturbativo.

La inclusión de ambos tipos de términos permite explorar la posibilidad de que existan contribuciones anómalas en el vértice  $HZ\gamma$ , en particular aquellas asociadas a CPV. Esta estructura general se traduce en factores de forma que serán introducidos en la siguiente sección y que constituyen las variables centrales en el análisis teórico y fenomenológico de este trabajo.

## 2.5. Factores de Forma $h_1^{Z\gamma}, h_2^{Z\gamma}, h_3^{Z\gamma}$ : Definición y Relevancia

Los factores de forma son funciones que encapsulan las propiedades dinámicas de una interacción a nivel efectivo. En el caso del vértice  $HZ\gamma$ , estos factores permiten organizar las distintas contribuciones en términos de estructuras tensoriales con propiedades definidas bajo simetría CP. Su uso resulta ventajoso, ya que permiten una comparación directa con resultados experimentales y con predicciones de modelos efectivos.

En este trabajo se introducen tres factores de forma que parametrizan la estructura efectiva del vértice  $HZ\gamma$ :

- $h_1^{Z\gamma}$ : término que **conserva la simetría CP** y domina dentro del Modelo Estándar;
- $h_2^{Z\gamma}$ : también **conserva CP** y está cinemáticamente vinculado a  $h_1^{Z\gamma}$ ;
- $h_3^{Z\gamma}$ : término que **viola la simetría CP**, ausente en el SM a nivel de lazo y sensible a efectos de nueva física.

### Interpretación física de las constantes de acoplamiento

Los factores de forma  $h_i^{Z\gamma}$  se construyen a partir de una parametrización efectiva del vértice  $HZ\gamma$ , en la cual se introducen términos adicionales que capturan desviaciones respecto a la predicción del SM. Estos términos están asociados a constantes de acoplamiento, que resumimos a continuación:

- $a_Z$ : controla el acoplamiento directo del Higgs con  $Z_\mu A^\mu$ . En el SM se espera que  $a_Z = 1$  debido a que el Higgs no acopla directamente a  $Z\gamma$  a nivel de árbol. Desviaciones en este valor pueden surgir de mezclas con nuevos estados escalares o de teorías con ruptura espontánea de simetrías adicionales.
- $\hat{b}_Z$ : multiplica al término  $HZ_{\mu\nu}A^{\mu\nu}$ , una estructura tensorial que conserva CP y que aparece en el SM a nivel de lazo. Nuevas partículas virtuales pueden modificar su valor.
- $\hat{c}_Z$ : acompaña términos con derivadas del tensor de campo, como  $HZ_\mu\partial_\nu A^{\mu\nu}$ . También conserva CP, y suele estar suprimido en el SM.
- $\tilde{b}_Z$ : multiplica al término dual  $HZ_{\mu\nu}\tilde{A}^{\mu\nu}$ , que viola la simetría CP. Este coeficiente es nulo en el SM y su existencia indicaría violación explícita de simetría CP.

Estas constantes no sólo afectan el tamaño de las tasas de decaimiento, sino también la estructura angular de los productos del decaimiento. En el análisis que se desarrolla en este trabajo, su efecto se estudia indirectamente a través de los factores de forma  $h_1^{Z\gamma}, h_2^{Z\gamma}, h_3^{Z\gamma}$ .

## Relaciones entre los factores de forma y los constantes de acoplamiento

Los factores de forma no son arbitrarios, sino que pueden expresarse en términos de los coeficientes de acoplamiento del Lagrangiano efectivo discutido anteriormente. Las relaciones son:

$$h_1^{Z\gamma} = 1 - a_Z - \hat{b}_Z \frac{(m_H^2 - m_Z^2)}{m_Z^2} + \frac{\hat{c}_Z}{2}, \quad (2.3)$$

$$h_2^{Z\gamma} = \pm 2\hat{b}_Z, \quad (2.4)$$

$$h_3^{Z\gamma} = \pm 2\tilde{b}_Z, \quad (2.5)$$

$$h_2^{Z\gamma} = \frac{2m_Z^2}{(m_Z^2 - m_H^2)} h_1^{Z\gamma}. \quad (2.6)$$

Estas relaciones muestran cómo los efectos de nueva física, representados por desviaciones en los parámetros  $a_Z$ ,  $\hat{b}_Z$ ,  $\hat{c}_Z$  y  $\tilde{b}_Z$ , se traducen directamente en modificaciones observables de los factores de forma.

- El término  $h_1^{Z\gamma}$  puede variar debido a correcciones que **conservan la simetría CP**, originadas por la estructura del acoplamiento directo o por contribuciones de derivadas en el Lagrangiano.

- El término  $h_2^{Z\gamma}$ , que también **conserva CP**, está directamente asociado a  $\hat{b}_Z$  y puede interpretarse como una medida de la intensidad del acoplamiento tensorial estándar.

- Finalmente,  $h_3^{Z\gamma}$  **viola la simetría CP**. Cualquier valor distinto de cero en este factor indicaría la existencia de una componente CP-violatoria en el vértice  $HZ\gamma$ , lo que constituiría una clara señal de nueva física.

Vale la pena destacar que el factor  $h_1^{Z\gamma}$ , correspondiente a la contribución estándar del vértice  $HZ\gamma$ , presenta un valor complejo incluso dentro del Modelo Estándar, con una parte real dominante y una parte imaginaria mucho menor [17]:

$$h_1^{Z\gamma} = (-3.22 \times 10^{-1} + i 2.26 \times 10^{-4}) \text{ GeV}.$$

Esta pequeña componente imaginaria refleja el carácter complejo de los acoplamientos efectivos del SM y puede tener efectos observables en procesos sensibles a fases, como los asociados a polarizaciones o interferencias.

En coherencia con esta estructura, en este trabajo se propone que el nuevo término  $h_3^{Z\gamma}$ , introducido para modelar una posible violación de la simetría CP, también sea de carácter complejo. Esta elección mantiene la consistencia formal entre los factores de forma y permite explorar cómo tanto la parte real como la imaginaria de  $h_3^{Z\gamma}$  pueden influir en el ancho de decaimiento.

Estos factores serán utilizados a lo largo del análisis para expresar las amplitudes de decaimiento y los anchos diferenciales en una forma compacta y físicamente interpretativa. También permiten construir observables que distinguen entre contribuciones estándar y anómalas, facilitando así su comparación con los resultados experimentales.

## 2.6. El canal $H \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ como Prueba Fenomenológica

El canal  $H \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$  es una extensión natural del decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma$  cuando se considera que el bosón  $Z$  es una partícula inestable que puede desintegrarse en un par leptón-antileptón. Este canal ofrece múltiples ventajas tanto desde el punto de vista experimental como teórico, y ha sido reconocido como un entorno privilegiado para explorar estructuras anómalas en el vértice  $HZ\gamma$  y posibles efectos de CPV [16, 18].

Desde el punto de vista experimental, este canal presenta una serie de características notables:

- **Reconstrucción precisa:** La presencia de dos leptones cargados en el estado final permite una reconstrucción eficiente del evento en los detectores del LHC, con alta resolución en energía y momento.
- **Bajo fondo:** A diferencia de canales hadrónicos, los estados leptónicos tienen menos ruido asociado al fondo del Modelo Estándar, lo que mejora la sensibilidad a efectos sutiles.
- **Acceso a observables diferenciales:** Este canal permite el estudio de distribuciones angulares y espectros de masa invariante, los cuales son fundamentales para

distinguir entre las contribuciones que **conservan** y las que **violan la simetría CP** en el vértice  $HZ\gamma$ .

### Observables sensibles a la violación de CP

En este trabajo se introduce el factor de forma  $h_3^{Z\gamma}$  como un término anómalo asociado a la **violación de la simetría CP** en el vértice  $HZ\gamma$ . Este término no aparece en el Modelo Estándar, por lo que su inclusión permite describir de forma efectiva posibles contribuciones de nueva física que rompan esta simetría.

El estudio del decaimiento  $H \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$  ofrece distintos observables sensibles a la presencia de  $h_3^{Z\gamma}$ , entre los que destacan:

- **Asimetrías angulares:** se definen a partir de los ángulos entre el fotón y los leptones. En el Modelo Estándar estas asimetrías se anulan, pero al introducir el término  $h_3^{Z\gamma}$  pueden adquirir valores distintos de cero, evidenciando una componente que viola CP.
- **Dependencia del ancho de decaimiento diferencial:** el término  $|h_3^{Z\gamma}|^2$  contribuye directamente al ancho de decaimiento, modificando su comportamiento en función de los invariantes cinemáticos y permitiendo cuantificar el efecto de la violación de CP en la tasa de decaimiento.

### Importancia del canal para el análisis del presente trabajo

Este canal es el que se estudia de manera central en el presente trabajo. A partir del Lagrangiano efectivo que modela el vértice  $HZ\gamma$ , se calculará la amplitud y el ancho de decaimiento del proceso completo. Posteriormente, se evaluará cómo las diferentes estructuras tensoriales y los factores de forma  $h_i^{Z\gamma}$  influyen en la tasa de desintegración y en los observables cinemáticos.

El análisis teórico detallado de este canal permite:

- Probar cuantitativamente el efecto de los términos anómalos del Lagrangiano.
- Establecer posibles restricciones al coeficiente  $h_3^{Z\gamma}$  a partir de observables diferenciales.
- Proponer escenarios donde se maximiza la sensibilidad a la CPV.

Por estas razones, el canal  $H \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$  constituye una extensión natural del decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma$  y una herramienta clave para investigar física más allá del SM en el sector escalar. En el siguiente capítulo se desarrolla el cálculo completo del ancho de decaimiento y su relación con los factores de forma introducidos.

## 2.7. Comparación con el Canal $H^* \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ y su Relación con la Estructura del Vértice $HZ\gamma$

El decaimiento  $H^* \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$  ha sido uno de los canales más importantes en la caracterización del bosón de Higgs. Su firma experimental limpia, completamente reconstruible y con bajo fondo ha permitido estudiar propiedades fundamentales como el espín, la paridad y la posible existencia de acoplamientos anómalos en el vértice  $HZZ$  [16].

Esta experiencia ha sido especialmente valiosa para el desarrollo de estudios en el canal  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ , debido a múltiples similitudes:

- En ambos procesos el bosón  $Z$  decae a dos leptones, permitiendo una reconstrucción precisa del estado final.
- Las estructuras angulares son sensibles a efectos de nueva física, incluyendo violaciones de CP.
- Ambos canales pueden ser descritos mediante una formulación efectiva que modela posibles desviaciones respecto al SM.

### Analogía estructural entre los vértices $HZZ$ y $HZ\gamma$

En el caso del acoplamiento  $HZZ$ , la literatura ha mostrado que puede parametrizarse eficazmente mediante la siguiente estructura:

$$\mathcal{L}^{HZZ} = \frac{g}{c_W} m_Z \left[ \frac{(1 - a_Z)}{2} H Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2m_Z^2} (\hat{b}_Z H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \hat{c}_Z H Z_\mu \partial_\nu Z^{\mu\nu} + \tilde{b}_Z H Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu}) \right]. \quad (2.7)$$

donde los coeficientes  $\hat{b}_Z$  y  $\hat{c}_Z$  están asociados a términos que **conservan la simetría CP**, mientras que el coeficiente  $\tilde{b}_Z$  multiplica un término que **viola dicha simetría**. Estudios fenomenológicos del canal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  han utilizado esta formulación para imponer límites sobre las posibles desviaciones de estos parámetros respecto a las predicciones del Modelo Estándar.

Siguiendo este mismo enfoque, en la Sección 3.2 construiremos un Lagrangiano efectivo para el vértice  $HZ\gamma$  con una estructura análoga a la de la Ec. (2.7). En este caso se conserva el término  $(1 - a_Z) H Z_\mu Z^\mu$  dentro de la formulación general, aunque su contribución se anula en la práctica, ya que el decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma$  no ocurre a nivel de árbol, sino únicamente a través de **diagramas de lazo**. Los demás términos tensoriales, que pueden conservar o violar la simetría CP de forma análoga al acoplamiento  $HZZ$ ,

se adaptarán al caso  $HZ\gamma$  y servirán como base para la construcción del Lagrangiano que desarrollamos en este trabajo.

### Aplicabilidad metodológica y motivación del presente trabajo

La metodología empleada en el estudio del canal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  ha demostrado ser especialmente útil para explorar la estructura de los acoplamientos del Higgs con bosones neutros y, en particular, para identificar posibles componentes que violen la simetría CP. Dicha metodología se basa en el análisis de:

- Distribuciones diferenciales y asimetrías angulares.
- Ajustes multivariados sobre los parámetros tensoriales.
- Separación clara entre los efectos predichos por el Modelo Estándar y las posibles anomalías asociadas a nueva física.

En este trabajo se adopta este mismo enfoque, adaptándolo al canal  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ , donde se introduce el factor de forma  $h_3^{Z\gamma}$  como término anómalo responsable de la posible violación de la simetría CP en el vértice  $HZ\gamma$ . Este factor cumple un papel análogo al parámetro  $\tilde{b}_Z$  del acoplamiento  $HZZ$ , que en el canal de cuatro leptones se asocia a la misma propiedad.

Esta conexión valida el marco teórico propuesto y permite interpretar los resultados dentro de una descripción unificada de los acoplamientos del Higgs con bosones neutros. De este modo, el canal leptónico con fotón se presenta como una extensión natural y complementaria del canal de cuatro leptones, proporcionando una herramienta adicional para el estudio de posibles violaciones de la simetría CP en el sector escalar.

### Resumen conceptual y justificación metodológica

A lo largo de este capítulo se construyó el marco teórico que fundamenta el estudio del decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$  como una herramienta para explorar posibles desviaciones del Modelo Estándar (SM), en particular aquellas relacionadas con la violación de la simetría CP en el sector escalar del Higgs.

Se ha mostrado que:

- El canal  $H \rightarrow Z\gamma$  es un proceso raro dentro del SM y altamente sensible a efectos de nueva física, ya que ocurre exclusivamente a través de diagramas de lazo y puede recibir contribuciones anómalas provenientes de extensiones del modelo.
- El vértice  $HZ\gamma$  puede describirse mediante un Lagrangiano efectivo que incluye términos que **conservan** y que **violan la simetría CP**, organizados en los factores de forma  $h_1^{Z\gamma}, h_2^{Z\gamma}$  y  $h_3^{Z\gamma}$ . En este trabajo se introduce explícitamente el término  $h_3^{Z\gamma}$  para representar posibles contribuciones de violación de CP, ausentes en el Modelo Estándar.

## 2. ANTECEDENTES

---

- El canal leptónico  $H \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$ , al permitir el estudio de distribuciones angulares y espectros de masa invariante, constituye un escenario ideal para analizar experimental y teóricamente la estructura del vértice  $HZ\gamma$  y los efectos asociados a los factores de forma.
- Estudios previos en el canal  $H^* \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$  han demostrado la viabilidad de este tipo de análisis. La similitud estructural entre los acoplamientos  $HZZ$  y  $HZ\gamma$  permite adoptar una metodología análoga, extendiendo el marco aplicado previamente en el canal de cuatro leptones.

Con base en estas consideraciones, el siguiente capítulo desarrolla el procedimiento analítico y computacional para calcular el ancho de decaimiento del proceso  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$ , utilizando herramientas simbólicas en *Wolfram Mathematica*. El enfoque parte de un Lagrangiano efectivo inspirado en el vértice  $HZZ$  y adaptado al caso  $HZ\gamma$ , con el objetivo de determinar cómo los distintos términos —y en particular el factor de forma  $h_3^{Z\gamma}$ — modifican los observables físicos del canal de interés. Este marco teórico sienta las bases para el desarrollo matemático y numérico que se presenta a continuación.

## Análisis teórico del canal

$$H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$$

---

### 3.1. Introducción general del procedimiento

El estudio detallado de los modos de decaimiento del bosón de Higgs ( $H$ ) es una herramienta esencial para contrastar las predicciones del SM y buscar posibles desviaciones que indiquen la presencia de nueva física. A continuación se presenta el desarrollo teórico del proceso:

$$H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma, \quad (3.1)$$

donde el bosón  $H$  se desintegra en un bosón  $Z$  y un fotón, seguido por la desintegración del  $Z$  en un par leptón-antileptón. El bosón  $Z$  se considera un estado on-shell bajo la *Aproximación de Ancho Estrecho* (NWA, por sus siglas en inglés), cuyo fundamento y aplicación se discuten en la Sección 3.4.1. El canal de tres cuerpos resultante constituye una vía sensible a correcciones anómalas en el vértice  $HZ\gamma$  y a posibles violaciones de simetría CP, como se discutió en la sección 2.4.

Desde el punto de vista teórico, este canal permite el acceso a observables cinemáticos diferenciales sensibles a la estructura tensorial del vértice  $HZ\gamma$ , y se ha propuesto como una herramienta eficaz para estudiar posibles efectos CPV que no están presentes en el SM.

Para modelar este proceso se parte de un Lagrangiano efectivo que incluye términos anómalos conservadores y violatorios de CP, cuya motivación y formulación se discutieron en las secciones 2.3 y 2.4. A partir de este Lagrangiano, se construyen las amplitudes de decaimiento y se calcula el ancho de desintegración diferencial para el canal  $H \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ .

El diagrama de Feynman correspondiente se muestra en la Figura 3.1, donde se observa la emisión simultánea de un fotón y un par leptón-antileptón en el estado final:

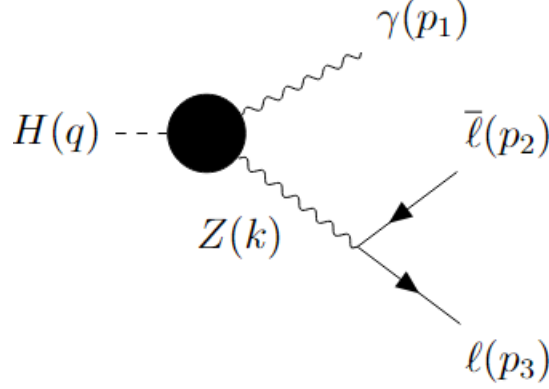


Figura 3.1: Diagrama de Feynman para el decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ .

Los cálculos simbólicos que se presentan a continuación fueron realizados en el entorno de **Wolfram Mathematica**, utilizando las herramientas **FeynRules**, **FeynArts** y **FeynCalc**, previamente descritas en la sección 2.1.

Con esta introducción se establecen los supuestos teóricos y el contexto del análisis. En las secciones siguientes se presenta la construcción del modelo efectivo, la obtención de la amplitud y la derivación explícita del ancho de decaimiento bajo las condiciones previamente mencionadas.

## 3.2. Lagrangiano efectivo y obtención de la función vértice

### 3.2.1. Construcción del Lagrangiano $HZ\gamma$ y motivación fenomenológica

Como punto de partida para modelar el decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ , se requiere especificar la interacción efectiva entre el bosón de Higgs, el bosón  $Z$  y el fotón. Dado que este vértice no aparece a nivel de árbol en el Modelo Estándar (SM) —sino que se genera únicamente a través de diagramas de lazo—, es necesario adoptar una descripción efectiva que capture tanto las contribuciones del SM como posibles desviaciones inducidas por nueva física.

La construcción del Lagrangiano efectivo empleado en este trabajo se basa en la estructura tensorial del acoplamiento  $HZZ$  (Ec. (2.7) sección 2.7), ampliamente analizado en canales como  $H^* \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$  adaptado de [16]. En este trabajo se mantiene el término  $(1 - a_Z) HZ_\mu A^\mu$  para conservar la forma general del vértice análogo, aunque su contribución física se anula, ya que el decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma$  no ocurre a nivel de árbol. La inclusión de este término permite conservar la estructura completa del acoplamiento  $HZZ$  y facilita la comparación directa entre ambos vértices. Asimismo, se introduce el

parámetro  $\tilde{b}_Z$  como una extensión anómala que representa posibles efectos de violación de CP, motivados por las mediciones de la intensidad de señal  $\mu^{Z\gamma} = 2.2 \pm 0.7$  reportadas por CMS y ATLAS.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{HZ\gamma} = g \left[ m_Z(1 - a_Z)HZ_\mu A^\mu + \frac{1}{2m_Z^2} \left\{ 2\hat{b}_Z HZ_{\mu\nu}A^{\mu\nu} + \hat{c}_Z (HZ_\mu \partial_\nu A^{\mu\nu} + HA_\mu \partial_\nu Z^{\mu\nu}) \right. \right. \\ \left. \left. + \tilde{b}_Z (HZ_{\mu\nu}\tilde{A}^{\mu\nu} + HA_{\mu\nu}\tilde{Z}^{\mu\nu}) \right\} \right]. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Aquí, los campos y tensores involucrados se definen de la siguiente manera, donde además  $g$  denota el acoplamiento electrodébil  $g = e/\sin\theta_W$ , que actúa como factor de normalización del vértice efectivo  $HZ\gamma$ .

- $H$ : campo escalar del bosón de Higgs.
- $Z_\mu, A_\mu$ : campos del bosón  $Z$  y del fotón, respectivamente.
- Tensores de campo:

$$\begin{aligned} Z_{\mu\nu} &= \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, & A_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \\ \tilde{Z}^{\mu\nu} &= \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} Z_{\alpha\beta}, & \tilde{A}^{\mu\nu} &= \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} A_{\alpha\beta}. \end{aligned}$$

- $a_Z, \hat{b}_Z, \hat{c}_Z, \tilde{b}_Z$ : coeficientes que parametrizan posibles efectos anómalos. Su interpretación física y su clasificación como términos CP-par o CP-impar se discuten en la sección 2.5.

Es importante destacar que algunos términos, como  $HZ_\mu \partial_\nu A^{\mu\nu}$  y  $HA_\mu \partial_\nu Z^{\mu\nu}$ , o bien  $HZ_{\mu\nu}\tilde{A}^{\mu\nu}$  y  $HA_{\mu\nu}\tilde{Z}^{\mu\nu}$ , aparecen duplicados por simetría, ya que se consideran las contribuciones con los campos  $Z$  y  $A$  ordenados de manera intercambiable. Esta duplicación refleja la simetría bajo el intercambio  $A \leftrightarrow Z$ , consecuencia directa de la invariancia gauge del modelo. Ambos términos son físicamente equivalentes mediante integración por partes y no introducen operadores independientes.

Este Lagrangiano efectivo modela únicamente el vértice  $HZ\gamma$ , mientras que la interacción del bosón  $Z$  con los leptones  $\ell^+\ell^-$  se considera dentro del esquema habitual del SM y se tratará más adelante en los cálculos de amplitud.

La expresión (3.2) será la base para la construcción de las amplitudes de Feynman del proceso  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ , y su influencia en el ancho de decaimiento será analizada a través de la aparición explícita de los coeficientes anómalos y los factores de forma asociados.

### Estructura del vértice $HZ\gamma$ y conexión con la amplitud

Del Lagrangiano anterior puede derivarse la **función vértice** del acoplamiento  $HZ\gamma$ . Esta función contiene toda la información sobre las interacciones del vértice y

### 3. ANÁLISIS TEÓRICO DEL CANAL $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$

---

constituye el elemento central para calcular la *amplitud de Feynman* del proceso. Su estructura tensorial puede escribirse en forma general como

$$\Gamma_{HZ\gamma}^{\mu\nu} = h_1^{Z\gamma} g^{\mu\nu} + \frac{1}{m_Z^2} \left[ h_2^{Z\gamma} p_1^\nu k^\mu + h_3^{Z\gamma} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\alpha} k_\beta \right],$$

donde los factores de forma  $h_1^{Z\gamma}, h_2^{Z\gamma}, h_3^{Z\gamma}$  corresponden a los mismos parámetros definidos en la sección 2.5, relacionados con los coeficientes de acoplamiento presentes en el Lagrangiano efectivo (Ec. (3.2)). Esta función vértice es la que se utiliza para construir la amplitud del proceso  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ , y se obtendrá la misma, pero escrita en función de los coeficientes de acoplamiento mediante las herramientas FeynRules y FeynArts.

#### 3.2.2. Implementación en FeynRules y generación de la función vértice

Previo a la definición del Lagrangiano efectivo en *Mathematica*, se realiza la carga de las librerías de *FeynRules* y del modelo base del SM. En esta etapa preliminar se establecen las rutas de trabajo y los archivos del modelo, lo que permite extender posteriormente la estructura del SM mediante los nuevos términos anómalos del vértice  $HZ\gamma$ . Una vez verificado que la carga del modelo es exitosa, se procede a definir los nuevos campos, tensores y parámetros del Lagrangiano.

El proceso de implementación en *FeynRules* se llevó a cabo conforme al siguiente esquema:

```

1 (*Definimos cada término del Lagrangiano usando FeynRules*)
2  $\tilde{A} = 1/2 \text{ Eps}[\mu, \nu, \alpha, \beta] \text{ FS}[A, \alpha, \beta];$ 
3  $\tilde{Z} = 1/2 \text{ Eps}[\mu, \nu, \alpha, \beta] \text{ FS}[Z, \alpha, \beta];$ 
4  $T1 = (1 - a_Z) \text{ H Z}[\mu] \text{ A}[\mu];$ 
5  $T2 = 2*\hat{b}_Z \text{ H FS}[Z, \mu, \nu] \text{ FS}[A, \mu, \nu];$ 
6  $T3 = \hat{c}_Z (\text{ H Z}[\mu] \text{ del}[\text{FS}[A, \mu, \nu], \nu] +$ 
7  $\text{ H A}[\mu] \text{ del}[\text{FS}[Z, \mu, \nu], \nu]);$ 
8  $T4 = \tilde{b}_Z (\text{ H FS}[Z, \mu, \nu] \tilde{A} + \text{ H FS}[A, \mu, \nu] \tilde{Z});$ 
9
10 (* Escribiendo el Lagrangiano *)
11  $\text{LHZ}\gamma = \text{gw}*[T1 + 1/(2 \text{ MZ}^2)*(T2+T3+T4)];$ 
12
13 (* Añadimos el Lagrangiano efectivo al del Modelo Estándar (LSM)
    *)
```

```

14 LT = LHZ $\gamma$  + LSM;
15
16 (* Generamos el modelo extendido para FeynArts *)
17 WriteFeynArtsOutput[LT, Output -> "ModeloTaller",
18 CouplingRename -> False]

```

Para la implementación se adoptaron las siguientes consideraciones:

- Se trabaja en unidades naturales ( $\hbar = c = 1$ ).
- Se consideran leptones y fotones como partículas no masivas ( $m_\ell = 0$ ).
- Se utiliza la métrica  $(+, -, -, -)$  y el gauge unitario para el bosón  $Z$ .
- Todos los acoplamientos anómalos se tratan como parámetros libres, definidos en el modelo "ModeloTaller".

Una vez completada la definición del modelo, se utilizó `FeynArts` para generar los diagramas de Feynman y `FeynCalc` para obtener la amplitud simbólica correspondiente al proceso  $H \rightarrow \ell^- \ell^+ \gamma$ . Al ejecutar las rutinas de `FeynArts` y `FeynCalc`, se obtiene la expresión simbólica correspondiente a la **función vértice**  $\Gamma_{HZ\gamma}^{\mu\nu}$ , la cual contiene explícitamente los coeficientes de acoplamiento  $a_Z$ ,  $\hat{b}_Z$ ,  $\hat{c}_Z$  y  $\tilde{b}_Z$ . Esta función vértice constituye el punto de partida para el cálculo de la amplitud del proceso  $H \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$ . A partir de ella se construye la amplitud total  $\mathcal{M}$ , y posteriormente se obtiene su módulo al cuadrado  $|\mathcal{M}|^2$  tras realizar las sumas sobre espines de los leptones y polarizaciones del fotón.

### 3.3. Cálculo de la amplitud y obtención del módulo al cuadrado

En esta sección se construye la amplitud de Feynman y su módulo al cuadrado para el proceso

$$H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^- \ell^+ \gamma,$$

utilizando las herramientas `FeynArts` y `FeynCalc` sobre el modelo extendido `ModeloTaller`, que incorpora el vértice efectivo  $HZ\gamma$  definido en la sección anterior. El objetivo de este desarrollo es obtener una expresión analítica de  $|\mathcal{M}|^2$ , a partir de la cual será posible calcular posteriormente el ancho de decaimiento total.

### 3.3.1. Definición cinemática y flujo de cálculo de la amplitud

El cálculo se realiza en el sistema de reposo del Higgs. Se definen los cuádrimomentos de la siguiente manera:

$$q \equiv p_H, \quad p_1 \equiv p_\gamma, \quad p_2 \equiv p_{\ell^-}, \quad p_3 \equiv p_{\ell^+}, \quad k \equiv p_2 + p_3.$$

Las condiciones cinemáticas son:

$$p_1^2 = p_2^2 = p_3^2 = 0, \quad q^2 = m_H^2,$$

mientras que  $k^2$  se mantiene como una variable invariante libre, asociada a la masa efectiva del sistema leptónico. El ángulo  $\theta$  se define como el ángulo entre la dirección del leptón  $\ell$  y el vector de vuelo del sistema  $k$ , medido en el reposo del Higgs.

El flujo general de trabajo en `Mathematica` fue el siguiente:

1. `CreateFeynAmp`: genera la amplitud de árbol  $\mathcal{M}$  del diagrama correspondiente al proceso  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma$ , a partir de las reglas de Feynman del modelo `ModeloTaller`.
2. **Cálculo del módulo al cuadrado**: se obtiene el producto  $|\mathcal{M}|^2 = \mathcal{M}\mathcal{M}^*$ .
3. `FermionSpinSum[...]`: realiza la suma sobre los espines de los leptones  $\ell^\pm$ , aplicando la identidad de completitud

$$\sum_s u(p, s)\bar{u}(p, s) = p + m_\ell,$$

donde en este caso  $m_\ell = 0$ .

4. `DoPolarizationSums[...]`: efectúa la suma sobre las polarizaciones del fotón, utilizando la relación

$$\sum_\lambda \epsilon^\mu(p, \lambda) \epsilon^{\nu*}(p, \lambda) = -g^{\mu\nu},$$

en el gauge de Feynman.

**Motivo de las sumas de espines y polarizaciones.** En un experimento real no se mide la orientación del espín de los leptones ni la polarización del fotón. Por ello, la magnitud físicamente relevante es la amplitud al cuadrado  $|\mathcal{M}|^2$  *sumada* sobre todos esos grados de libertad no observables.

En la práctica:

- La **suma sobre espines** reemplaza los productos bilineales de espinores por  $p$ , eliminando dependencias explícitas en la helicidad.
- La **suma sobre polarizaciones** sustituye los términos  $\epsilon^\mu \epsilon^{\nu*}$  por  $-g^{\mu\nu}$ , garantizando la invariancia gauge del fotón.

Este procedimiento asegura que el resultado final sea una expresión completamente covariante, independiente de orientaciones particulares y simétrica bajo el intercambio  $\ell^- \leftrightarrow \ell^+$ . A partir de aquí, se obtendrá la forma explícita de  $|\mathcal{M}|^2$  y, posteriormente, su contribución al ancho de decaimiento diferencial del proceso.

### 3.3.2. Expresión del módulo al cuadrado e identidades cinemáticas

Usaremos  $Cw \equiv \cos \theta_W$  y  $Sw \equiv \sin \theta_W$ , donde  $\theta_W$  es el ángulo de Weinberg ( $g = e/\sin \theta_W$ ,  $g' = e/\cos \theta_W$ ). Tras aplicar los pasos anteriores se obtiene:

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|^2 = & \frac{g^4(Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{Cw^2m_Z^4((p_2 + p_3)^2 - m_Z^2)^2} (p_2 \cdot p_3) \left( 4(\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2)(p_1 \cdot p_2)^2 \right. \\
& + 4(\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2)(p_1 \cdot p_3)^2 + 4\hat{b}_Z(p_1 \cdot p_2)((a_Z - 1)m_Z^2 - \hat{c}_Z(p_2 \cdot p_3)) \\
& + 4\hat{b}_Z(p_1 \cdot p_3)((a_Z - 1)m_Z^2 - \hat{c}_Z(p_2 \cdot p_3)) \\
& \left. + ((a_Z - 1)m_Z^2 - \hat{c}_Z(p_2 \cdot p_3))^2 \right). \tag{3.3}
\end{aligned}$$

Para reescribir en términos de  $k^2$  y de un ángulo  $\theta$ , usamos  $(p_i + p_j)^2 = p_i^2 + p_j^2 + 2p_i p_j$ , de donde

$$(p_i \cdot p_j) = \frac{(p_i + p_j)^2 - p_i^2 - p_j^2}{2}. \tag{3.4}$$

Con  $m_\ell = 0$  y  $m_\gamma = 0$  se tiene  $p_1^2 = p_2^2 = p_3^2 = 0$ , luego

$$(p_i \cdot p_j) = \frac{(p_i + p_j)^2}{2}. \tag{3.5}$$

Estos los podemos sustituir en la Ec. (3.3), dándonos así:

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}^{H\ell^+\ell^-\gamma}|^2 = & \frac{g^4(Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{2Cw^2m_Z^4((p_2 + p_3)^2 - m_Z^2)^2} (p_2 + p_3)^2 \left[ (\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2)(p_1 + p_2)^4 \right. \\
& + (\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2)(p_1 + p_3)^4 + 2\hat{b}_Z(p_1 + p_2)^2 \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z(p_2 + p_3)^2}{2} \right) \\
& + 2\hat{b}_Z(p_1 + p_3)^2 \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z(p_2 + p_3)^2}{2} \right) \\
& \left. + \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z(p_2 + p_3)^2}{2} \right)^2 \right]. \tag{3.6}
\end{aligned}$$

Ahora, factorizamos valores con mismos términos y reagrupamos, también sustituimos  $k = p_2 + p_3$ , tal que:

### 3. ANÁLISIS TEÓRICO DEL CANAL $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$

---

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|^2 &= \frac{g^4(Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{2Cw^2m_Z^4(k^2 - m_Z^2)^2} k^2 \left[ (\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2)[(p_1 + p_2)^4 + (p_1 + p_3)^4] \right. \\
 &\quad + 2\hat{b}_Z \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2} \right) [(p_1 + p_2)^2 + (p_1 + p_3)^2] \\
 &\quad \left. + \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2} \right)^2 \right].
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Para describir la cinemática del proceso  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$  se emplean dos marcos de referencia. En el **marco del Higgs en reposo**, el fotón y el bosón  $Z$  se emiten en direcciones opuestas a lo largo del eje  $x$ . En el **marco del  $Z$** , los leptones se producen también en direcciones opuestas, definiendo el *plano de decaimiento* mostrado en la Fig. 3.2.

El ángulo  $\theta$  corresponde al *ángulo de helicidad* del decaimiento  $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ : se mide en el marco del  $Z$  entre la dirección de vuelo del leptón  $\ell^+$  y la dirección que llevaba el  $Z$  en el marco del Higgs.

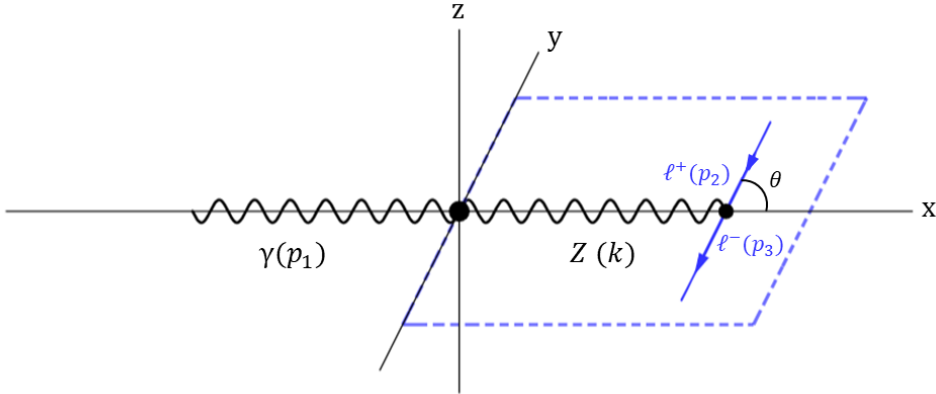


Figura 3.2: Esquema cinemático del decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ . En el marco del Higgs, el fotón  $p_1$  y el  $Z(k)$  se emiten en direcciones opuestas a lo largo del eje  $x$ . En el marco del  $Z$ , los leptones  $\ell^+(p_2)$  y  $\ell^-(p_3)$  definen el plano de decaimiento (azul), y  $\theta$  es el ángulo entre la dirección de  $\ell^+$  y la dirección de vuelo del  $Z$  en el marco del Higgs.

Las identidades cinemáticas y la construcción explícita de ejes y boosts se desarrollan en el Apéndice A.1 (secciones A.1.1 y A.1.2) dando como resultado:

$$[(p_1 + p_2)^2 + (p_1 + p_3)^2] = (m_H^2 - m_Z^2), \tag{3.8}$$

$$[(p_1 + p_2)^4 + (p_1 + p_3)^4] = \frac{1}{4}(m_H^2 - m_Z^2)^2(3 + \cos 2\theta). \quad (3.9)$$

Sustituyendo las identidades anteriores en la Ec. (3.7), la expresión para el módulo al cuadrado adopta la forma:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|^2 &= \frac{g^4(Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{2Cw^2m_Z^4(k^2 - m_Z^2)^2} k^2 \left[ (\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2) \frac{1}{4}(m_H^2 - m_Z^2)^2(3 + \cos 2\theta) \right. \\ &\quad + 2\hat{b}_Z \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2} \right) (m_H^2 - m_Z^2) \\ &\quad \left. + \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (3.10)$$

### 3.4. Derivación del ancho de decaimiento $H \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$

Uno de los objetivos centrales de este trabajo es calcular el ancho de decaimiento del proceso

$$H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^- \ell^+ \gamma,$$

tratando explícitamente el canal de tres cuerpos  $H \rightarrow \ell^- \ell^+ \gamma$ . Este tipo de cálculos permite establecer cómo las estructuras tensoriales introducidas en el vértice  $HZ\gamma$  afectan observables medibles, como tasas de decaimiento y distribuciones angulares.

Para este propósito se emplea la **regla de oro de los decaimientos** en unidades naturales ( $\hbar = c = 1$ ), cuya formulación general puede consultarse en textos de referencia [10, 11]. Para un decaimiento a tres cuerpos, la expresión general del ancho de decaimiento es:

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow \ell^- \ell^+ \gamma) &= \int |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|^2 \frac{S}{2m_H} \left[ \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_{p_1}} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_{p_2}} \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_{p_3}} \right] \\ &\quad \times (2\pi)^4 \delta^4(q - p_1 - p_2 - p_3), \end{aligned} \quad (3.11)$$

donde  $q$  es el cuadrimomento del Higgs y  $p_1, p_2, p_3$  corresponden a fotón, leptón y antileptón, respectivamente. El factor de simetría  $S = \frac{1}{n!}$  corrige la sobrecuenta cuando hay partículas idénticas en el estado final; en  $H \rightarrow \ell^- \ell^+ \gamma$  las partículas son distinguibles y, por tanto,  $S = 1$ .

Dado que el bosón  $Z$  se produce *on-shell* (en la capa de masa), puede tratarse como un estado intermedio inestable que posteriormente decae en el par leptónico. Definiendo el cuadrimomento efectivo  $k = p_2 + p_3$  y reorganizando la integral de fase, se obtiene:

$$\Gamma(H \rightarrow \ell^- \ell^+ \gamma) = \int |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|^2 \frac{1}{64\pi^5 m_H} \delta^4(q - p_1 - k) \left( \frac{d^3 p_1}{2E_{p_1}} \frac{d^3 p_2}{2E_{p_2}} \frac{d^3 p_3}{2E_{p_3}} \right). \quad (3.12)$$

### Factorización del espacio de fase de $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$

La expresión general en la Ec. (3.12) involucra una integración sobre el espacio de fases de tres cuerpos correspondiente al estado final  $(\ell^+, \ell^-, \gamma)$ .

Físicamente, este espacio de fases representa el conjunto de todas las configuraciones cinemáticamente permitidas para los productos del decaimiento, sujeto a la conservación del cuadrimomento total del Higgs. Dado que en el proceso considerado el bosón Z se produce como un estado intermedio (real) que posteriormente decae en el par leptónico, el decaimiento completo puede describirse como una secuencia de dos procesos de dos cuerpos:

$$H \rightarrow Z\gamma, \quad Z \rightarrow \ell^+\ell^-.$$

Esta estructura permite factorizar el espacio de fases de tres cuerpos en el producto de dos espacios de fases de dos cuerpos, correspondientes a cada etapa del decaimiento, junto con una integración adicional sobre la variable invariante  $S_k = k^2 = (p_2 + p_3)^2$ , que representa la masa efectiva del sistema leptónico. En términos formales, dicha factorización se obtiene insertando la identidad (3.13) [18]:

$$\int \frac{d^3k}{2E_k} dS_k \delta^4(k - p_2 - p_3) = 1, \quad (3.13)$$

lo que permite aislar las dependencias cinemáticas asociadas a cada subproceso y simplificar la evaluación de las integrales de fase, por lo que introduciendo la identidad (3.13) en la Ec. (3.12) tenemos:

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma) &= \int |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|^2 \frac{1}{64\pi^5 m_H} \delta^4(q - p_1 - k) \left( \frac{d^3p_1}{2E_{p_1}} \frac{d^3p_2}{2E_{p_2}} \frac{d^3p_3}{2E_{p_3}} \right) \\ &\times \left[ \int \frac{d^3k}{2E_k} dS_k \delta^4(k - p_2 - p_3) \right]. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Agrupando los términos para tratar por separado cada espacio fase obtenemos:

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma) &= \frac{1}{64\pi^5 m_H} \int \left[ \int \frac{d^3p_1}{2E_{p_1}} \frac{d^3k}{2E_k} \delta^4(q - p_1 - k) \right] \\ &\times \left[ \int |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|^2 \frac{d^3p_2}{2E_{p_2}} \frac{d^3p_3}{2E_{p_3}} \delta^4(k - p_2 - p_3) \right] dS_k. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Las integrales entre corchetes se evalúan siguiendo el apéndice del artículo [18] y se demuestran en Apéndices A.1.3 y A.1.4:

$$\int |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|^2 \frac{d^3\vec{p}_2}{2E_{p_2}} \frac{d^3\vec{p}_3}{2E_{p_3}} \delta^4(k - p_2 - p_3) = \frac{\pi}{2} |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|_d^2, \quad (3.16)$$

$$\int \frac{d^3p_1}{2E_{p_1}} \frac{d^3k}{2E_k} \delta^4(q - p_1 - k) = \frac{\pi}{2m_H^2} (m_H^2 - m_Z^2). \quad (3.17)$$

La notación  $|\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|_d^2$  indica la amplitud al cuadrado tras integrar los ángulos del subcanal leptónico, por lo que ya no depende de  $\theta$ , y está definido en la Ec. (A.5) del apéndice A.1.3.

Sustituyendo las ecuaciones (3.16) y (3.17) en (3.15), resulta:

$$\Gamma(H \rightarrow \ell^- \ell^+ \gamma) = \frac{(m_H^2 - m_Z^2)}{256\pi^3 m_H^3} \int |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|_d^2 dS_k. \quad (3.18)$$

### 3.4.1. Aproximación de Ancho Estrecho (NWA) para los Propagadores de Breit-Wigner

Para factorizar el proceso completo en dos decaimientos sucesivos y simplificar la integración sobre el invariante  $k^2$ , aplicamos la *aproximación de ancho estrecho* (NWA), que en el límite  $m_i \Gamma_i \rightarrow 0$  adopta la forma:

$$\lim_{m_i \Gamma_i \rightarrow 0} \frac{1}{(p_i^2 - m_i^2)^2 + (m_i \Gamma_i)^2} = \delta(p_i^2 - m_i^2) \frac{\pi}{m_i \Gamma_i}, \quad (3.19)$$

En el denominador de (A.5) aparece  $(k^2 - m_Z^2)^{-2}$  porque allí aún no hemos introducido el ancho del bosón  $Z$ .

Hasta este punto, el cálculo se hizo usando solo la parte real del propagador del  $Z$ , es decir, sin considerar su anchura. Podemos incluir este efecto después sin modificar la forma general de la amplitud, ya que lo único que cambia es la forma en que depende del invariante  $k^2$ . Por eso, antes de aplicar la aproximación de ancho estrecho, reemplazamos el término  $(k^2 - m_Z^2)^{-2}$  por su forma de Breit-Wigner, introduciendo de manera efectiva el propagador completo del bosón  $Z$ .

$$\frac{1}{(k^2 - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2},$$

Con lo que al sustituir el propagador de  $Z$  por su forma de Breit-Wigner, y tomar la aproximación de ancho estrecho (NWA),

$$\lim_{m_Z \Gamma_Z \rightarrow 0} \frac{1}{(x^2 - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2} = \frac{\pi}{m_Z \Gamma_Z} \delta(x^2 - m_Z^2),$$

podemos reemplazar en (A.5) el factor  $(k^2 - m_Z^2)^{-2}$  por  $\frac{\pi}{m_Z \Gamma_Z} \delta(k^2 - m_Z^2)$ . Esta operación es equivalente a forzar al  $Z$  intermedio a estar en la capa de masa y factoriza el decaimiento en  $H \rightarrow Z \gamma$  seguido de  $Z \rightarrow \ell^- \ell^+$ .

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|_d^2 &= \frac{\pi g^4(Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{2Cw^2m_Z^4(m_Z\Gamma_Z)} k^2 \left[ (\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2) \frac{2}{3}(m_H^2 - m_Z^2)^2 \right. \\
&\quad + 2\hat{b}_Z \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2} \right) (m_H^2 - m_Z^2) \\
&\quad \left. + \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2} \right)^2 \right] \delta(k^2 - m_Z^2).
\end{aligned} \tag{3.20}$$

Al insertar (3.20) en (3.18), la integral en  $dS_k = dk^2$  se resuelve inmediatamente con  $\delta(k^2 - m_Z^2)$ , evaluando  $k^2 \rightarrow m_Z^2$  en todos los términos restantes, tal que:

$$\begin{aligned}
\int |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|_d^2 dS_k &= \frac{\pi g^4(Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{2Cw^2m_Z^3\Gamma_Z} \left[ \frac{2}{3}(\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2)(m_H^2 - m_Z^2)^2 \right. \\
&\quad + 2\hat{b}_Z m_Z^2 (a_Z - \frac{\hat{c}_Z}{2} - 1)(m_H^2 - m_Z^2) \\
&\quad \left. + m_Z^4 (a_Z - \frac{\hat{c}_Z}{2} - 1)^2 \right].
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Ahora, si sustituimos la Ec. (3.21) en (3.18), tendríamos:

$$\begin{aligned}
\Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma) &= \frac{g^4(m_H^2 - m_Z^2)(Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{512Cw^2\pi^2 m_H^3 m_Z^3 \Gamma_Z} \left[ \frac{2}{3}(\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2)(m_H^2 - m_Z^2)^2 \right. \\
&\quad \left. + 2\hat{b}_Z m_Z^2 (a_Z - \frac{\hat{c}_Z}{2} - 1)(m_H^2 - m_Z^2) + m_Z^4 (a_Z - \frac{\hat{c}_Z}{2} - 1)^2 \right].
\end{aligned} \tag{3.22}$$

### 3.4.2. Factores de Forma

Los factores de forma se definieron en la Sección 2.5. En esta sección solo necesitaremos sus módulos al cuadrado:

$$|h_1^{Z\gamma}|^2 = \left[ 1 - a_Z - \hat{b}_Z \frac{(m_H^2 - m_Z^2)}{m_Z^2} + \frac{\hat{c}_Z}{2} \right]^2, \tag{3.23}$$

$$|h_2^{Z\gamma}|^2 = 4\hat{b}_Z^2, \tag{3.24}$$

$$|h_3^{Z\gamma}|^2 = 4\tilde{b}_Z^2. \tag{3.25}$$

La convención de signos en  $h_2^{Z\gamma}$  y  $h_3^{Z\gamma}$  (relativa a las fases de helicidad y a  $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ ) es la fijada en la sección 2.5 y se mantiene aquí. Además, usaremos la relación

$$|h_2^{Z\gamma}|^2 = \frac{4m_Z^4}{(m_Z^2 - m_H^2)^2} |h_1^{Z\gamma}|^2, \tag{3.26}$$

Estos factores de forma nosotros los podemos utilizar para sustituir los coeficientes anómalos que se encuentran entre los corchetes de la Ec. (3.22), dándonos así, el ancho de decaimiento  $\Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma)$  en términos de sus factores de forma:

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{2}{3}(\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2)(m_H^2 - m_Z^2)^2 + 2\hat{b}_Z m_Z^2 (a_Z - \frac{\hat{c}_Z}{2} - 1)(m_H^2 - m_Z^2) + m_Z^4 (a_Z - \frac{\hat{c}_Z}{2} - 1)^2 \right] \\ & = \frac{1}{6} [4|h_1^{Z\gamma}|^2 m_Z^4 + |h_3^{Z\gamma}|^2 (m_H^2 - m_Z^2)^2]. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Que al sustituirla en la Ec. (3.22) tenemos:

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma) & = \frac{g^4(m_H^2 - m_Z^2)(Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{3072Cw^2\pi^2 m_H^3 m_Z^3 \Gamma_Z} \\ & \times (4|h_1^{Z\gamma}|^2 m_Z^4 + |h_3^{Z\gamma}|^2 (m_H^2 - m_Z^2)^2). \end{aligned} \quad (3.28)$$

La cuál es nuestra expresión para el ancho de decaimiento de  $H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma$ .

### 3.5. Análisis por etapas del decaimiento $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$

De manera complementaria, es posible analizar el proceso de forma más intuitiva calculando por separado el ancho de decaimiento de cada etapa intermedia y reconstruyendo a partir de ellos el decaimiento total de tres cuerpos. Este enfoque facilita la interpretación física y permite comprobar la consistencia de la factorización obtenida. Este procedimiento no sólo simplifica el cálculo, sino que también ayuda a visualizar la conexión entre el vértice efectivo  $HZ\gamma$  y los observables que caracterizan a cada subproceso.

#### 3.5.1. Decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$

Al igual que en el caso de tres cuerpos, la amplitud se obtiene empleando `FeynRules`, `FeynArts` y `FeynCalc`. El mismo Lagrangiano efectivo descrito en la Sección 3.2 puede utilizarse, ya que representa el mismo vértice  $HZ\gamma$ . El módulo al cuadrado de la amplitud toma la forma:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}^{HZ\gamma}|^2 & = \frac{g^2}{4m_Z^4} \left( 2\hat{b}_Z m_Z^2 (2a_Z - \hat{c}_Z - 2)(m_H^2 - m_Z^2) + 3m_Z^4 (2a_Z - \hat{c}_Z - 2)^2 \right. \\ & \left. + (8\hat{b}_Z^2 + 8\tilde{b}_Z^2)(m_H^2 - m_Z^2)^2 \right), \end{aligned} \quad (3.29)$$

Recordando los factores de forma de la sub-sección 3.4.2, y sustituyéndolos en la Ec. (3.29), se obtiene:

$$|\mathcal{M}^{HZ\gamma}|^2 = \frac{g^2}{2m_Z^4} (4|h_1^{Z\gamma}|^2 m_Z^4 + |h_3^{Z\gamma}|^2 (m_H^2 - m_Z^2)^2). \quad (3.30)$$

Este resultado describe la transición del bosón de Higgs, una partícula escalar neutra, en dos bosones vectoriales: el bosón  $Z$  y el fotón. La estructura efectiva del vértice  $HZ\gamma$  permite que este proceso ocurra, asegurando la conservación del momento angular y la paridad. El ancho de decaimiento de dos cuerpos, siguiendo la formulación estándar de la regla de oro de Fermi [10, 11], se expresa como:

$$\Gamma(H \rightarrow Z\gamma) = \frac{g^2(m_H^2 - m_Z^2)}{32\pi m_H^3 m_Z^4} (4|h_1^{Z\gamma}|^2 m_Z^4 + |h_3^{Z\gamma}|^2 (m_H^2 - m_Z^2)^2). \quad (3.31)$$

### 3.5.2. Decaimiento $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$

El siguiente paso consiste en calcular el ancho de decaimiento del bosón  $Z$  en un par leptón–antileptón. Aplicando la regla de oro de Fermi y sumando sobre los estados de polarización permitidos, se obtiene el módulo al cuadrado de la amplitud. En este caso, el bosón  $Z$  se considera no polarizado, por lo que se promedia sobre sus tres posibles estados de polarización. Este promedio introduce el factor  $\frac{1}{3}$  que aparece tras el módulo al cuadrado:

$$|\mathcal{M}^{Z\ell^-\ell^+}|^2 = \frac{g^2 m_Z^2 (\cos^4 \theta_W - 2 \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W + 5 \sin^4 \theta_W)}{6 \cos^2 \theta_W}. \quad (3.32)$$

El ancho de decaimiento del bosón  $Z$  se obtiene entonces como:

$$\begin{aligned} \Gamma(Z \rightarrow \ell^+\ell^-) &= \frac{1}{16\pi m_Z} |\mathcal{M}^{Z\ell^-\ell^+}|^2 \\ &= \frac{g^2 m_Z (\cos^4 \theta_W - 2 \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W + 5 \sin^4 \theta_W)}{96\pi \cos^2 \theta_W}. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Esta expresión describe la tasa de desintegración del bosón  $Z$  en un par leptón–antileptón, un resultado fundamental en la fenomenología del Modelo Estándar.

De manera equivalente, este ancho puede escribirse en función de los acoplamientos vectorial y axial del  $Z$  con los fermiones [18, 23]:

$$g_V^f = \frac{1}{2} T_3^f - Q_f \sin^2 \theta_W, \quad g_A^f = \frac{1}{2} T_3^f,$$

donde  $T_3^f$  y  $Q_f$  son el isospín débil y la carga eléctrica del fermión. En estos términos, el ancho toma la forma más habitual:

$$\Gamma(Z \rightarrow \ell^-\ell^+) = \frac{g^2 m_Z}{12\pi \cos^2 \theta_W} (g_V^2 + g_A^2),$$

coherente con el *branching ratio* experimental del canal leptónico del bosón  $Z$  [18].

Las expresiones obtenidas en este capítulo —en particular la Ec. (3.28), correspondiente al ancho diferencial de tres cuerpos bajo la aproximación de ancho estrecho (NWA), junto con los resultados de dos cuerpos de las Ecs. (3.31) y (3.33)— establecen la factorización consistente del proceso

$$H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma,$$

y su dependencia explícita en los factores de forma  $|h_1^{Z\gamma}|$  y  $|h_3^{Z\gamma}|$ .

Es importante destacar que el término  $h_1^{Z\gamma}$  se encuentra completamente determinado dentro del Modelo Estándar, donde representa la contribución que *consera la simetría CP*. En este trabajo se introdujo de manera explícita el factor de forma  $h_3^{Z\gamma}$ , asociado a la *violación de CP*, como una posible extensión efectiva del vértice  $HZ\gamma$ . El objetivo de esta inclusión es explorar si este término anómalo podría contribuir a explicar el valor de la intensidad de señal  $\mu^{Z\gamma} = 2.2 \pm 0.7$  reportado por las colaboraciones CMS y ATLAS, el cual se encuentra por encima de la predicción del Modelo Estándar.

De esta forma, el marco teórico y computacional desarrollado en este capítulo permite analizar, de manera cuantitativa, cómo la incorporación del término  $h_3^{Z\gamma}$  modifica los observables del decaimiento y abre la posibilidad de interpretar las desviaciones experimentales como una señal potencial de nueva física.

En el **Capítulo 4** se presenta el análisis fenomenológico: la evaluación numérica de las expresiones obtenidas, la comparación con las expectativas del Modelo Estándar y la estimación de la sensibilidad del canal  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$  a posibles contribuciones que violen la simetría CP. Asimismo, se discuten escenarios de referencia y las implicaciones sobre cotas paramétricas y observables experimentales.



# Resultados y análisis fenomenológico del decaimiento $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$

---

## 4.1. Validación de la factorización del ancho de decaimiento

Podemos comprobar que el ancho de decaimiento de tres cuerpos puede escribirse también como la factorización del proceso en dos decaimientos consecutivos, de acuerdo con la expresión

$$\Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma) = BR(Z \rightarrow \ell^-\ell^+) \times \Gamma(H \rightarrow Z\gamma), \quad (4.1)$$

donde  $BR(Z \rightarrow \ell^-\ell^+) = \Gamma(Z \rightarrow \ell^-\ell^+)/\Gamma_Z$  representa la fracción del ancho de decaimiento del bosón  $Z$  y  $\Gamma_Z$  es su ancho total.

Comprobamos que el resultado obtenido al factorizar el proceso coincide con el cálculo directo del decaimiento de tres cuerpos presentado en la Sec. 3.4, lo que confirma la validez de esta forma y simplifica el desarrollo del cálculo del ancho de decaimiento.

A partir de las Ecs. (3.31) y (3.33), al sustituir las en la Ec. (4.1), obtenemos la expresión final del ancho de decaimiento de  $H \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$  idéntica a la ecuación (Ec. 3.28), que emplearemos en este capítulo.

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma) &= \frac{g^4 (m_H^2 - m_Z^2) (Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{3072\pi^2 Cw^2 m_H^3 m_Z^3 \Gamma_Z} \\ &\quad \times \left( 4|h_1^{Z\gamma}|^2 m_Z^4 + |h_3^{Z\gamma}|^2 (m_H^2 - m_Z^2)^2 \right). \end{aligned} \quad (4.2)$$

En otras palabras, el decaimiento completo puede entenderse como el producto entre el ancho del Higgs que produce un  $Z$  real acompañado de un fotón, y la probabilidad de que ese  $Z$  se desintegre en un par leptónico.

## 4. RESULTADOS Y ANÁLISIS FENOMENOLÓGICO DEL DECAIMIENTO $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$

---

En la Ec. (4.2), el término proporcional a  $|h_1^{Z\gamma}|^2$  representa la contribución del Modelo Estándar que conserva CP, mientras que el término con  $|h_3^{Z\gamma}|^2$  corresponde a la corrección asociada a nueva física que viola la simetría CP en el vértice  $HZ\gamma$ . Esta estructura permite analizar de forma separada los efectos de cada contribución sobre el ancho total del decaimiento.

### 4.2. Límites de $\mu^{Z\gamma}$ y dominio permitido de $h_3^{Z\gamma}$

Dado que nuestro interés es cuantificar directamente el efecto de  $h_3^{Z\gamma}$  en el ancho, usamos la medida combinada de  $\mu^{Z\gamma}$  para traducir sus intervalos experimentales a cotas sobre  $|h_3^{Z\gamma}|$  mediante la Ec. (4.2).

$$\mu^{Z\gamma} = \frac{(\sigma \times \text{BR})_{\text{exp}}}{(\sigma \times \text{BR})_{\text{SM}}} = 2.2 \pm 0.7.$$

[2]

La producción (Cross Section  $\sigma$ ) del Higgs se asume idéntica al SM, por lo que atribuimos cualquier desviación de  $\mu^{Z\gamma}$  al vértice  $HZ\gamma$  a través del ancho parcial (BR) (véase Sec. 2.2).

Bajo esta hipótesis, podemos relacionar nuestra propuesta de modelo del ancho de decaimiento, que lo llamamos BSM por sus siglas en inglés (Beyond Standard Model), con el producto del ancho de decaimiento del SM multiplicado por la intensidad de señal medida:

$$BR_{H \rightarrow \ell\bar{\ell}\gamma}^{\text{BSM}} = \mu^{Z\gamma} BR_{H \rightarrow \ell\bar{\ell}\gamma}^{\text{SM}}.$$

Así, los límites experimentales sobre  $\mu^{Z\gamma}$  se traducen directamente en límites sobre  $\Gamma^{\text{BSM}}$  y a través de la Ec. (4.2), podemos definir cotas para  $|h_3^{Z\gamma}|^2$ :

$$BR_{H \rightarrow \ell\bar{\ell}\gamma}^{\text{SM}} \mu_{\text{mín}}^{Z\gamma} \leq BR_{H \rightarrow \ell\bar{\ell}\gamma}^{\text{BSM}} \leq BR_{H \rightarrow \ell\bar{\ell}\gamma}^{\text{SM}} \mu_{\text{máx}}^{Z\gamma}. \quad (4.3)$$

Para un intervalo de confianza del 95 % (aprox. gaussiana) multiplicamos los límites de  $\mu^{Z\gamma}$  por  $1.96\sigma_\mu$ , dándonos así:

$$\mu_{\text{mín,máx}}^{Z\gamma} = \mu^{Z\gamma} \pm 1.96\sigma_\mu \quad \Rightarrow \quad \mu_{\text{mín}}^{Z\gamma} = 0.828, \quad \mu_{\text{máx}}^{Z\gamma} = 3.572,$$

donde  $\sigma_\mu = 0.7$ . Insertando estos límites en la Ec. (4.3) y usando la Ec. (4.2), al despejar el factor de  $|h_3^{Z\gamma}|^2$  de  $\Gamma_{H \rightarrow \ell\bar{\ell}\gamma}^{\text{BSM}}$  se llega a:

$$\frac{\mu_{\text{mín}}^{Z\gamma} (4|h_1^{Z\gamma}|^2 m_Z^4) - 4|h_1^{Z\gamma}|^2 m_Z^4}{(m_H^2 - m_Z^2)^2} \leq |h_3^{Z\gamma}|^2 \leq \frac{\mu_{\text{máx}}^{Z\gamma} (4|h_1^{Z\gamma}|^2 m_Z^4) - 4|h_1^{Z\gamma}|^2 m_Z^4}{(m_H^2 - m_Z^2)^2}, \quad (4.4)$$

Recordemos que el valor de  $h_1^{Z\gamma}$  es fijo, y está dado por:

$$h_1^{Z\gamma} = (-3.22 \times 10^{-1} + i 2.26 \times 10^{-4}) \text{ GeV}, \quad (4.5)$$

[17]

y de igual manera las masas están dadas por  $m_H \simeq 125.2$  GeV,  $m_Z \simeq 91.188$  GeV.

A partir de la Ec. (4.4) nos interesa visualizar el dominio permitido de  $h_3^{Z\gamma}$ , el cuál asumimos como complejo debido a la naturaleza del factor de forma  $h_1^{Z\gamma}$ , con ello en consideración podemos trabajar en el plano de los componentes reales e imaginarias de  $h_3^{Z\gamma}$ . Nótese que la cota está expresada en términos del módulo al cuadrado  $|h_3^{Z\gamma}|^2 = \text{Re}[h_3^{Z\gamma}]^2 + \text{Im}[h_3^{Z\gamma}]^2$ , por lo que el conjunto permitido en el plano (Re, Im) corresponde a una región determinada por  $\mu_{\text{mín,máx}}^{Z\gamma}$  tras el reescalamiento numérico implícito en la Ec. (4.4). La Fig. 4.1 muestra esta región:

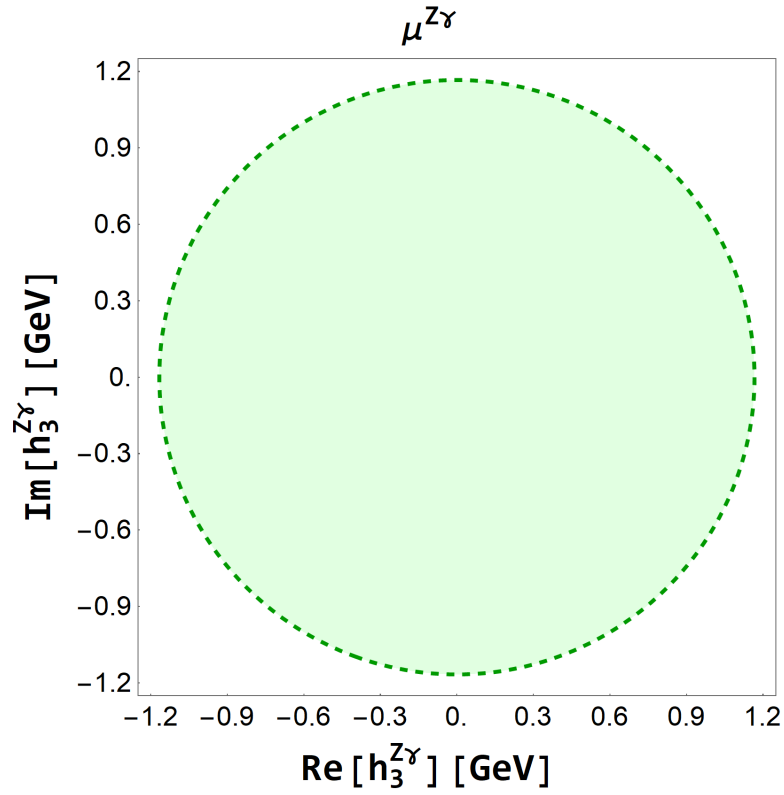


Figura 4.1: **Dominio permitido de  $h_3^{Z\gamma}$ .** Región en el plano  $\text{Re}[h_3^{Z\gamma}]$ – $\text{Im}[h_3^{Z\gamma}]$  consistente con la cota sobre  $|h_3^{Z\gamma}|^2$  (Ec. 4.4) obtenida del intervalo experimental de  $\mu^{Z\gamma}$  al 95 % de nivel de confianza [2]. Figura de elaboración propia en *Mathematica*.

Del cálculo se obtiene el rango numérico permitido para  $h_3^{Z\gamma}$  que es:

$$|\text{Re}[h_3^{Z\gamma}]|, |\text{Im}[h_3^{Z\gamma}]| \lesssim 1.15 \text{ GeV}. \quad (4.6)$$

### 4.3. Comportamiento del ancho $\Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma)$ en función de $h_3^{Z\gamma}$

La Ec. (4.2) muestra que la contribución de nueva física se presenta como  $|h_3^{Z\gamma}|^2$ , de modo que la variación del ancho con  $\text{Re}[h_3^{Z\gamma}]$  e  $\text{Im}[h_3^{Z\gamma}]$  es esencialmente cuadrática dentro del dominio permitido por la Sec. 4.2.

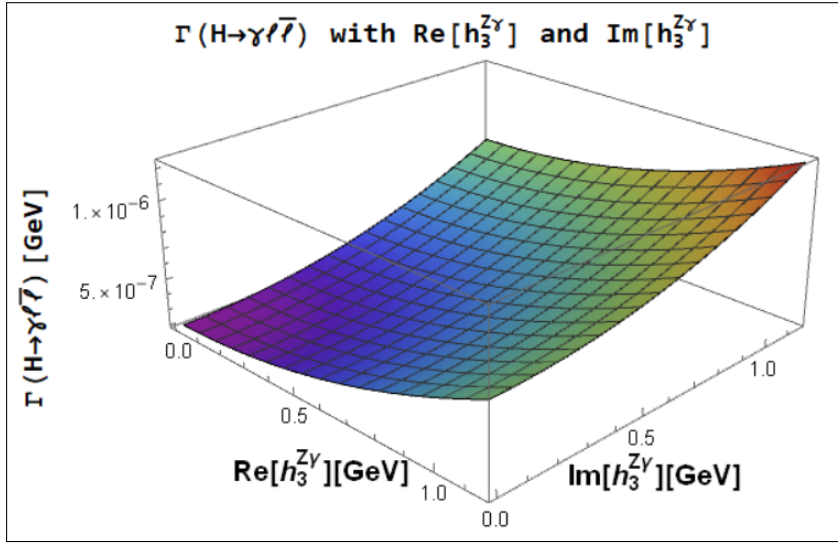


Figura 4.2: **Superficie de  $\Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma)$  (GeV).** Dependencia en  $\text{Re}[h_3^{Z\gamma}]$  e  $\text{Im}[h_3^{Z\gamma}]$  dentro de la región permitida por Sec. 4.2. La variación es aproximadamente cuadrática en  $|h_3^{Z\gamma}|$  y presenta un mínimo cercano a  $h_3^{Z\gamma} = 0$ .

Además, con el objetivo de analizar de forma más detallada cómo influyen las partes real e imaginaria de  $h_3^{Z\gamma}$  en el ancho de decaimiento, se calcularon cortes unidimensionales de  $\Gamma$  para trayectorias representativas en el plano (Re, Im) (Fig. 4.3). Estas trayectorias fueron elegidas considerando las siguientes relaciones:

$$\text{Im}[h_3^{Z\gamma}] = 0, \quad \text{Im}[h_3^{Z\gamma}] = \text{Re}[h_3^{Z\gamma}], \quad \text{Im}[h_3^{Z\gamma}] = 2 \text{Re}[h_3^{Z\gamma}], \quad \text{Im}[h_3^{Z\gamma}] = \frac{1}{2} \text{Re}[h_3^{Z\gamma}].$$

En la figura se incluyen también las líneas horizontales punteadas que indican los valores extremos  $\Gamma_{\text{mín}}$  y  $\Gamma_{\text{máx}}$  correspondientes a los límites de  $\mu_{\text{mín,máx}}^{Z\gamma}$  obtenidos al 95% CL (Sec. 4.2). Se observa que las trayectorias con una mayor componente imaginaria conducen a un incremento más pronunciado del ancho, manteniéndose siempre dentro del intervalo experimental permitido.

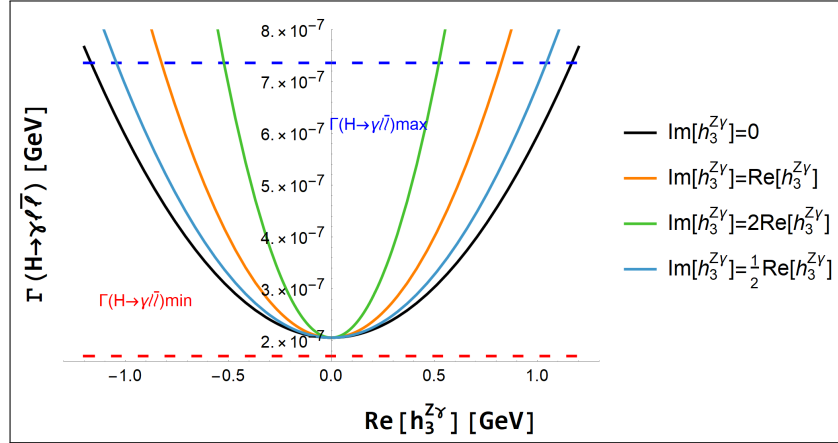


Figura 4.3: **Cortes de  $\Gamma(H \rightarrow \ell^- \ell^+ \gamma)$  (GeV) para diferentes trayectorias Im–Re.** Curvas correspondientes a  $\text{Im}[h_3^{Z\gamma}] = 0$  (negra),  $\text{Im} = \text{Re}$  (naranja),  $\text{Im} = 2 \text{Re}$  (verde) y  $\text{Im} = \frac{1}{2} \text{Re}$  (azul). Las líneas punteadas indican los valores extremos  $\Gamma_{\min}$  y  $\Gamma_{\max}$  derivados de  $\mu_{\min, \max}^{Z\gamma}$  al 95 % CL.

Con  $h_1^{Z\gamma}$  fijo por el SM, la variación de  $h_3^{Z\gamma}$  controla el incremento del ancho de decaimiento, lo que nos permite reproducir la intensidad de señal observada por ATLAS y CMS dentro de sus incertidumbres. Lo que relaciona de manera directa lo observable experimental ( $\mu^{Z\gamma}$ ) con el parámetro del Lagrangiano efectivo que nosotros introducimos para explicar los resultados anómalos medidos por CMS y ATLAS, proporcionando así un marco cuantitativo para estudiar indicios de violación de CP en el vértice  $HZ\gamma$ .



# Conclusiones

---

El presente trabajo se desarrolló a partir de la evidencia experimental reportada por las colaboraciones ATLAS y CMS, donde se observó una intensidad de señal anómala de  $\mu^{Z\gamma} = 2.2 \pm 0.7$  en el canal  $H \rightarrow Z\gamma$ . Este resultado motivó la construcción de un modelo efectivo que permitiera explorar la posible presencia de violación de la simetría CP en el vértice  $HZ\gamma$ , un fenómeno ausente en el Modelo Estándar (SM) pero esencial para explicar la asimetría observada entre materia y antimateria en el universo y la búsqueda de física más allá del modelo estándar. Con este propósito, se introdujo un nuevo factor de forma  $h_3^{Z\gamma}$  asociado a violación de CP, para analizar si una contribución de este tipo podría explicar el exceso experimental observado. El modelo se construyó tomando como referencia la estructura tensorial del vértice  $HZZ$ , extendida al caso  $HZ\gamma$  e incluyendo los coeficientes anómalos  $(a_Z, \hat{b}_Z, \hat{c}_Z, \tilde{b}_Z)$ . A partir de este Lagrangiano efectivo se calculó la amplitud del proceso  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ , considerando su esquema cinemático completo. Para ello se emplearon dos marcos de referencia distintos: uno para describir el decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma$  y otro para el posterior  $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ . Esta formulación permitió factorizar el espacio de fases del decaimiento en dos partes, lo que simplificó el desarrollo del cálculo y condujo a una expresión general del ancho de decaimiento, además, comprobamos que el resultado obtenido al factorizar el proceso coincide con el cálculo directo del decaimiento de tres cuerpos, lo que confirma la validez de esta forma y simplifica el desarrollo del cálculo del ancho de decaimiento. En particular, se verificó que puede escribirse como  $\Gamma(H \rightarrow \ell^-\ell^+\gamma) = BR(Z \rightarrow \ell^-\ell^+)\Gamma(H \rightarrow Z\gamma)$ , lo que demuestra que el tratamiento mediante la factorización del espacio de fases describe de manera consistente la estructura cinemática del proceso. La expresión final obtenida para el ancho  $\Gamma(H \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma)$  depende de los factores de forma  $h_1^{Z\gamma}$ , que corresponde a la contribución del SM, y  $h_3^{Z\gamma}$ , introducido en este trabajo y encargado de modelar la posible violación de CP. Se observó que el término  $h_3^{Z\gamma}$  modifica el ancho de decaimiento de manera cuadrática y se analizó su comportamiento bajo distintas relaciones entre sus partes real e imaginaria. A partir de los valores experimentales de la intensidad de señal, se determinaron cotas al 95 % de nivel de confianza para las posibles magnitudes de  $h_3^{Z\gamma}$ , obteniéndose valores del orden de 1.15 GeV, consistentes con los datos observados.

Los resultados obtenidos muestran que la incorporación de un término CP-violatorio en el vértice  $HZ\gamma$  puede reproducir y explicar parcialmente el exceso experimental de

#### 4. RESULTADOS Y ANÁLISIS FENOMENOLÓGICO DEL DECAIMIENTO

$H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$

---

$\mu^{Z\gamma}$ . Este estudio refuerza la idea de que el sector del Higgs podría albergar mecanismos de violación de CP más allá del Modelo Estándar, con posibles implicaciones sobre el origen de la asimetría materia–antimateria del universo. Finalmente, el modelo propuesto sienta las bases para futuros estudios del canal  $H \rightarrow Z\gamma$  orientados al análisis de dependencias angulares y observables diferenciales que podrían ampliar la evidencia de violación de CP en el sector escalar así como una mayor comprensión de este raro proceso.

---

## Apéndice A

# Resultados Complementarios

---

### A.1. Derivaciones analíticas

#### A.1.1. Demostración de la Ecuación 3.8

Queremos demostrar la relación entre cuadri-momentos:

$$(p_1 + p_2)^2 + (p_1 + p_3)^2 = m_H^2 - m_Z^2, \quad (\text{A.1})$$

#### Paso 1: Expansión de los términos al cuadrado

Utilizamos la métrica de Minkowski  $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+, -, -, -)$  y expandimos cada término:

$$(p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2, \quad (p_1 + p_3)^2 = p_1^2 + p_3^2 + 2p_1 \cdot p_3.$$

Dado que  $p_1^2 = p_2^2 = p_3^2 = 0$  (las tres partículas son sin masa), se simplifican a:

$$(p_1 + p_2)^2 = 2p_1 \cdot p_2, \quad (p_1 + p_3)^2 = 2p_1 \cdot p_3.$$

Sumando ambos:

$$(p_1 + p_2)^2 + (p_1 + p_3)^2 = 2p_1 \cdot p_2 + 2p_1 \cdot p_3.$$

#### Paso 2: Relación con el cuádrimomento total

La conservación del cuádrimomento en el decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$  implica:

$$q = p_1 + p_2 + p_3, \quad k = p_2 + p_3, \quad q^2 = m_H^2, \quad k^2 = m_Z^2.$$

Calculamos  $q^2$  expandiendo:

$$q^2 = (p_1 + p_2 + p_3)^2 = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + 2p_1 \cdot p_2 + 2p_1 \cdot p_3 + 2p_2 \cdot p_3.$$

Usando que  $p_i^2 = 0$ , esto se reduce a:

$$q^2 = 2p_1 \cdot p_2 + 2p_1 \cdot p_3 + 2p_2 \cdot p_3.$$

También sabemos que:

$$k^2 = (p_2 + p_3)^2 = 2p_2 \cdot p_3.$$

Sustituyendo:

$$q^2 = 2p_1 \cdot p_2 + 2p_1 \cdot p_3 + k^2,$$

y despejando:

$$2p_1 \cdot p_2 + 2p_1 \cdot p_3 = q^2 - k^2 = m_H^2 - m_Z^2.$$

Finalmente, sustituyendo esto en la ecuación (A.1.1):

$$(p_1 + p_2)^2 + (p_1 + p_3)^2 = m_H^2 - m_Z^2.$$

### A.1.2. Demostración de la Ecuación 3.9

Queremos demostrar la siguiente identidad, válida en el contexto del decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ , en el cual se consideran despreciables las masas de los leptones y del fotón:

$$(p_1 + p_2)^4 + (p_1 + p_3)^4 = \frac{1}{4}(m_H^2 - m_Z^2)^2(3 + \text{Cos}[2\theta]). \quad (\text{A.2})$$

#### Paso 1: Expansión de la expresión

Utilizamos la definición:

$$(p_i + p_j)^4 = [(p_i + p_j)^2]^2,$$

Y la definición:

$$(p_i + p_j)^2 = 2p_i \cdot p_j,$$

Por tanto:

$$(p_1 + p_2)^4 + (p_1 + p_3)^4 = 4(p_1 \cdot p_2)^2 + 4(p_1 \cdot p_3)^2. \quad (\text{A.3})$$

## Paso 2: Calculo de los cuadri-momentos $p_1$ , $p_2$ y $p_3$ en el centro de masas del Higgs

Partamos por algunas consideraciones, si nos ponemos en el marco de referencia del centro de masas del Higgs, este tendrá un momento 0 y la energía de su partícula será su masa en reposo, cuando este decaiga a las partículas ZFotón, por conservación del momento, deben mantener momento total igual a cero, por lo que sus momentos deben ser iguales y opuestos:

$$\begin{aligned} E_T &= E_H = m_H = E_Z + E_\gamma, \\ P_T &= 0 = p_Z + p_\gamma \Rightarrow p_Z = -p_\gamma. \end{aligned}$$

Ahora, el bosón Z es masivo mientras que el fotón no lo es por lo que sus energías están dadas por:

$$\begin{aligned} E_Z^2 &= |p_z|^2 + m_Z^2, \\ E_\gamma^2 &= |p_\gamma|^2. \end{aligned}$$

Ahora, como ya tenemos el valor de las energías, nos interesa obtener la energía en términos de las masas de nuestro sistema en el centro de masa del Higgs tal que para  $E_\gamma$  tenemos:

$$\begin{aligned} E_H &= m_H = E_Z + E_\gamma, \\ \Rightarrow m_H^2 &= (E_Z + E_\gamma)^2, \\ \Rightarrow m_H^2 &= E_Z^2 + 2E_Z E_\gamma + E_\gamma^2, \\ \Rightarrow m_H^2 &= |p_z|^2 + m_Z^2 + 2E_Z E_\gamma + |p_\gamma|^2, \\ \Rightarrow m_H^2 &= m_Z^2 + 2E_Z E_\gamma + 2|p_\gamma|^2, \\ \Rightarrow m_H^2 &= m_Z^2 + 2E_Z E_\gamma + 2E_\gamma^2, \\ \Rightarrow m_H^2 &= m_Z^2 + 2E_\gamma(m_H - E_\gamma) + 2E_\gamma^2, \\ \Rightarrow m_H^2 &= m_Z^2 + 2E_\gamma m_H - 2E_\gamma^2 + 2E_\gamma^2, \\ \Rightarrow m_H^2 &= m_Z^2 + 2E_\gamma m_H, \\ \Rightarrow E_\gamma &= \frac{m_H^2 - m_Z^2}{2m_H}. \end{aligned}$$

Podemos aplicar el mismo procedimiento para  $E_Z$ , dándonos:

$$\Rightarrow E_Z = \frac{m_H^2 + m_Z^2}{2m_H}.$$

Con esto ahora podemos encontrar del cuadri-momento del fotón, y si consideramos que va en dirección x positiva, considerando coordenadas esféricas para nuestros cálculos tendríamos:

## A. RESULTADOS COMPLEMENTARIOS

---

$$P_\gamma = (E_\gamma, \sqrt{E_\gamma^2 - m_\gamma^2} \sin(\theta) \cos(\phi), \sqrt{E_\gamma^2 - m_\gamma^2} \sin(\theta) \sin(\phi), \sqrt{E_\gamma^2 - m_\gamma^2} \cos(\theta)).$$

Tal que con  $\theta \rightarrow \pi/2$  y  $\phi \rightarrow 0$  tendríamos:

$$P_\gamma = \left( \frac{m_H^2 - m_Z^2}{2m_H}, \frac{m_H^2 - m_Z^2}{2m_H}, 0, 0 \right).$$

Ya tenemos el cuadri-momento del fotón, es decir,  $p_1$ , en el marco de referencia del centro de masa del Higgs, ahora necesitamos el cuadri-momento de las partículas  $p_2$  y  $p_3$  las cuales son el leptón y anti-leptón que decaen del bosón Z, así que primero debemos adaptar los ángulos al problema, definimos entonces los cuadri-momentos de  $p_2$  y  $p_3$  en el marco de reposo del centro de masa del bosón Z, y de igual manera, como consideramos ambas partículas no masivas, y por conservación del momento tenemos:

$$P_2 = \left( \frac{m_Z}{2}, -\frac{m_Z}{2} \cos(\theta), \frac{m_Z}{2} \sin(\theta) \cos(\phi), \frac{m_Z}{2} \sin(\theta) \sin(\phi) \right).$$

$$P_3 = \left( \frac{m_Z}{2}, \frac{m_Z}{2} \cos(\theta), -\frac{m_Z}{2} \sin(\theta) \cos(\phi), -\frac{m_Z}{2} \sin(\theta) \sin(\phi) \right).$$

Ambos cuadri-momentos están en el marco de referencia del centro de masa del Z, pero nos interesa mandarlos al marco de referencia del centro de masa del higgs, por lo que a ambos les aplicaremos un boost, importante recordar que al aplicar el boost, su energía momento en x debe ser opuesto al del fotón, con eso considerado, tenemos la ecuación del boost dada por:

$$(\gamma(P[1] - vP[2]), \gamma(P[2] - vP[1]), P[3], P[4]).$$

Donde  $P[i]$ , donde  $i=1,2,3,4$  son los componentes de nuestro cuadri-momento, mientras que  $v$  y  $\gamma$  son la velocidad y el factor de Lorentz respectivamente, y como queremos hacer el boost en dirección al movimiento del bosón Z en el marco de referencia del centro de masa del Higgs, tenemos que:

$$v = \frac{|p_Z|}{E_Z} = \frac{m_H^2 - m_Z^2}{m_H^2 + m_Z^2}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2}} = \frac{m_H^2 + m_Z^2}{2m_H m_Z}.$$

Con esto, podemos aplicar el boost a ambos cuadri-momentos dándonos:

$$P_{2b} = \left( \frac{(m_H^2 + m_Z^2) \left( \frac{m_Z}{2} + \frac{m_Z(m_H^2 - m_Z^2) \cos(\theta)}{2(m_H^2 + m_Z^2)} \right)}{2m_H m_Z}, \frac{(m_H^2 + m_Z^2) \left( -\frac{m_Z(m_H^2 - m_Z^2)}{2(m_H^2 + m_Z^2)} - \frac{m_Z \cos(\theta)}{2} \right)}{2m_H m_Z}, \right. \\ \left. \frac{m_Z}{2} \sin(\theta) \cos(\phi), \frac{m_Z}{2} \sin(\theta) \sin(\phi) \right),$$

$$P_{3b} = \left( \frac{(m_H^2 + m_Z^2) \left( \frac{m_Z}{2} - \frac{m_Z(m_H^2 - m_Z^2) \cos(\theta)}{2(m_H^2 + m_Z^2)} \right)}{2m_H m_Z}, \frac{(m_H^2 + m_Z^2) \left( -\frac{m_Z(m_H^2 - m_Z^2)}{2(m_H^2 + m_Z^2)} + \frac{m_Z \cos(\theta)}{2} \right)}{2m_H m_Z}, \right. \\ \left. -\frac{m_Z}{2} \sin(\theta) \cos(\phi), -\frac{m_Z}{2} \sin(\theta) \sin(\phi) \right),$$

Ahora regresamos a la ecuación A.2, ya contamos con los cuadri-momentos de las partículas  $p_1$ ,  $p_2$  y  $p_3$  en el marco de referencia del centro de masa del Higgs, ahora solo aplicamos el producto punto y el cálculo por polarizaciones como lo vemos en la ecuación A.3, y simplificando obtenemos:

$$(p_1 + p_2)^4 + (p_1 + p_3)^4 = \frac{1}{4}(m_H^2 - m_Z^2)^2(3 + \text{Cos}[2\theta]).$$

Esto completa la demostración de la ecuación (3.9).

### A.1.3. Demostración de la Ecuación 3.16

Se desea calcular la siguiente integral de volumen de fase para el decaimiento de una partícula de cuadrimento  $k^\mu$  en dos productos finales sin masa:

$$\int |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|^2 \frac{d^3\vec{p}_2}{2E_{p_2}} \frac{d^3\vec{p}_3}{2E_{p_3}} \delta^4(k - p_2 - p_3). \quad (\text{A.4})$$

#### Separación de la delta de Dirac y elección del sistema

Aplicamos la separación de la delta de Dirac en sus componentes temporal y espacial:

$$\delta^4(k - p_2 - p_3) = \delta(E_k - E_{p_2} - E_{p_3}) \delta^3(\vec{k} - \vec{p}_2 - \vec{p}_3).$$

Trabajamos en el sistema de reposo de la partícula inicial, es decir, donde  $\vec{k} = 0$ . En este marco, la delta espacial se simplifica a:

$$\delta^3(\vec{k} - \vec{p}_2 - \vec{p}_3) = \delta^3(\vec{p}_2 + \vec{p}_3).$$

La integral toma entonces la forma:

$$\int |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|^2 \frac{d^3\vec{p}_2}{2E_{p_2}} \frac{d^3\vec{p}_3}{2E_{p_3}} \delta(M_Z - E_{p_2} - E_{p_3}) \delta^3(\vec{p}_2 + \vec{p}_3),$$

donde se ha identificado  $E_k = M_Z$ , considerando que la partícula en desintegración es un bosón  $Z$  real.

#### Condiciones cinemáticas

Como las partículas finales son sin masa, se cumple:

$$E_{p_2} = |\vec{p}_2|, \quad E_{p_3} = |\vec{p}_3|.$$

La delta de momento impone  $\vec{p}_3 = -\vec{p}_2$ , y por tanto  $E_{p_2} = E_{p_3} = |\vec{p}_2|$ . Sustituyendo estas condiciones:

$$\int |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|^2 \frac{d^3\vec{p}_2}{4|\vec{p}_2|^2} \delta(M_Z - 2|\vec{p}_2|).$$

### Cambio a coordenadas esféricas

Expresamos el diferencial de volumen en coordenadas esféricas:

$$d^3 \vec{p}_2 = |\vec{p}_2|^2 \sin \theta d|\vec{p}_2| d\theta d\phi.$$

Entonces la integral se transforma en:

$$\int |\mathcal{M}^{H\ell-\ell+\gamma}|^2 \frac{|\vec{p}_2|^2 \sin \theta d|\vec{p}_2| d\theta d\phi}{4|\vec{p}_2|^2} \delta(M_Z - 2|\vec{p}_2|).$$

Simplificando los factores  $|\vec{p}_2|^2$ , se obtiene:

$$\frac{1}{4} \int |\mathcal{M}^{H\ell-\ell+\gamma}|^2 \sin \theta d|\vec{p}_2| d\theta d\phi \delta(M_Z - 2|\vec{p}_2|).$$

### Evaluación de la delta de Dirac

Primero consideremos la siguiente definición:

$$\delta(kx) = \frac{1}{|k|} \delta(x),$$

Con esto podemos reescribir nuestra delta como:

$$\delta(M_Z - 2|\vec{p}_2|) = \frac{1}{2} \delta\left(|\vec{p}_2| - \frac{M_Z}{2}\right),$$

Aplicando la propiedad fundamental de la delta de Dirac:

$$\int f(x) \delta(x - a) dx = f(a),$$

lo que elimina la integración sobre  $d|\vec{p}_2|$ . La integral restante se convierte en:

$$\frac{1}{8} \int_0^\pi |\mathcal{M}^{H\ell-\ell+\gamma}|^2 \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi.$$

Primero resolvamos la integral con dependencia en  $\theta$ , por lo que tenemos:

$$\int_0^\pi |\mathcal{M}^{H\ell-\ell+\gamma}|^2 \sin \theta d\theta$$

Y como ya conocemos la amplitud al cuadrado, tenemos:

$$\begin{aligned} & \int_0^\pi \frac{g^4(Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{2Cw^2m_Z^4(k^2 - m_Z^2)^2} k^2 \left[ (\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2) \frac{1}{4} (m_H^2 - m_Z^2)^2 (3 + \text{Cos}[2\theta]) \right. \\ & + 2\hat{b}_Z \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2} \right) (m_H^2 - m_Z^2) \\ & \left. + \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2} \right)^2 \right] \sin \theta d\theta \end{aligned}$$

Para hacer más fácil el desarrollo de la integral y no estar arrastrando términos, vamos a renombrar algunos de la siguiente manera:

$$a = \frac{g^4(Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{2Cw^2m_Z^4(k^2 - m_Z^2)^2}k^2,$$

$$b = (\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2)\frac{1}{4}(m_H^2 - m_Z^2)^2,$$

$$c = 2\hat{b}_Z\left((a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2}\right)(m_H^2 - m_Z^2).$$

$$d = \left((a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2}\right)^2,$$

Así tenemos:

$$a \int_0^\pi \left[ b(3 + \text{Cos}[2\theta]) + c + d \right] \sin \theta d\theta$$

Al desarrollar la integral tenemos:

$$ab \int_0^\pi (3 + \text{Cos}[2\theta]) \sin \theta d\theta + ac \int_0^\pi \sin \theta d\theta + ad \int_0^\pi \sin \theta d\theta$$

Integrando tenemos:

$$ab\left(\frac{16}{3}\right) + ac(2) + ad(2)$$

Y factorizando todos los posibles términos tenemos:

$$2a\left[\frac{8}{3}b + c + d\right]$$

La siguiente integral es bien conocida dándonos el siguiente término:

$$\int_0^{2\pi} d\phi = 2\pi,$$

por lo que:

$$\frac{1}{8} \cdot 2a\left[\frac{8}{3}b + c + d\right] \cdot 2\pi = a\left[\frac{8}{3}b + c + d\right]\pi.$$

Recordemos que el término  $a\left[\frac{8}{3}b + c + d\right]$  corresponde a la amplitud, la cual ya no tiene dependencia con  $\theta$ , por lo que podemos reescribir la amplitud como:

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|_d^2 &= \frac{g^4(Cw^4 - 2Cw^2Sw^2 + 5Sw^4)}{2Cw^2m_Z^4(k^2 - m_Z^2)^2} k^2 \left[ (\hat{b}_Z^2 + \tilde{b}_Z^2) \frac{2}{3} (m_H^2 - m_Z^2)^2 \right. \\
 &\quad + 2\hat{b}_Z \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2} \right) (m_H^2 - m_Z^2) \\
 &\quad \left. + \left( (a_Z - 1)m_Z^2 - \frac{\hat{c}_Z k^2}{2} \right)^2 \right]. \tag{A.5}
 \end{aligned}$$

### Resultado final

Concluimos que:

$$\int |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|_d^2 \frac{d^3\vec{p}_2}{2E_{p_2}} \frac{d^3\vec{p}_3}{2E_{p_3}} \delta^4(k - p_2 - p_3) = \frac{\pi}{2} |\mathcal{M}^{H\ell^-\ell^+\gamma}|_d^2, \tag{A.6}$$

lo cual representa el volumen de fase para un decaimiento de dos cuerpos sin masa en el sistema centro de masa.

#### A.1.4. Demostración de la Ecuación 3.17

Se desea calcular la siguiente integral de fase espacial correspondiente al decaimiento de una partícula de cuadrimomento  $q^\mu$  en dos productos: uno masivo (con masa  $m_Z$ ) y otro sin masa:

$$\int \frac{d^3\vec{p}_1}{2E_{p_1}} \frac{d^3\vec{k}}{2E_k} \delta^4(q - p_1 - k). \tag{A.7}$$

### Separación de la delta de Dirac y elección del sistema

Usamos la identidad:

$$\delta^4(q - p_1 - k) = \delta(E_q - E_{p_1} - E_k) \delta^3(\vec{q} - \vec{p}_1 - \vec{k}),$$

y trabajamos en el sistema de referencia donde  $\vec{q} = 0$  (reposo del sistema). En este marco, la delta tridimensional impone:

$$\delta^3(\vec{q} - \vec{p}_1 - \vec{k}) = \delta^3(\vec{p}_1 + \vec{k}),$$

de modo que la integral se convierte en:

$$\int \frac{d^3\vec{p}_1}{2E_{p_1}} \frac{d^3\vec{k}}{2E_k} \delta(m_H - E_{p_1} - E_k) \delta^3(\vec{p}_1 + \vec{k}),$$

donde  $E_q = m_H$ .

### Condiciones cinemáticas

Dado que  $\vec{p}_1 = -\vec{k}$  por la delta de momento, se cumple que:

$$E_{p_1} = |\vec{p}_1| = |\vec{k}|, \quad E_k = \sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}.$$

Sustituyendo estas relaciones:

$$\int \frac{d^3\vec{k}}{4|\vec{k}|\sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}} \delta(m_H - |\vec{k}| - \sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}).$$

### Cambio a coordenadas esféricas

Convertimos la medida de integración a coordenadas esféricas:

$$d^3\vec{k} = |\vec{k}|^2 \sin \theta d|\vec{k}| d\theta d\phi,$$

obteniendo:

$$\int \frac{|\vec{k}|^2 \sin \theta d|\vec{k}| d\theta d\phi}{4|\vec{k}|\sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}} \delta(m_H - |\vec{k}| - \sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}).$$

Evaluamos las integrales angulares:

$$\int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi = 4\pi,$$

por lo que la integral queda:

$$\pi \int \frac{|\vec{k}| d|\vec{k}|}{\sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}} \delta(m_H - |\vec{k}| - \sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}).$$

### Evaluación de la integral mediante cambio de variable

Realizamos el cambio:

$$u = |\vec{k}| + \sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2},$$

cuyo diferencial se obtiene como:

$$du = \left( 1 + \frac{|\vec{k}|}{\sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}} \right) d|\vec{k}|,$$

de donde:

$$d|\vec{k}| = \frac{du\sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}}{|\vec{k}| + \sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}} = \frac{du\sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}}{u}.$$

Sustituyendo esto en la integral:

$$\pi \int \frac{|\vec{k}| \sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}}{u \sqrt{|\vec{k}|^2 + m_Z^2}} \delta(m_H - u) du = \pi \int \frac{|\vec{k}|}{u} \delta(m_H - u) du.$$

Aplicamos ahora la propiedad de la delta de Dirac:

$$\int dx f(x) \delta(x - a) = f(a),$$

por lo que:

$$\pi \int \frac{|\vec{k}|}{u} \delta(m_H - u) du = \frac{\pi |\vec{k}|}{m_H}.$$

### Determinación del módulo del momento $|\vec{k}|$

Se utiliza la fórmula general para el módulo del momento de una de las partículas en un decaimiento de dos cuerpos:

$$|\vec{k}| = \frac{1}{2m_H} \sqrt{(m_H^2 - (m_Z + 0)^2)(m_H^2 - (m_Z - 0)^2)} = \frac{m_H^2 - m_Z^2}{2m_H}.$$

### Resultado final

Sustituyendo en el resultado anterior:

$$\frac{\pi |\vec{k}|}{m_H} = \frac{\pi}{2m_H^2} (m_H^2 - m_Z^2).$$

Por lo tanto, se concluye que:

$$\int \frac{d^3 \vec{p}_1}{2E_{p_1}} \frac{d^3 \vec{k}}{2E_k} \delta^4(q - p_1 - k) = \frac{\pi}{2m_H^2} (m_H^2 - m_Z^2). \quad (\text{A.8})$$

# Bibliografía

---

- [1] A. Tumasyan et al. (CMS Collaboration). “A portrait of the Higgs boson by the CMS experiment ten years after the discovery”. En: *Nature* 607 (2022), págs. 60-68. DOI: [10.1038/s41586-022-04892-x](https://doi.org/10.1038/s41586-022-04892-x). arXiv: [2207.00043](https://arxiv.org/abs/2207.00043) [hep-ex].
- [2] ATLAS y CMS Collaborations. “Evidence for the Higgs Boson Decay to a Z Boson and a Photon at the LHC”. En: *Physical Review Letters* 132.2 (2024), pág. 021803. DOI: [10.1103/PhysRevLett.132.021803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.021803).
- [3] J. H. Christenson et al. “Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson”. En: *Physical Review Letters* 13.4 (1964), págs. 138-140. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.138](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.138).
- [4] ATLAS Collaboration. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. En: *Physics Letters B* 716 (2012), págs. 1-29. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020).
- [5] CMS Collaboration. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. En: *Physics Letters B* 716 (2012), págs. 30-61. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021).
- [6] A. Djouadi. “The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking I: The Higgs boson in the Standard Model”. En: *Physics Reports* 457 (2008), págs. 1-216. DOI: [10.1016/j.physrep.2007.10.004](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.10.004).
- [7] F. Englert y R. Brout. “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”. En: *Physical Review Letters* 13 (1964), págs. 321-323. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321).

- [8] Mary K. Gaillard. “The Higgs mechanism and the vacuum expectation value”. En: *arXiv preprint* (2015). arXiv: [1504.07217 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1504.07217). URL: <https://arxiv.org/abs/1504.07217>.
- [9] S. L. Glashow. “Partial-Symmetries of Weak Interactions”. En: *Nuclear Physics* 22 (1961), págs. 579-588. DOI: [10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [10] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. New York: John Wiley & Sons, 1987. ISBN: 978-0-471-60386-3.
- [11] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. 2nd. Weinheim: Wiley-VCH, 2008. ISBN: 978-3-527-40601-2.
- [12] LHC Higgs Cross Section Working Group, D. de Florian et al. “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 5. Deciphering the Nature of the Higgs Sector”. En: *CERN Report* (2022). CERN Yellow Reports: Monographs, Vol. 5. arXiv: [2207.00092 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2207.00092). URL: <https://arxiv.org/abs/2207.00092>.
- [13] Particle Data Group. “Review of Particle Physics”. En: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2024.1 (2024), pág. 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [14] G. S. Guralnik, C. R. Hagen y T. W. B. Kibble. “Global Conservation Laws and Massless Particles”. En: *Physical Review Letters* 13 (1964), págs. 585-587. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.585](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585).
- [15] Francis Halzen y Alan D. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, 1984.
- [16] A. I. Hernández-Juárez, A. Fernández-Télez y G. Tavares-Velasco. “New evaluation of the HZZ coupling: Direct bounds on anomalous contributions and CP-violating effects via a new asymmetry”. En: *Physical Review D* 107.11 (2023), pág. 115031. DOI: [10.1103/PhysRevD.107.115031](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.115031). URL: <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.107.115031>.

- 
- [17] A. I. Hernández-Juárez, R. Gaitán y R. Martínez. “The  $H \rightarrow Z\gamma$  decay and CP violation”. En: *Preprint* (2024). Dated: August 29, 2024. arXiv: [2405.03094](https://arxiv.org/abs/2405.03094) [hep-ph].
- [18] A. I. Hernández-Juárez, R. Gaitán y G. Tavares-Velasco. “Polarized and unpolarized off-shell  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$  decay above the  $2m_Z$  threshold”. En: *arXiv preprint* (jul. de 2024). arXiv: [2402.18497](https://arxiv.org/abs/2402.18497) [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/2402.18497>.
- [19] P. W. Higgs. “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”. En: *Physical Review Letters* 13 (1964), págs. 508-509. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.508](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508).
- [20] T. D. Lee y C. N. Yang. “Question of Parity Conservation in Weak Interactions”. En: *Physical Review* 104.1 (1956), págs. 254-258. DOI: [10.1103/PhysRev.104.254](https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.254). URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.254>.
- [21] D. Graudenz M. Spira A. Djouadi y P.M. Zerwas. “Higgs boson production at the LHC”. En: *Nuclear Physics B* 453 (1995), págs. 17-82. DOI: [10.1016/0550-3213\(95\)00379-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(95)00379-7).
- [22] E. Noether. “Invariante Variationsprobleme”. En: *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse* (1918). English translation in *Transport Theory and Statistical Physics*, 1(3), 186–207 (1971), págs. 235-257.
- [23] Jorge Crispim Romão. *Advanced Quantum Field Theory*. Version of Sunday 20th September, 2020. Instituto Superior Técnico, Universidade de Lisboa. 2020. URL: <https://es.scribd.com/document/578803992/Tca-Lisboa>.
- [24] A. D. Sakharov. “Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe”. En: *JETP Letters* 5 (1967). *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 5, 32–35 (1967), págs. 24-27.
- [25] A. Salam. “Weak and Electromagnetic Interactions”. En: (1968). Ed. por N. Svartholm, págs. 367-377.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [26] S. Weinberg. “A Model of Leptons”. En: *Physical Review Letters* 19 (1967), págs. 1264-1266.  
DOI: [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264).
- [27] C. S. Wu et al. “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay”. En: *Physical Review* 105.4 (1957), págs. 1413-1415. DOI: [10.1103/PhysRev.105.1413](https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.1413).