DECAIMIENTOS RAROS DEL BOSÓN DE HIGGS EN TEORÍAS CUÁNTICAS DE CAMPO

GLADYS LILIANA BAUTISTA WILCHES

Documento presentado al Programa de Física
como requisito para optar por el título de Físico.

Director: Ph.D Edilson Alfonso Reyes Rojas



Departamento de Física

Facultad de Ciencias Básicas

Junio 2025

Resumen

En este trabajo de grado se estudian los decaimientos del bosón de Higgs, tanto en el contexto del Modelo Estándar, como en su extensión minimal supersimétrica. En particular, se revisan los anchos de desintegración y sus correspondientes branching ratios en función de la masa del bosón de Higgs. Las expresiones teóricas consideradas se encuentran al orden dominante para los distintos canales de desintegración observados en el LHC. Si bien los modos de desintegración más frecuentes ocurren a nivel árbol, el presente análisis destaca la relevancia de aquellos menos probables, los cuales se originan exclusivamente mediante la inducción de loops de partículas virtuales, cuya sensibilidad permite explorar indirectamente posibles efectos de nueva física. Para modelos con supersimetría los anchos de los decaimientos raros pueden ser modificados significativamente por las correcciones debidas a los charginos, partículas hipotéticas que provienen del sector de Higgs del modelo minimal supersimétrico. Finalmente, se desarrolló un código en el lenguaje de Wolfram Mathematica que permite obtener la expresión del factor de forma asociado al canal $H \to \gamma\gamma$, determinante en el descubrimiento del bosón de Higgs.

Palabras Clave: Ancho de Desintegración, Bosón de Higgs, Decaimientos Raros, Modelo Estandár, Supersimetría.

Agradecimientos

En primer lugar, agradezco a Dios y a la vida por brindarme la oportunidad de estudiar esta carrera tan maravillosa. A mi núcleo familiar, Alejandro, Jefferson, Carmen, Nydia y, muy especialmente, a mi abuela Hilda María, por su apoyo constante. A mi madre, Nancy Zoraida Bautista Wilches, por su amor incondicional, por haberme educado con tanta dedicación.

Agradezco profundamente a mi director de trabajo de grado, el profesor Dr. Edilson Alfonso Reyes Rojas, quien durante más de dos años compartió generosamente sus conocimientos y me guio con entrega a lo largo de cursos y seminarios. Extiendo también mi gratitud de manera muy especial al profesor Dr. Juan David Vasquez Jaramillo, por dedicar gran parte de su tiempo a orientarme.

Agradezco enormemente a Diliana Riquett, porque con su apoyo incondicional me ha motivado durante estos cinco años. Por el amor y la entrega para con nosotras, gracias D, por permanecer, por estar, porque nuestro amor es entre tantas cosas paciente.

A mi mejor amigo, Samir, por estar siempre a mi lado.

Fuentes de Financiación

Este trabajo fue financiado con recursos de la siguiente convocatoria:

Convocatoria interna de banco de proyectos - año 2024 - Universidad de Pamplona, asociado al proyecto «Observables de Alta Precisión en la Física del Bosón de Higgs» con código SIGP 400-156.012-014(GA313-BP-2024).

Tabla de contenido

Pag.

Resumen I

Agradecimientos II

Fuentes de Financiación III

Tabla de Contenido IV

1. Introducción 1

2. Secciones Eficaces y Tasas de Desintegración 3

   2.1 Matriz de Scattering 3
   2.2 Sección Eficaz en Teoría de Campos Cuánticos 6
   2.3 Ancho de Desintegración 13
   2.4 Branching Ratio 15
   2.5 Signal Strength 16
   2.6 Reglas de Feynman en QED 17
   2.7 Amplitud de Scattering a Nivel Árbol 20

3. Decaimientos del Bosón de Higgs 24

   3.1 Resultados Experimentales 24
      3.1.1 El Futuro Colisionador Circular (FCC) 29
   3.2 Decaimientos Que Ocurren a Nivel Árbol 30
      3.2.1 $H \to b\bar{b}$ 31
      3.2.2 $H \to \tau^+\tau^-$ 32
      3.2.3 $H \to \mu^+\mu^-$ 33
      3.2.4 $H \to W^+W^-$ 34
      3.2.5 $H \to ZZ$ 35
   3.3 Decaimientos Que No Ocurren a Nivel Árbol 36
      3.3.1 $H \to gg$ 36
   3.4 Decaimientos Raros del Higgs en el SM y el MSSM 37
   3.5 Implementación Computacional 42

4. Conclusiones 49

Referencias 51

Apendice. A. Notación y convenciones 58

A.1 Unidades 58
A.2 Análisis Dimensional 59

Apendice. B. Cálculos adicionales 60

B.1 Ancho Total de Desintegración 60

1. Introducción

El bosón de Higgs fue la última partícula del Modelo Estándar (SM) en ser confirmada experimentalmente [1, 2, 3]. En julio de 2012, los experimentos ATLAS [4] y CMS [5] en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) del CERN anunciaron el descubrimiento de un nuevo bosón con una masa de aproximadamente 125 GeV [6]. Esta partícula es responsable de conferir masa a los quarks, leptones y bosones gauge electrodébiles [7]. Actualmente, la alta precisión alcanzada en las mediciones experimentales permite analizar en detalle propiedades fundamentales del bosón de Higgs, como su masa, constantes de acoplamiento y modos de desintegración, cuya posible desviación respecto al SM podría revelar indicios de nueva física. En este contexto, han cobrado relevancia diversos modelos teóricos más allá del SM, como los que incorporan la supersimetría (SUSY), los cuales ofrecen explicaciones plausibles a discrepancias observadas entre teoría y experimento, tales como la masa del bosón W [8, 11] y el momento magnético anómalo del muón [12, 13]. En particular, los decaimientos raros del Higgs, como su desintegración en un fotón y un bosón Z, involucran partículas virtuales intermediarias, las cuales podrían estar relacionadas con nuevos grados de libertad físicos. Estas contribuciones adicionales podrían explicar discrepancias en futuros experimentos de colisionadores como el HL-LHC [14], el FCC [15] o el ILC [16], al comparar los datos con las predicciones del SM.

Este trabajo se centra en el análisis de los anchos de decaimiento del bosón de Higgs, particularmente aquellos con menor probabilidad de ocurrencia. El objetivo es identificar regiones de parámetros y escalas características que podrían estar asociadas a grados de libertad de nueva física, lo que ayudaría a explicar las discrepancias encontradas en los resultados experimentales con respecto a las predicciones teóricas del SM. Todo el estudio se enmarca desde una perspectiva fenomenológica.

El documento está estructurado en dos capítulos. En el Capítulo 2 se introduce la dinámica de partículas a través de la amplitud de scattering, mostrando cómo esta permite derivar las secciones eficaces y los anchos de decaimiento, los cuales en la práctica representan los principales observables experimentales de la física de partículas. Adicionalmente, se presentan los conceptos y las fórmulas importantes de

branching ratio y signal strength, estas cantidades son fundamentales en la física de altas energías y en el análisis de datos de los colisionadores. El branching ratio (BR) permite identificar partículas a través de sus modos de desintegración, permitiendo confirmar su existencia. Su medición es crucial para la validación de modelos teóricos, dado que en el SM muchos valores de BR están predichos con gran precisión. Por otro lado, el signal strength proporciona una medida cuantitativa de posibles discrepancias entre los datos experimentales y las predicciones teóricas. Ambos parámetros desempeñan un papel fundamental en la reconstrucción de eventos, ya que permiten estimar el número de eventos de un determinado tipo y evaluar la compatibilidad de los datos con las teorías existentes. Finalmente, se presentan las reglas de Feynman necesarias para el estudio de los decaimientos raros del Higgs y el cálculo de la amplitud de scattering a nivel árbol, partiendo de la Lagrangiana de interacción entre el Higgs y los fermiones.

En el Capítulo 3, se presentan los resultados experimentales más recientes de los anchos de desintegración del bosón de Higgs. Se incluye un análisis de los valores del signal strength que muestran desviaciones respecto a las predicciones teóricas del SM, lo cual se interpreta como una posible discrepancia entre la teoría y el experimento. Adicionalmente, se exponen las fórmulas teóricas, al orden dominante, para los anchos de desintegración de los distintos canales en los que el Higgs puede decaer. Estos canales se clasifican en tres categorías: aquellos que ocurren a nivel árbol, aquellos que no ocurren a nivel árbol, y los decaimientos raros, que son de particular interés en el presente trabajo, tanto en el contexto del SM como en el Modelo Estándar Minimal Supersimétrico (MSSM). Finalmente, se describe una implementación computacional desarrollada para obtener la contribución dominante de los loops de bosones W al factor de forma F_4 para el canal de decaimiento $H \to \gamma\gamma$ como complemento del cálculo analítico desarrollado en el Apéndice B.

En última instancia, se presentan las conclusiones del trabajo, así como una discusión de las perspectivas futuras de investigación. El documento incluye un apartado de apéndices. En el Apéndice A se presenta la notación y las convenciones adoptadas, en particular se utilizan unidades naturales para realizar los cálculos. Por otro lado, en el Apéndice B se desarrolla de manera detallada el cálculo del ancho de desintegración para el canal $H \to \gamma\gamma$.

2. Secciones Eficaces y Tasas de Desintegración

En este capítulo estudiamos la dinámica de partículas elementales en una teoría de campo cuántico, lo cual implica revisar los conceptos de sección eficaz de producción y ancho de decaimiento de una o varias partículas, cantidades que corresponden a los principales observables medidos en los aceleradores de partículas. Dado que en el mundo real las partículas interactúan, resulta fundamental estudiar cómo se manifiestan estas interacciones en términos de los campos cuánticos que las representan y cuál es la amplitud de probabilidad de que un proceso determinado ocurra.

2.1 Matriz de Scattering

En el contexto del estudio de procesos de dispersión, nos proponemos derivar la expresión general de la sección eficaz. Para ello, es necesitario recurrir a la formulación de la teoría de dispersión. En este marco, la matriz S (matriz de scattering) surge al analizar la evolución de un sistema cuántico desde un estado inicial con ciertas partículas hasta un estado final diferente, tras una posible interacción.

Consideremos, entonces, que en un tiempo T_i hay m partículas en un estado caracterizado por los momentos $\vec{p_i}$ de cada partícula. Queremos determinar la probabilidad de que a un tiempo final, T_f el sistema contenga n partículas en otro estado caracterizado por los momentos $\vec{p_{i'}}$. Es decir, debemos calcular:

$$\langle \vec{p_{1'}}, ..., \vec{p_{n'}}; T_f | \vec{p_1}, ..., \vec{p_m}; T_i \rangle \,, \tag{2.1}$$

donde asumimos implícitamente que $T_i \to -\infty$ y $T_f \to \infty$, lo que implica que en estos estados inicial y final las partículas no interactúan. Específicamente, consideramos que las partículas están lo suficientemente separadas unas de otras como para que sus interacciones sean despreciables. Denotaremos el estado inicial $|\vec{p_1}, ..., \vec{p_m}; T_i\rangle$ con $T_i \to -\infty$ como $|in\rangle$ y el estado final $|\vec{p_{1'}}, ..., \vec{p_{n'}}; T_f\rangle$ con $T_f \to \infty$ como $|out\rangle$. De este

modo llegamos a considerar el operador:

$$S = \underset{t_i \to -\infty, t_f \to \infty}{Lim} \langle out| \hat{U}(t_{in}, t_{out}) |in\rangle , \tag{2.2}$$

donde se observa que la relación entre U y S puede interpretarse como el límite asintótico del operador de evolución temporal, definido por:

$$\hat{U}(t_{in}, t_{out}) = e^{-iH(t_{in}, t_{out})}. \tag{2.3}$$

La definición (2.2) ha sido la base de la mayoría de los cálculos en la teoría de campo cuántico. Sin embargo, esta definición sólo es válida si el límite doble implícito existe; en caso contario, resulta inadecuado. Comúnmente, esta transición se representa asumiendo la existencia de un operador unitario $\hat{S}$ de la forma:

$$\langle out| \hat{S} |in\rangle , \tag{2.4}$$

siendo $\hat{S}$ la matriz de scattering (o matriz de dispersión). La matriz $\hat{S}$ nos permite conocer la amplitud de probabilidad de obtener un conjunto final de partículas salientes como consecuencia de la colisión entre partículas incidentes. En otras palabras, es un operador que establece la relación entre los estados iniciales y finales en un proceso de dispersión. Además, dado que $\hat{S}$ conecta estados ortonormales, se representa con una matriz unitaria, es decir, $\hat{S}^\dagger \hat{S} = \hat{1}$. Por tanto, la unitariedad de $\hat{S}$ expresa la conservación de la probabilidad. Matemáticamente, la matriz $\hat{S}$ está definida como:

$$\hat{S} = \hat{1} - i\hat{\mathcal{M}}. \tag{2.5}$$

Evaluando explícitamente los elementos matriciales de la matriz de scattering obtenemos:

$$\langle p'| \hat{S} |p\rangle = \langle p'| \hat{1} |p\rangle - i \langle p'| \hat{\mathcal{M}} |p\rangle . \tag{2.6}$$

El primer término de la expresión representa la amplitud de probabilidad de que el estado inicial permanezca inalterado, es decir, que no ocurra dispersión. En este caso, las partículas entran y salen sin cambiar de estado, en el sitio de interacción. Paradójicamente, esto se conoce como dispersión hacia adelante, aunque en realidad no hay dispersión. El segundo término describe la dispersión propiamente dicha y da la amplitud de probabilidad de que las partículas en el estado inicial se dispersen al

estado final. La cantidad $\langle p'|\,\hat{\mathcal{M}}\,|p\rangle = \hat{\mathcal{M}}_{p'p}$ se denomina amplitud de transición, y como su nombre indica, mide la probabilidad de que la interacción induzca la transición de las partículas entrantes al nuevo estado $\langle p'|$. Retomando nuestra expresión, observamos que, en el caso de momentos discretos, la identidad en el espacio de estados de momento se escribe como $\hat{1} = \sum_p |p\rangle\langle p|$. En este contexto, la acción de la identidad sobre los estados base produce una delta de Kronecker: $\langle p'|\,1\,|p\rangle = \delta_{p'p}$. Sustituyendo esto en la ecuación original, obtenemos:

$$\langle p'|\,\hat{S}\,|p\rangle = \delta_{p'p} - i\hat{\mathcal{M}}_{p'p}. \tag{2.7}$$

Para tener una cantidad invariante de Lorentz y que conserve el cuadrimomento de las partículas, la matriz de transición se puede redefinir de la siguiente manera:

$$\hat{\mathcal{M}}_{p'p} = (2\pi)^4\,\delta^4\,(p'-p)\,\hat{\mathcal{M}}_{p'p}\prod_{i=p'p}\frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3\,2E_i}}, \tag{2.8}$$

donde E_i es la energía relativista de cada una de las partículas, y el factor $(2\pi)^4\,\delta^4\,(p'-p)$ representa la conservación de la energía y el momento. Sustituyendo $\hat{\mathcal{M}}_{p'p}$ en la ecuación (2.7), obtenemos:

$$\hat{S}_{p'p} = \delta_{p'p} - i\,(2\pi)^4\,\delta^4\,(p'-p)\,\hat{\mathcal{M}}_{p'p}\prod_{i=p'p}\frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3\,2E_i}}. \tag{2.9}$$

Cabe mencionar que normalmente solemos estar interesados en estados inicial y final diferentes, por lo que el primer término a la derecha de la ecuación anterior no contribuye. La información sobre la transición entre ambos estados, que se expresa en términos del elemento de matriz $\mathcal{M}$, es útil porque nos permite separar toda la física que depende de los detalles del Hamiltoniano de interacción ("dinámica") de la física que no depende de ellos ("cinemática"). En la siguiente sección analizaremos cómo construir la sección eficaz a partir de $\mathcal{M}$, para ello calcularemos en términos de $\mathcal{M}$, la probabilidad de que el estado inicial se disperse y se convierta en un estado final de n partículas cuyos momentos se encuentran en una pequeña región $d^3p_1, ..., d^3p_n$ [17].

2.2 Sección Eficaz en Teoría de Campos Cuánticos

En esta sección, se introduce el concepto de sección eficaz, junto con su formulación matemática, la cual nos permitirá cuantificar la probabilidad de interacción entre partículas en un proceso de dispersión, en relación con el flujo de partículas incidentes que atraviesan un plano perpendicular a la dirección de incidencia por unidad de área y tiempo. Para definirla con precisión, consideremos una situación experimental típica en la que se hace incidir un cúmulo de partículas A (enfriadas a baja temperatura, con el fin de que las partículas no interactúen entre sí) sobre un blanco de partículas B con una velocidad relativa v, de tal manera que se produce un cierto número de colisiones binarias cada una probablemente con un resultado final diferente. Consideremos entonces A como la superficie de colisión, véase la Figura (2.1).

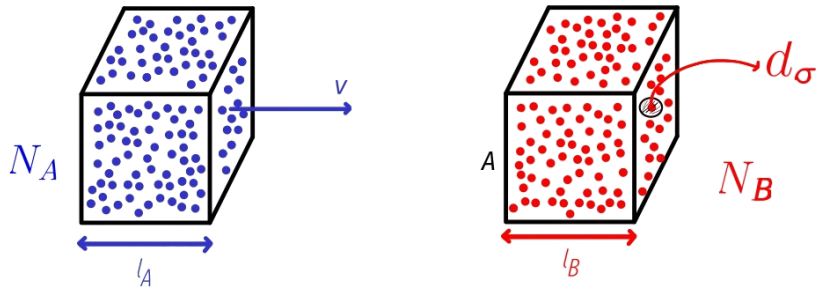


Figura 2.1: Dispersor con N_B partículas es bombardeado por un haz de N_A partículas con velocidad v.

En este contexto, la sección eficaz σ para un tipo específico de eventos de dispersión se define expresando el número de eventos N_E de la siguiente manera:

$$N_E = N_A N_B \frac{\sigma}{A}, \tag{2.10}$$

donde σ es el área efectiva que caracteriza la región en la cual la colisión entre dos partículas puede dar lugar a una interacción específica. Esta cantidad, conocida como sección eficaz, encapsula la información sobre la dinámica de interacción entre las partículas. Existen dos formas principales de secciones eficaces: la sección eficaz diferencial, que describe la probabilidad de dispersión en una dirección específica, y la

sección eficaz total, que corresponde a la integral de la sección diferencial sobre todas las posibles direcciones [18]. Adicionalmente, podemos escribir el número de partículas de cada cúmulo N_A y N_B como se indica a continuación:

$$N_A = \rho_A l_A A, \qquad N_B = \rho_B l_B A, \tag{2.11}$$

siendo ρ_A, ρ_B densidades de número, y l_A, l_B las longitudes de los haces de las partículas A y B respectivamente. Lo cual nos permite obtener una expresión para la sección eficaz en términos de estas cantidades

$$\sigma = \frac{N_E}{\rho_A l_A \rho_B l_B A}. \tag{2.12}$$

Esta definición es simétrica entre partículas del tipo A y B por lo que podríamos haber considerado las partículas del tipo A en reposo [19]. Ahora, el razonamiento detrás de la definición anterior es que naturalmente el número de eventos N_E será proporcional a ρ_A, l_A, ρ_B, l_B y A, de modo que, nos interesa normalizar el conteo de eventos dividiendo entre todas estas cantidades (lo cual implica que $[\sigma] = L^2$, ver apéndice (A.11)) para obtener un resultado dependiente únicamente de la física en cuestión y no de los detalles del experimento. Ahora bien, si las partículas de tipo A se desplazan con velocidad v y avanzan una distancia l_A en un tiempo $t = l_A/v$, podemos reexpresar la sección eficaz σ de la siguiente manera:

$$\sigma = \frac{N_E/t}{(\rho_A v)\,(\rho_B l_B A)}, \tag{2.13}$$

desde una perspectiva conceptual, esto significa:

$$\sigma = \frac{\text{Tasa de eventos producidos}}{\text{flujo de partículas incidentes}}, \tag{2.14}$$

queremos expresar la sección eficaz en términos de la amplitud de transición, por lo que la probabilidad de ir de un estado inicial $|i\rangle$ a un estado final $\langle f|$ está dada por la amplitud de probabilidad para la transición del estado inicial al estado final al cuadrado, normalizado por las normas de los estados:

$$P_{i\to f} = \frac{|\langle f|i\rangle|^2}{\langle i|i\rangle\,\langle f|f\rangle}, \tag{2.15}$$

donde el producto interno entre los estados inicial y final está dado por:

$$\langle f|i\rangle = \langle P_{1'}, ...P_{N'}; -|P_1, P_2; +\rangle \,. \tag{2.16}$$

Conviene señalar que estamos considerando un proceso de dispersión en el que el estado inicial está compuesto por dos partículas entrantes, caracterizadas por sus momentos P_1 y P_2 y está representado como $|P_1, P_2; +\rangle$, donde el superíndice $+$ indica que se trata del estado in. Por otro lado, el estado final corresponde a un conjunto de n partículas salientes con momentos P_j' (siendo $j = 1, ...n$) representado como $\langle P_{1'}, ...P_{N'}|$, donde el signo $-$ indica el estado out. La amplitud $\langle f|i\rangle$ puede ser expresada de la siguiente manera:

$$\langle f|i\rangle = i\mathcal{M}_{i\to f}\,(2\pi)^4\,\delta^{(4)}\,(P_f - P_i)\,, \tag{2.17}$$

donde $\mathcal{M}_{i\to f}$ es la amplitud de dispersión del proceso, y P_i, P_f son lo momentos totales de los estados inicial y final, respectivamente, definidos como la suma de los cuadrimomentos individulaes de las partículas expresados como:

$$\begin{array}{ll} P_i^\mu = P_1^\mu +_2^\mu & \text{Cuadrimomento total del estado inicial,} \\ P_f^\mu = P_1^{'\mu} + ... + P_N^{'\mu} & \text{Cuadrimomento total del estado final ,} \end{array} \tag{2.18}$$

donde cada P^μ es un cuadrivector de la forma: $P^\mu = (E, \vec{p}) = \left(\sqrt{|\vec{p}|^2 + m^2}, \vec{p}\right)$. Procedemos a expresar la norma de los estados inicial y final como:

$$\begin{aligned} \langle i|i\rangle = \langle P_1, P_2|P_1, P_2\rangle \qquad \langle f|f\rangle = \langle P_{1'}, ..., P_{N'}|P_{1'}, ..., P_{N'}\rangle \,, \\ \langle i|i\rangle = \langle P_1|P_1\rangle \langle P_2|P_2\rangle \qquad \langle f|f\rangle = \langle P_{1'}|P_{1'}\rangle \,, ..., \langle P_{N'}|P_{N'}\rangle \,. \end{aligned} \tag{2.19}$$

Además, la norma de un estado de una sola partícula está definida por:

$$\langle p|p'\rangle = 2E_{\vec{p}}\underbrace{(2\pi)^3\,\delta^{(3)}\,(\vec{p}' - \vec{p})}_{\displaystyle\int d^3x\, e^{i\vec{x}\cdot(\vec{p}'-\vec{p})}} \qquad \Rightarrow \qquad \langle p|p\rangle = 2E_{\vec{p}}\underbrace{(2\pi)^3\,\delta^{(3)}(0)}_{V}\,. \tag{2.20}$$

Por lo tanto, podemos escribir la norma de los estados inicial y final como sigue:

$$\langle i|i\rangle = (2E_1V)\,(2E_2V) \qquad \langle f|f\rangle = (2E_{1'}V)\,, ..., (2E_{n'}V)\,, \tag{2.21}$$

reemplazando las expresiones (2.17) y (2.21) en la expresión (2.15):

$$P_{i\to f} = \frac{\left|i\mathcal{M}_{i\to f}\left(2\pi\right)^4\delta^{(4)}\left(P_f - P_i\right)\right|^2}{\left(2E_1V\right)\left(2E_2V\right)\left(2E_{1'}V\right),...,\left(2E_{n'}V\right)}, \tag{2.22}$$

podemos escribir el cuadrado de la función delta en dos partes como:

$$P_{i\to f} = \frac{\left|\mathcal{M}_{i\to f}\right|^2\left(2\pi\right)^4\delta^{(4)}\left(P_f - P_i\right)\left(2\pi\right)^4\delta^{(4)}\left(0\right)}{\left(2E_1V\right)\left(2E_2V\right)\left(2E_{1'}V\right),...,\left(2E_{n'}V\right)}, \tag{2.23}$$

sustituyendo $(2\pi)^4\delta^4(0) = VT$, obtenemos finalmente:

$$P_{i\to f} = \frac{\left|\mathcal{M}_{i\to f}\right|^2\left(2\pi\right)^4\delta^{(4)}\left(P_f - P_i\right)VT}{\left(2E_1V\right)\left(2E_2V\right)\left(2E_{1'}V\right),...,\left(2E_{n'}V\right)}, \tag{2.24}$$

esta es la probabilidad de dispersarse hacia un conjunto de partículas salientes con momentos bien definidos. Para obtener algo medible, debemos de sumar cada cuadrimomento $P_{i'}$ sobre un cierto rango pequeño de momentos

$$dP_{i\to f\pm\delta_f} \equiv P_{i\to f}\cdot dN_{f\pm\delta_f}. \tag{2.25}$$

Donde $dN_{f\pm\delta_f}$ hace referencial al número de estados finales en el rango de "$f\pm\delta_f$" y lo podemos determinar, notando que en el espacio dentro de una caja de volumen $V = L^3$, los momentos están discretizados (debido a las condiciones de frontera impuestas en las paredes de la caja),

$$\vec{P'} = \frac{2\pi\vec{n'}}{L} \quad\to\quad d^3P' = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^3 d^3n' \quad\to\quad d^3n' = \left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 d^3P' \qquad \text{con} \qquad \vec{n'}\in\mathbb{Z}^3. \tag{2.26}$$

Entonces, en el caso de n partículas en el estado final, la densidad de estados esta dada por:

$$\begin{aligned} dN_{f\pm\delta_f} &= d^3n_{1'}\cdot d^3n_{2'}\cdot ...\cdot d^3n_{N'}, \\ dN_{f\pm\delta_f} &= \tfrac{d^3p_{1'}V}{(2\pi)^3}\cdot\tfrac{d^3p_{2'}V}{(2\pi)^3}\cdot ...\cdot\tfrac{d^3p_{N'}V}{(2\pi)^3}, \end{aligned} \tag{2.27}$$

siendo V el volumen en el que ocurre el experimento, de modo que la probabilidad diferencial para el proceso de dispersión donde la partícula final N está en la región

$d^3p_{N'}$ alrededor del valor $\vec{P_{N'}}$ es:

$$dP_{i\to f\pm\delta_f} = \frac{|\mathcal{M}_{i\to f}|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) VT}{(2E_1V)(2E_2V)(2E_{1'}V), ..., (2E_{n'}V)} \cdot \frac{d^3p_{1'}V}{(2\pi)^3} \cdot ... \cdot \frac{d^3p_{N'}V}{(2\pi)^3}, \tag{2.28}$$

$$dP_{i\to f\pm\delta_f} = \frac{|\mathcal{M}_{i\to f}|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) T}{(2E_1V)(2E_2)(2E_{1'}), ..., (2E_{n'})} \cdot \frac{d^3p_{1'}}{(2\pi)^3} \cdot ... \cdot \frac{d^3p_{N'}}{(2\pi)^3}. \tag{2.29}$$

Así, la probabilidad de transición o desintegración por unidad de tiempo, conocida como ancho de desintegración, está dada por:

$$d\Gamma_{i\to f\pm\delta_f} \equiv \frac{dP_{i\to f\pm\delta_f}}{T}, \tag{2.30}$$

siendo $dP_{i\to f\pm\delta_f}$ la probabilidad de que P_1 se desintegre en n partículas finales y T la duración total del proceso físico

$$d\Gamma_{i\to f\pm\delta_f} \equiv \frac{|\mathcal{M}_{i\to f}|^2}{4E_1E_2V} \underbrace{(2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3p_{i'}}{(2\pi)^3 (2E_{i'})}}_{\text{dLIPS(d-espacio de fase invariante de Lorentz)}}, \tag{2.31}$$

$$d\Gamma_{i\to f\pm\delta_f} \equiv \frac{|\mathcal{M}_{i\to f}|^2}{4E_1E_2V} \text{dLIPS}, \tag{2.32}$$

donde dLIPS es el elemento de volumen en espacio de fase, es decir, la densidad de estados correspondientes, mientras que $|\mathcal{M}_{i\to f}|$ es el elemento de matriz asociado a la transición. Mientras que dLIPS es una cantidad puramente cinemática, $|\mathcal{M}_{i\to f}|$ contiene información sobre la teoría en sí. Considerando la sección eficaz diferencial

$$d\sigma = \frac{d\Gamma_{i\to f\pm\delta_f}}{(\rho_A v) N_B}, \tag{2.33}$$

y reemplazando la tasa de decaimiento parcial en la expresión anterior, obtenemos:

$$d\sigma = \frac{\frac{|\mathcal{M}_{i\to f}|^2}{4E_1E_2V} \cdot \text{dLIPS}}{(\rho_A v) N_B}. \tag{2.34}$$

Puesto que estamos trabajando con $N_A = N_B = 1$ y que $\rho_A = \frac{N_A}{V}$

$$d\sigma = \frac{\frac{\left|\mathcal{M}_{i\to f}\right|^2}{4E_1E_2V} \cdot \text{dLIPS}}{\frac{1}{V} \cdot |\vec{v_1}| \cdot 1}. \tag{2.35}$$

Dado que estamos considerando el blanco B en reposo, es decir $E_2 = m_2$

$$d\sigma = \frac{\left|\mathcal{M}_{i\to f}\right|^2}{4E_1 \left|\vec{v_1}\right| m_2} \cdot \text{dLIPS}, \tag{2.36}$$

es importante señalar que obtuvimos esta fórmula en el marco de referencia de laboratorio, donde la partícula 2 está en reposo. Cabe notar que en este marco de referencia, el factor que aparece en el denominador se puede reescribir de la siguiente manera: $E_1 \left|\vec{v_1}\right| = \vec{p_1}$ a partir de $E_1 = \sqrt{p_1^2 + m_1^2}$, entonces la velocidad de la partícula es:

$$\vec{v_1} = \frac{\partial E_1}{\partial \vec{p_1}} = \frac{\partial\left(\sqrt{p_1^2 + m_1^2}\right)}{\partial \vec{p_1}} = \frac{1}{\cancel{2}}\frac{\cancel{2}p_1}{E_1} = \frac{\vec{p_1}}{E_1}, \tag{2.37}$$

tomando la parte del denominador de la expresión (2.36)

$$4\left|\vec{p_1}\right| m_2 = 4\sqrt{\left(E_1^2 - m_1^2\right) m_2^2} = 4\sqrt{\left(E_1 m_2 - \vec{p_1}\cdot\vec{p_2}\right)^2 - m_1^2 m_2^2} = 4\sqrt{\left(\vec{p_1}\cdot\vec{p_2}\right)^2 - m_1^2 m_2^2}, \tag{2.38}$$

esta última versión es invariante de Lorentz

$$d\sigma = \frac{\left|\mathcal{M}_{i\to f}\right|^2 \cdot}{4\sqrt{\left(\vec{p_1}\cdot\vec{p_2}\right)^2 - m_1^2 m_2^2}} \cdot \text{dLIPS}. \tag{2.39}$$

Esta fórmula es válida en cualquier marco de referencia conectado con el "marco de laboratorio"($\vec{v_2} = 0$) mediante un impulso en la dirección de $\vec{v_1}$, es decir en cualquier marco de referencia donde los momentos $\vec{p_1}$ y $\vec{p_2}$ sean colineales ($\vec{p_1} \parallel \vec{p_2}$) ya que la sección eficaz total o diferencial es un área transversal a este tipo de impulsos, por lo que su valor se mantiene igual en todos estos marcos. Bajo transformaciones de Lorentz más generales, la sección eficaz diferencial no es invariante, sino que transforma como un área tranversal a $\vec{v_1}$ en el marco de laboratorio. Por lo tanto, cuando $\vec{p_1} \parallel \vec{p_2}$ (es decir, son colineales), la expresión anterior se puede simplificar aún más.

$$\sqrt{\left(\vec{p_1}\cdot\vec{p_2}\right)^2 - m_1^2 m_2^2} = \sqrt{\left(E_1E_2 - \vec{p_1}\cdot\vec{p_2}\right)^2 - \left(E_1^2 - \vec{p_1}^2\right)\left(E_2^2 - \vec{p_2}^2\right)}. \tag{2.40}$$

Que resulta de reemplazar,

$$E_1 = \sqrt{\vec{p_1}^{\,2} + m_1^2} \Rightarrow E_1^2 = \vec{p_1}^{\,2} + m_1^2 \Rightarrow m_1^2 = E_1^2 - \vec{p_1}^{\,2}, \tag{2.41}$$

$$\sqrt{(\vec{p_1}\cdot\vec{p_2})^2 - m_1^2 m_2^2} = \sqrt{\cancel{E_1^2 E_2^2} + \cancel{\vec{p_1}^{\,2}\vec{p_2}^{\,2}} - 2E_1E_2\vec{p_1}\vec{p_2} - \cancel{E_1^2 E_2^2} + E_1^2\vec{p_2}^{\,2} + E_2^2\vec{p_1}^{\,2} - \cancel{\vec{p_1}^{\,2}\vec{p_2}^{\,2}}}, \tag{2.42}$$

$$\sqrt{(\vec{p_1}\cdot\vec{p_2})^2 - m_1^2 m_2^2} = \sqrt{E_1^2\vec{p_2}^{\,2} + E_2^2\vec{p_1}^{\,2} - 2E_1E_2\vec{p_1}\vec{p_2}}. \tag{2.43}$$

Factorizando E_1E_2

$$\begin{aligned}\sqrt{(\vec{p_1}\cdot\vec{p_2})^2 - m_1^2 m_2^2} &= E_1E_2\sqrt{\left(\frac{\vec{p_2}}{E_2} - \frac{\vec{p_1}}{E_1}\right)^2} \\ &= E_1E_2\left|\frac{\vec{p_1}}{E_1} - \frac{\vec{p_2}}{E_2}\right| \\ &= E_1E_2\left|\vec{v_1} - \vec{v_2}\right|. \end{aligned} \tag{2.44}$$

Donde $|\vec{v_1} - \vec{v_2}|$ representa la velocidad relativa entre una partícula del haz y otra del blanco, en el marco colineal considerado, obteniendo finalmente:

$$\boxed{d\sigma = \frac{\left|\mathcal{M}_{i\to f}\right|^2 \cdot}{4E_1E_2\left|\vec{v_1} - \vec{v_2}\right|}(2\pi)^4\,\delta^{(4)}\left(P_f - P_i\right)\prod_{i=1}^{n}\frac{d^3p_{i'}}{(2\pi)^3\,(2E_{i'})}.} \tag{2.45}$$

Se ha derivado la expresión general para la sección eficaz diferencial, la cual constituye una de las fórmulas máster en el tratamiento de procesos de dispersión dento del formalismo de teoría cuántica de campos. Esta cantidad representa uno de los principales observables físicos, ya que permite calcular la probabilidad de ocurrencia de un proceso de dispersión dado. En particular, la sección eficaz está directamente relacionada con la estructura de la matriz de dispersión, así como de las propiedades cinemáticas de las partículas involucradas. En la siguiente sección, se abordará el otro observable fundamental, correspondiente al ancho de desintegración, el cual caracteriza la probabilidad de que una partícula inestable se desintegre en determinados productos finales. Al igual que la sección eficaz, el ancho de desintegración puede obtenerse a partir de la misma estructura formal, revelando una estrecha conexión entre ambos conceptos desde el punto de vista teórico.

2.3 Ancho de Desintegración

Desde la perspectiva experimental, resulta fundamental el estudio de procesos de desintegración, en los cuales una partícula inicial se desintegra en n partículas $(1 \to 1' + 2' + ... + N')$ ya que permiten analizar las propiedades de las partículas elementales y sus interacciones. En particular, estos procesos corresponden al decaimiento de una partícula inestable, entendida como una partícula cuyo tiempo de vida media es finito. Este tiempo de vida es característico de cada clase de partícula [20]. En este contexto, la cantidad física de interés es la tasa de decaimiento parcial, definida como:

$$d\Gamma \equiv \frac{\#\text{ de decaimientos}}{\#\text{ de particulas inestables}}. \tag{2.46}$$

La tasa de desintegración puede ser parcial o total según si nos enfocamos únicamente en decaimientos con un resultado final específico o si consideramos todos los posibles productos. La tasa de decaimiento parcial corresponde a un canal de desintegración particular, es decir, mide cuántas veces la partícula inestable decae en un conjunto específico de productos. En contraste, la tasa de decaimiento total engloba todas las posibles desintegraciones de la partícula. En la ecuación (2.30), se presentó una expresión para la tasa de decaimiento diferencial, la cual describe la distribución de la probabilidad de decaimiento en función de las variables cinemáticas de los productos finales.

Ahora bien, dado que estamos considerando un proceso de desintegración en el que el estado inicial contiene una única partícula, la probabilidad de desintegración toma la siguiente forma:

$$dP_{i\to f\pm\delta_f} = \frac{1}{2E_1 V}(2\pi)^4\delta^4\left(p_1 - p_{1'} - \cdots - p_{n'}\right) V|\mathcal{M}_{i\to f}|^2 \prod_{i=1}^{n}\frac{d^3p_{i'}}{(2\pi)^3\,2E_{i'}}. \tag{2.47}$$

De esta expresión, se obtiene la tasa de desintegración. Si trabajamos en el marco de referencia donde la partícula inicial está en reposo, la tasa de decaimiento diferencial, viene dada por:

$$d\Gamma = \frac{1}{2M}(2\pi)^4\delta^4\left(p_1 - p_{1'} - \cdots - p_{n'}\right)|\mathcal{M}_{i\to f}|^2 \prod_{i=1}^{n}\frac{d^3p_{i'}}{(2\pi)^3\,2E_{i'}}. \tag{2.48}$$

Ahora, el ancho de desintegración total se define como la suma de las tasas de desintegración correspondientes a todos los posibles canales de decaimiento de la partícula inestable. Matemáticamente, se expresa como:

$$\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2E_i} \int \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3 p_{i'}}{(2\pi)^3 \, 2E_{i'}} \left|\mathcal{M}_{i\to f}\right|^2 \delta^4 \left(p_f - p_i\right). \tag{2.49}$$

Una diferencia importante entre la sección eficaz diferencial y la tasa de desintegración es que esta última no es invariante de Lorentz. La tasa de desintegración depende del sistema de referencia en el que se mida, en particular del marco de reposo de la partícula, donde su energía es $E_1 = m_1$. En este marco, la tasa de desintegración es la más baja entre todas las posibles, debido al efecto de dilatación temporal en otros sistemas de referencia ($\tau_{reposo} < \tau$).

A continuación, se presenta un análisis detallado de las dimensiones físicas asociadas a las expresiones involucradas anteriormente.

$d\sigma(1 + 2 \to 1' + \cdots + n') = \frac{|\mathcal{M}_{i\to f}|^2}{4E_1 E_2 |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|}\,\mathrm{dLIPS} \Rightarrow [\sigma] = [\text{Energía}]^{-2} = [\text{Longitud}]^2,$

$d\Gamma(1 \to 1' + ... + n') = \frac{\left|\mathcal{M}_{i\to f}\right|^2}{2E_1}\mathrm{dLIPS} \Rightarrow [\Gamma] = [\text{Energía}]^{-4+2n} = [\text{Tiempo}]^{-1},$

$\mathrm{dLIPS} = (2\pi)^4 \delta^4 \left(p_f - p_i\right) \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3 p_{i'}}{(2\pi)^3 2E_{i'}} \Rightarrow [\mathrm{dLIPS}] = [\text{Energía}]^{-4+2n}.$

En consecuencia, para garantizar la consistencia dimensional de las expresiones físicas, las dimensiones del cuadrado del elemento de matriz deben ajustarse al tipo de proceso considerado. En particular, para procesos de desintegración y para procesos de dispersión entre dos partículas, se requiere que:

$|\mathcal{M}_{i\to f}| \Rightarrow [\mathcal{M}] = 3 - n$ Para decaimientos,

$|\mathcal{M}_{i\to f}| \Rightarrow [\mathcal{M}] = 2 - n$ Para Scattering de dos partículas,

donde n corresponde al número de partículas producidas [21].

Esta diferencia en las dimensiones de $\mathcal{M}_{i\to f}$ no implica una modificación física en

la naturaleza de la amplitud, sino que constituye una consecuencia directa de las propiedades dimensionales de la medida de fase (dLIPS), la cual varía según el observable que se esté evaluando. En efecto, dLIPS determina el ajuste necesario en las dimensiones de $\mathcal{M}_{i\to f}$ para asegurar que el resultado final conserve las unidades físicas correctas.

Finalmente, resulta natural introducir el concepto de branching ratio, dado su papel fundamental en la caracterización de los modos de desintegración de una partícula inestable. Esta magnitud permite identificar de manera precisa los productos finales más probables en los distintos canales de decaimiento, constituyéndose así una herramienta esencial tanto para la interpretación de los resultados experimentales como para la validación de modelos teóricos. Además, su cálculo depende directamente del conocimiento de las tasas de desintegración, lo que subraya la relevancia del análisis desarrollado en esta sección. En la siguiente sección se abordará con mayor detalle este concepto, profundizando en su aplicación dentro del marco general de la teoría cuántica de campos.

2.4 Branching Ratio

El branching ratio (fracción de ramificación) representa la probabilidad de que una partícula se desintegre a través de un canal específico, en relación con el número total de desintegraciones posibles [22]. Formalmente, la fracción de ramificación asociada a un canal de decaimiento particular i se define como:

$$BR\left(X \to i\right) = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{\text{Total}}}, \tag{2.50}$$

donde Γ_i es el ancho de desintegraión parcial correspondiente al canal i y Γ_{Total} representa el ancho de desintegración total de la partícula X, dado por la suma sobre todos los canales cinemáticamente permitidos:

$$\Gamma_{\text{Total}} = \sum_j \Gamma_j. \tag{2.51}$$

Dado que en el presente trabajo se estudian los modos de desintegración del bosón de Higgs H, conviene denotar a $\Gamma\left(H \to i\right)$ el ancho de desintegración parcial hacia el canal

i y $\Gamma_{\text{Total}} = \sum_j \Gamma(H \to i)$ el ancho de desintegración total del Higgs. Por lo tanto, la fracción de ramificación para el canal i se expresa como:

$$BR(H \to i) = \frac{\Gamma(H \to i)}{\Gamma_{\text{Total}}}. \tag{2.52}$$

Tanto los anchos parciales $\Gamma(H \to i)$ como las fracciones de ramificación $BR(H \to i)$ constituyen observables fundamentales en este estudio, ya que permiten realizar comparaciones cuantitativas entre las predicciones teóricas del SM y los resultados experimentales correpondientes a los distintos canales de desintegración del bosón de Higgs.

En la practica, la cantidad de eventos observados en los detectores depende tanto del mecanismo de producción como del canal de desintegración, lo cual se refleja en la combinación $\sigma(pp \to H) \times BR(H \to i)$. Esta relación motiva la introducción del signal strength, una cantidad que permite comparar la tasa de eventos medida experimentalmente con la predicha por el SM. En la siguiente sección se desarrollará este concepto en términos generales.

2.5 Signal Strength

El signal strength (intensidad de señal), denotada por μ, se define como el cociente entre la tasa observada de un determinado proceso y la tasa predicha según el modelo de referencia, como el SM u otros escenarios más allá del Modelo Estándar (BSM) [23, 24]. En nuestro caso se considerará al SM como modelo de referencia. Un valor de μ cercano a uno indica consistencia con la predicción teórica, mientras que una desviación de μ respecto a uno podría señalar posibles indicios de nueva física. Por otro lado, sí $\mu = 0$ correspondería a la ausencia de señal en los datos [25]. Matemáticamente suele expresarse como:

$$\mu_i = \frac{\sigma_i}{(\sigma_i)_{SM}}, \tag{2.53}$$

donde σ_i representa la sección eficaz correspondiente al proceso de producción i y $(\sigma_i)_{SM}$ es la sección eficaz predicha por el SM para dicho proceso.

Asimismo, se define la intensidad de señal de desintegración, denotada μ^f, como:

$$\mu^f = \frac{B^f}{(B^f)_{\text{SM}}}, \tag{2.54}$$

donde B^f es la fracción de desintegración hacia el canal final f, y $(B^f)_{\text{SM}}$ es su valor correspondiente en el SM.

Es fundamental considerar el proceso combinado de producción seguido de la desintegración, ya que esta es la única cantidad que puede medirse experimentalmente, dado que no es posible separar la sección eficaz σ_i y el branching ratio B^f [26]. En consecuencia, la intensidad de señal combinada μ_i^f se define como:

$$\mu_i^f = \mu_i \cdot \mu^f = \frac{\sigma_i B^f}{(\sigma_i)_{\text{SM}}(B^f)_{\text{SM}}}. \tag{2.55}$$

La medición precisa de la intensidad de señal es fundamental para validar teorías físicas, probar la existencia de nuevas partículas o interacciones, y refinar los parámetros de los modelos teóricos como el SM.

2.6 Reglas de Feynman en QED

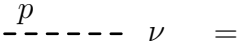
En el estudio de los procesos de desintegración, resulta fundamental disponer de una herramienta que permita describir de manera sistemática las interacciones entre las partículas involucradas. En este contexto, las reglas de Feynman desempeñan un papel fundamental, ya que permiten construir y calcular las amplitudes de dispersión a partir de las cuales se derivan los observables físicos como lo son las tasas de desintegración y las secciones eficaces de producción. Dado que algunos modos de decaimiento del Higgs, en particular, aquellos para los cuales involucran fotones en el estado final, resulta especialemente relevante examinar el papel de la electrodinámica cuántica (QED) en dichos procesos.

El uso de diagramas en los cálculos de amplitudes de probabilidad en los procesos de dispersión fue introducido por primera vez por Richard Feynman a finales de la década de 1940 como un método para organizar y simplificar cálculos extensos en un área específica de la física: la electrodinámica cuántica (QED), que describe la interacción

entre electrones (o cualquier otra partícula cargada de spin $\frac{1}{2}$) y fotones [27]. Con el tiempo, el uso de estas reglas se extendió a otras teorías cuánticas de campos, como la cromodinámica cuántica (QCD) y la teoría electrodébil, permitiendo estudiar procesos más complejos. En particular, en el caso del decaimiento del Higgs en dos fotones, se emplean las reglas de Feynman de la QED, ya que este proceso ocurre exclusivamente a través de diagramas de lazo que involucran partículas cargas. Como el bosón de Higgs no se acopla directamente al fotón, su interación ocurre mediante partículas intermedias como los quarks o los bosones $W^{\pm}$, los cuales si poseen una interacción electromagnética. Por lo tanto, para describir correctamente estos vértices y calcular amplitudes de transición asociadas, es indispensable recurrir a las reglas de la QED.

A continuación se presentan algunas de las reglas de Feynman necesarias para el estudio de los decaimientos [28, 29, 30], los cuales abordaremos posteriormente:

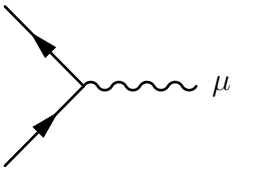
Propagador del fermión:  $= \frac{i(\not{p}+m)}{p^2-m^2+i\epsilon}.$ (2.56)

Propagador del bosón de Higgs: μ  $\nu = \frac{i}{p^2-M_H^2+i\epsilon}.$ (2.57)

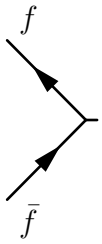
Propagador del Fotón: μ  $\nu = \frac{-ig_{\mu\nu}}{p^2+i\epsilon}.$ (2.58)

Propagador del bosón W: μ  $\nu = \frac{-i\left(g_{\mu\nu}-\frac{p_\mu p_\nu}{M_W^2}\right)}{p^2-M_W^2+i\epsilon}.$ (2.59)

Propagador del bosón Z: μ  $\nu = \frac{-i\left(g_{\mu\nu}-\frac{p_\mu p_\nu}{M_Z^2}\right)}{p^2-M_Z^2+i\epsilon}.$ (2.60)

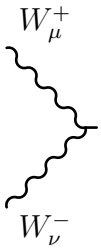
Vertice de la QED:  $= iQe\gamma^\mu.$ (2.61)

Interacción fermión - Higgs:



$$\mathrm{H} = \quad -i\frac{g}{2}\frac{m_f}{m_w}. \qquad (2.62)$$

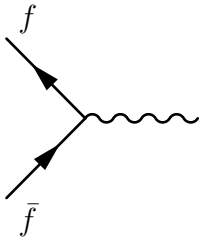
Acoplamiento Higgs - bosón W:



$$\mathrm{H} = \quad 2i\frac{M_W^2}{v}g_{\mu\nu}. \qquad (2.63)$$

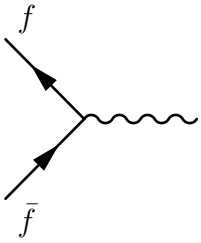
Interacción de corrientes neutras:

Interacción fermión - fotón:



$$\gamma = \quad -iQ_f e\gamma^\mu. \qquad (2.64)$$

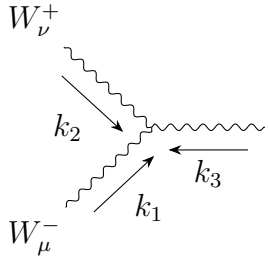
Interacción fermión - bosón Z:



$$\mathrm{Z} = \qquad -i\frac{g_z}{2}\gamma^\mu\left(v_f - a_f\gamma^5\right). \qquad (2.65)$$

En la interacción entre un fermión y el bosón Z, los parámetros que definen el acoplamiento vectorial y axial están dados por $v_f = I_{3f} - 2Q_f \sin^2\theta_w$ y $a_f = I_{3f}$, respectivamente, donde I_{3f} representa el tercer componente del isospín débil del fermión y g_z corresponde al acoplamiento débil.

Acoplamiento bosón W - fotón, bosón Z



$$V_\lambda = \gamma_\lambda, Z_\lambda \qquad \begin{aligned} & ig_V\big[g_{\mu\nu}(k_1-k_2)_\lambda \\ = & + g_{\nu\lambda}(k_2-k_3)_\mu \\ & + g_{\lambda\mu}(k_3-k_1)_\nu\big]. \end{aligned}$$

(2.66)

En el caso del acoplamiento del bosón W con el fotón o el bosón Z, el valor de g_v depende de la partícula neutra involucrada, siendo $g_V = e$ para el fotón y $g_V = e\cot\theta_w$ para el bosón Z. Los cuadrimomentos de las partículas k_1, k_2, k_3 representan los momentos entrantes en el vétice.

Una vez establecidas las reglas de Feynman que rigen los decaimientos del bosón de Higgs, estamos en condiciones de aplicarlas al caso concreto de su interacción con fermiones. A continuación, se presenta el cálculo explícito de la amplitud de dispersión a nivel árbol para este proceso, utilizando la regla de interacción Higgs-fermión dada en (2.62). Este ejemplo permite ilustrar de manera clara cómo las herramientas formales desarrolladas nos conducen a través del lenguaje de los diagramas de Feynman, a expresiones cuantitativas precisas para las amplitudes de scattering. A partir de estas amplitudes, es posible obtener predicciones de los observables físicos, como las tasas de desintegración, las cuales pueden ser a su vez corroboradas directamente con los resultados experimentales.

2.7 Amplitud de Scattering a Nivel Árbol

La interacción de Yukawa en el SM se usa para describir el acoplamiento entre el Higgs, los quarks y los leptones cargados por medio de la ruptura espontánea de la simetría electrodébil [31, 32], en la cual los fermiones adquieren una masa proporcional al valor esperado en el vacío del campo de Higgs. Podemos escribir el Lagrangiano de Yukawa de forma general como:

$$\mathcal{L} = -g\bar{\Psi}\phi\Psi, \tag{2.67}$$

donde g corresponde al acoplamiento de Yukawa, el cual se relaciona con la masa del fermión a través de $g = \frac{m_f}{v}\sqrt{2}$. Además, Ψ representa el campo de Dirac del fermión y ϕ es un campo escalar complejo en la representación espinorial de $SU(2)_L$ definido como:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \tag{2.68}$$

El campo escalar adquiere un valor esperado en el vacío distinto de cero cuando $\mu^2 > 0$, lo que conduce a la ruptura espontánea de la simetría [33]. Sin pérdida de generalidad,

el valor esperado del vacío puedes escribirse como:

$$\langle\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\v\end{pmatrix}. \tag{2.69}$$

Debido a la conservación de la carga eléctrica, solo un campo escalar neutro puede adquirir un valor esperado del vacío (VEV). Así, con la elección anterior, ϕ^0 se interpreta como la componente neutra del doblete. El VEV escalar de la ecuación (2.69) da lugar al esquema de ruptura espontánea de la simetría electrodébil en el SM.

$$SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y \to U(1)_Q. \tag{2.70}$$

Tras la ruptura espontánea de la simetría (2.70), podemos expresar el campo de Higgs en términos del bosón de Higgs físico y de los bosones de Goldstone que son "ingeridos" por los bosones gauge. En el gauge unitario, el doblete de Higgs adopta la siguiente forma:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\v+H\end{pmatrix}, \tag{2.71}$$

donde H corresponde al término del bosón de Higgs físico, el cual genera masa a los fermiones. Al reemplazar el doblete de Higgs después de la ruptura espontánea de la simetría en la expresión (2.70) y realizando las respectivas multiplicaciones, obtenemos una nueva expresión para el Lagrangiano de Yukawa:

$$\mathcal{L} = -g\frac{v}{\sqrt{2}}\bar{\Psi}\Psi - g\frac{H}{\sqrt{2}}\bar{\Psi}\Psi. \tag{2.72}$$

El primer término de la expresión anterior corresponde a la masa del fermión, dada por $m_f = \frac{gv}{\sqrt{2}}$, mientras que el segundo término representa la interacción del Higgs físico con los fermiones. Por lo tanto, la parte del Lagrangiano que describe dicha interacción es:

$$\mathcal{L}_{Hff} = -\frac{g}{\sqrt{2}}H\bar{\Psi}\Psi = -\frac{m_f}{v}H\bar{\Psi}\Psi. \tag{2.73}$$

Una vez identificado el Lagrangiano de interacción, podemos constuir la amplitud de scattering $\mathcal{M}$ para el decaimiento $Hf\bar{f}$ (ver figura 2.2) utilizando las reglas de Feynman.

Este proceso involucra un vértice único que conecta el Higgs con los fermiones.

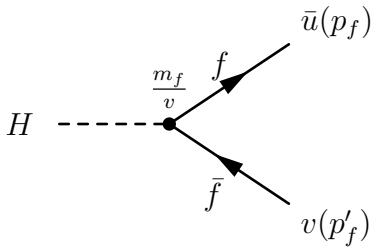


Figura 2.2: Diagrama de Feynman para la interacción $Hf\bar{f}$.

Para cada fermión y antifermión externo se ha dibujado una línea con una flecha, cuyas direcciones son opuesta entre sí, la flecha del fermión apunta hacia fuera del vértice, mientras que la del antifermión apunta hacia él. A cada una de estas líneas se le asocia un espinor que representa el estado cuántico correspondiente. En particular, para la línea del antifermión $\bar{f}$, con momento p'_f, se escribe el espinor $v(p'_f)$; mientras que para la línea del fermión f, con momento p_f, se utiliza el espinor $\bar{u}(pf)$.

La regla de Feynman para el vértice de interacción en el SM introduce un factor de $-i\frac{m_f}{v}$, donde m_f es la masa del fermión y v es el valor del vacío del Higgs. Esta expresión proviene del término de Yukawa, responsable de la generación de masas fermiónicas tras la ruptura espontánea de simetría electrodébil. Dado que el valor de v se relaciona con la constante de acoplamiento g y la masa del bosón W mediante $m_w = \frac{1}{2}gv$, esta regla también puede expresarse como $-i\frac{g}{2}\frac{m_f}{m_w}$. Para construir la amplitud de transición, se comienza con la línea fermiónica saliente y se sigue en sentido opuesto a la dirección de la flecha. En otras palabras, se realiza la contracción de los espinores externos con el vértice de interacción. De este modo, se obtiene la siguiente expresión:

$$\mathcal{M} = -\frac{m_f}{v}\bar{u}(p_f)v(p'_f). \tag{2.74}$$

Cabe notar que la amplitud es proporcional a m_f/v, lo que significa que el acoplamiento entre el Higgs y los fermiones es más fuerte para fermiones más masivos. Esta expresión para la amplitud de scattering se puede aplicar a cualquier par de fermiones, ya que el único parámetro a modificar es el término de masa. En la tabla 2.1 se listan todos los fermiones del SM con sus respectivas masas, reviste de gran importancia, ya que permite identificar las partículas con las que el bosón de higgs se acopla con mayor intensidad. Esto se debe a que el acoplamiento entre el Higgs y un fermión está directamente relacionado con la masa de dicha partícula. Cabe señalar que, hasta el momento, existen partículas del SM en las que no se ha observado la

desintegración del Higgs, debido a que su masa es tan pequeña que los correspondientes decaimientos quedan ocultos entre el fondo experimental y el ruido asociado. Por esta razón, se espera que futuros colsionadores, como el Future Circular Collider, cuya alta luminosidad representa una mejora significativa, puedan permitir la observación del Higgs decayendo en estas partículas.

	Fermiones	**Masa (MeV)**
Leptones	e	5011
	μ	106
	τ	1.777
	ν_e	< 0.8
	ν_μ	< 0.17
	ν_τ	< 18.2
Quarks	u	2.16 ± 0.07
	d	4.70 ± 0.07
	s	93.5 ± 0.8
	c	1273.0 ± 4.6
	b	4183 ± 7
	t	172570 ± 290

Tabla 2.1: Fermiones del SM [34].

Por otro lado, es importante destacar que, hasta este punto, hemos definido los principales observables en física de partículas, así como el papel fundamental que desempeñan las reglas de Feynman en la representación gráfica de los procesos físicos. En particular, hemos aplicado dichas reglas al estudio de los decaimientos del bosón de Higgs, mostrando cómo a partir de ellas es posible derivar las expresiones correspondientes a las amplitudes de transición.

En el siguiente capítulo se introducirá el estudio de los decaimientos del bosón de Higgs, mediante la presentación de los resultados experimentales más recientes. Como complemento, se incluirán las representaciones gráficas que caracterizan la dependencia de los anchos de desintegración respecto a distintos parámetros físicos relevantes, como por ejemplo, la masa del bosón de Higgs. Se realizará una descripción detallada de cada canal de decaimiento, incluyendo las formulaciones analíticas correspondientes a sus anchos de desintegración. Este enfoque permitirá establecer una base cuantitativa sólida para la comparación entre las distintas vías de decaimiento, tanto en el contexto del SM como en posibles extensiones.

3. Decaimientos del Bosón de Higgs

El descubrimiento del bosón de Higgs, la última pieza faltante del SM, ha abierto la posibilidad de realizar pruebas rigurosas de la teoría. El SM de la física de partículas describe la materia conocida en términos de sus constituyentes elementales y sus interacciones fundamentales, convirtiéndose así en una de las teorías más exitosas y ampliamente verificadas en la física moderna. En este marco, el bosón de Higgs es responsable de conferir masa a las partículas elementales, como los quarks, leptones y los bosones gauge electrodébiles. Cuanto mayor es la interacción de una partícula con este campo, mayor es su masa [35]. Además, el bosón de Higgs puede desintegrarse en pares de fermiones o bosones, lo que permite estudiar de forma detallada sus propiedades y contrastarlas con las predicciones teóricas del SM.
La alta precisión y luminosidad de los colisionadores de partículas, tanto hadrónicos como electrón-positrón, los convierten en herramientas fundamentales para probar la naturaleza de las interacciones del bosón de Higgs. En particular, los colisionadores e^+e^-, como el futuro ILC, pueden alcanzar altas luminosidades, es decir, una gran cantidad de colisiones por segundo, lo que permite recopilar suficientes eventos para estudiar con detalle los acoplamientos del Higgs a las distintas partículas del SM en la escala electrodébil.

3.1 Resultados Experimentales

Para el análisis detallado de los modos de decaimiento del bosón de Higgs, resulta fundamental disponer de predicciones precisas para los anchos de desintegración y los correspondientes branching ratios, así como de sus incertidumbres asociadas [36]. Estas predicciones permiten evaluar con precisión la compatibilidad entre los datos experimentales y las predicciones del SM, además de ofrecer una vía para identificar posibles indicios de nueva física. En este sentido, el análisis detallado de los distintos modos de desintegración del bosón de Higgs resulta esencial, ya que permite estudiar cómo los branching ratios responden a la variación de parámetros fundamentales del SM. Esta estrategia no solo es útil para validar el SM, sino que también permite detectar discrepancias o anomalías que podrían señalar la existencia de nuevos

fenómenos más allá de su alcance teórico.

En la Figura 3.1 se muestran los branching ratios del bosón de Higgs en función de su parametro de masa, en el rango de 80 GeV $\leq M_H \leq$ 200 GeV. Esta representación, en escala logarítmica, permite comparar simultáneamente canales de desintegración con probabilidades muy diferentes. Las curvas continuas representan las fracciones de desintegración del Higgs hacia distintos estados finales, mientras que las bandas coloreadas indican las correspondientes incertidumbres totales [42]. Estas incertidumbres pueden clasificarse en dos tipos: i) las paramétricas, que corresponden a los parámetros de entrada del SM, como las masas de los quarks top, bottom y charm, así como la constante de acoplamiento fuerte α_s; y ii) las teóricas, que provienen de correcciones de orden superior aún no calculadas. En este último caso, la magnitud de la incertidumbre se estima considerando el posible impacto que tendrían las correcciones faltantes, basándose en el comportamiento conocido de los términos ya calculados. [38].

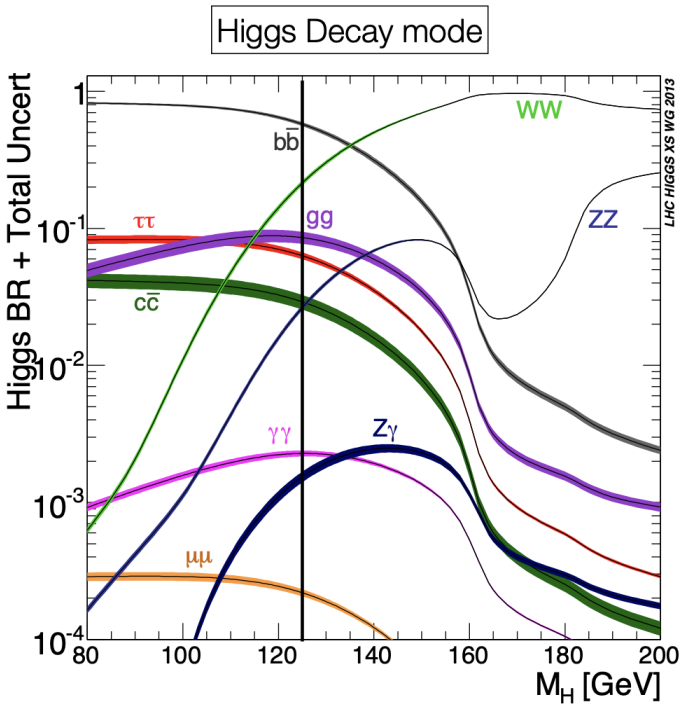


Figura 3.1: Branching ratios para los diferentes canales de desintegración del bosón de Higgs [39].

En particular, se observa que los modos dominantes de desintegración del bosón de Higgs varían significativamente con M_H. Desde el punto de vista teórico, M_H se ha calculado tanto en el SM como en ciertas extensiones supersimétricas, mostrando un notable acuerdo con los valores experimentales actuales [40, 41, 42]. Para valores cercanos a la masa física, $M_H \sim 125$ GeV [43, 44, 45], los canales más probables son $H \to bb^-$ y $H \to WW$. El canal $H \to bb^-$ domina en el régimen de bajas energías, lo cual es coherente con el hecho de que el ancho de decaimiento del Higgs con los fermiones es directamente proporcional a la masa del correspondiente fermión, siendo el quark bottom el segundo más pesado entre los fermiones accesibles en este rango. Los canales $H \to gg$, $H \to \tau^+\tau^-$, $H \to cc^-$ y $H \to ZZ$ son los siguientes canales más probables. A medida que la masa del Higgs aumenta, los modos de desintegración hacia bosones vectoriales WW y ZZ se vuelven predominantes, debido a la intensidad del acoplamiento con estos bosones masivos. En contraste, los modos de decaimiento $H \to \gamma\gamma$, $H \to Z\gamma$ y $H \to \mu^+\mu^-$ son mucho más raros, dado que su probabilidad de ocurrencia es considerablemente menor. No obstante, resultan de gran interés, ya que estos procesos están inducidos por loops de partículas virtuales y proporcionan información indirecta sobre los acoplamientos del Higgs con los bosones W, Z y el t (quark top) en combinaciones específicas [46, 47].

A continuación se detallan los valores del branching ratio y sus respectivas incertidumbres para los principales canales de desintegración del bosón de Higgs, evaluados para una masa fija de 125.09 GeV, valor experimental combinado encontrado por las colaboraciones ATLAS y CMS (ver Tabla 3.1 [48]).

Modo de desintegración	**Branching Ratio [%]**
H $\to$ bb	57.5 $\pm$ 1.9
H $\to$ WW	21.6 $\pm$ 0.9
H $\to$ gg	8.56 $\pm$ 0.86
H $\to \tau\tau$	6.30 $\pm$ 0.36
H $\to cc$	2.90 $\pm$ 0.35
H $\to$ ZZ	2.67 $\pm$ 0.11
H $\to \gamma\gamma$	0.228 $\pm$ 0.011
H $\to$ Zγ	0.155 $\pm$ 0.014
H $\to \mu\mu$	0.022 $\pm$ 0.001

Tabla 3.1: Predicciones del SM para los branching ratio de un bosón de Higgs con una masa de 125,09 GeV [48].

Las incertidumbres teóricas dentro del SM se resumen en la Tabla 3.2. Estas incertidumbres reflejan un estimado númerico de los órdenes superiores en las aproximaciones perturbativas que aún se omiten o no se han calculado. Dichas incertidumbres son diferentes para cada modo de decaimiento y dependen de las contribuciones precisas provenientes de la QCD y de la interacción electrodébil.

Decaimiento	**QCD**	**Electrodébil**	**Total**	**Orden QCD/EW**
$H \to b\bar{b}/c\bar{c}$	$\sim 0.2\,\%$	$\sim 0.5\,\%$	$\sim 0.5\,\%$	$\mathrm{N^4LO/NLO}$
$H \to \tau^+\tau^-/\mu^+\mu^-$	—	$\sim 0.5\,\%$	$\sim 0.5\,\%$	— / NLO
$H \to gg$	$\sim 3\,\%$	$\sim 1\,\%$	$\sim 3\,\%$	$\mathrm{N^3LO/NLO}$
$H \to \gamma\gamma$	$< 1\,\%$	$< 1\,\%$	$\sim 1\,\%$	NLO / NLO
$H \to Z\gamma$	$< 1\,\%$	$\sim 7\,\%$	$\sim 7\,\%$	NLO / NLO
$H \to WW/ZZ \to 4f$	$< 0.5\,\%$	$\sim 0.5\,\%$	$\sim 0.5\,\%$	NLO

Tabla 3.2: Incertidumbres intrínsecas en los cálculos de los distintos anchos de decaimiento del bosón de Higgs [49].

Para los decaimientos $H \to \tau^+\tau^-/\mu^+\mu^-$, no se aplican correcciones QCD, dado que los leptones no interactúan con la fuerza fuerte. Sin embargo, si se consideran correcciones electrodébiles debido a que estos decaimientos reciben correcciones cuánticas que incluyen acoples con los bosones W y Z, que forman parte del sector electrodébil. Estas correcciones involucran efectos como la emisión virtual de bosones así como la renormalización de los acoplamientos calculados al segundo orden dominante (NLO = Next to Leading Order por sus siglas en inglés) con una incertidumbre menor a $0.5\,\%$. Por otro lado, la incertidumbre en QCD para el decaimiento $H \to gg$ es significativa, alrededor de $3\,\%$, mientras que la electrodébil es de aproximadamente un $1\,\%$, lo que da una incertidumbre total de alrededor de $3\,\%$. En cambio, para el decaimiento $H \to WW/ZZ \to 4f$, la incertidumbre es más baja, alrededor de $0.5\,\%$, debido a que este proceso se calcula con mayor precisión [49]. Finalmente, podemos concluir que los canales de decaimiento más afectados por la incertidumbre en QCD son $H \to gg$ y $H \to bb^-$, mientras que los canales con mayor incertidumbre total son $H \to gg$ y $H \to Z\gamma$ [50]. Los ordenes perturbativos en los que han sido calculados los distintos procesos de decaimiento se especifican en la última columna de la Tabla 3.2.
También es posible evaluar la compatibilidad entre las predicciones del SM con el signal strength experimental para distintos modos de desintegración, lo cual permite verificar el grado de discrepancia entre ambos. La Figura 3.3, fue obtenida por CMS

con una luminosidad integrada de 138fb^{-1} a 13 TeV, cabe recordar que μ se define según la ecuación (2.55).

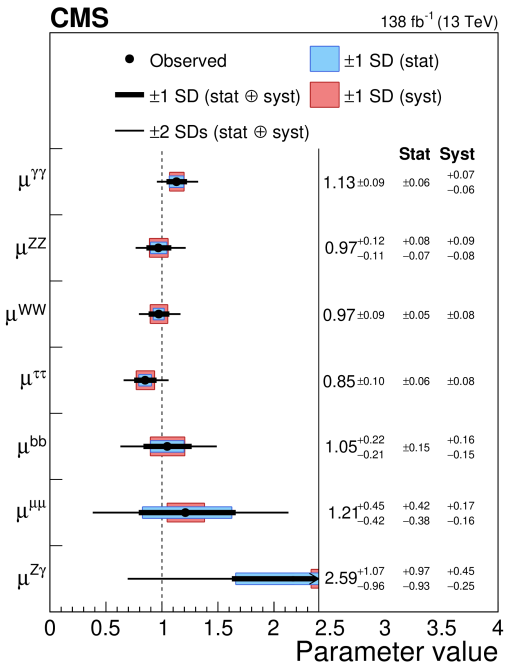


Figura 3.2: Valores medidos del signal strength (μ) para distintos modos de desintegración del bosón de Higgs. La línea vertical discontinua en $\mu = 1$ indica la predicción del SM. Cada marcador negro señala el valor observado de μ, con barras de error azules (incertidumbre estadística) y rojas (incertidumbre sistemática); las líneas finas delimitan la incertidumbre total. Dado que los errores estadísticos escalan como $1/\sqrt{N_{\text{eventos}}}$ estos dominan sobre los sistemáticos, los cuales están bien controlados, especialmente en canales cuya probabilidad de ocurrencia es menor [51].

En la práctica, los canales de desintegración $H \to \gamma\gamma$, $H \to ZZ$ y $H \to WW$ exhiben fluctuaciones pequeñas alrededor de $\mu = 1$ indicando una buena concordancia con las predicciones teóricas del SM [51]. Por ejemplo, en cuanto al decaimiento en $\tau^+\tau^-$ y bb^-, se observa una señal ligeramente por debajo del valor esperado, pero dentro de un rango aceptable. En contraste, el canal $H \to Z\gamma$ exhibe un valor central de $\mu_{Z\gamma} \approx 2.6$, lo cual se aleja significativamente de la unidad. Este aparente exceso podría ser indicativo de contribuciones de nueva física o de efectos de correcciones cuánticas aún no incluidas en los cálculos. No obstante debido a las grandes barras de error asociadas a la medición, su significado estadístico permanece débil. Para evaluar si esta discrepancia representa una señal genuina de física mas allá del SM, o simplemente una fluctuación estadística, serán necesarias mediciones futuras con mayor precisión, mayor luminosidad integrada y un mejor control de las incertidumbres sistemáticas. Así, este canal se mantiene como

uno de los más prometedores para explorar posibles desviaciones del SM y la presencia de nueva física en los acoplamientos del bosón de Higgs.

3.1.1 El Futuro Colisionador Circular (FCC)

En vista del conocimiento actual sobre los modos de desintegración del bosón de Higgs y sus correspondientes branching ratios, resulta pertinente dirigir la atención hacia los desarrollos experimentales futuros que permitirán explorar con mayor precisión estos resultados. En particular, el Futuro Colisionador Circular (FCC) representa una de las propuestas más ambiciosas en este sentido, ya que tiene como objetivo alcanzar energías y luminosidades significativamente superiores a las del LHC. Estas mejoras posibilitarán no solo un mapeo más preciso de las propiedades del bosón de Higgs, sino también la potencial observación de desviaciones en los valores predichos de los branching ratios, especialmente en aquellos canales raros en el marco del SM. En este contexto, el FCC se perfila como una herramienta fundamental para profundizar en la caracterización del sector de Higgs y la posible identificación de señales de nueva física.

A lo largo de una década de investigación en el LHC, el panorama de la física de partículas ha evolucionado significativamente. Tras el descubrimiento del bosón de Higgs, se ha despertado un gran interés en la construcción de colisionadores electrón-positrón (e^+e^-). Estos colisionadores se han convertido en una herramienta ideal para el estudio de todas las partículas de interés en la escala electrodébil, debido a su alta precisión, el entorno experimental limpio y la elevada luminosidad que ofrecen.

El futuro colisionador circular (FCC) es un colisionador de leptones diseñado para alcanzar luminosidades muy altas en un amplio espectro de energías en el centro de masa (ECM), desde 90 hasta 350 GeV. Este proyecto establece objetivos de rendimiento altamente ambiciosos para la física de altas energías. Permitirá estudiar con gran precisión las propiedades del bosón de Higgs y los bosones gauge electrodébiles, así como del quark top. Además, se podrán analizar sus interacciones con una precisión de varios órdenes de magnitud superior a la actual [52, 53].

Esto incluirá sensibilidad a procesos que, en el intervalo de tiempo entre 10^{-12} y 10^{-10} segundos tras el Big Bang, condujeron a la formación del campo de vacío del Higgs. Además, permitiría explorar escalas de energía más allá del alcance cinemático

directo, mediante una campaña de mediciones de precisión sensibles a pequeñas desviaciones del comportamiento predicho por el SM. La precisión alcanzada se beneficiaría de una mayor estadística de eventos, cálculos teóricos refinados, en conexión con las distintas fases del programa del FCC como las funciones de distribución de partones o una determinación precisa de las constantes de acoplamiento provistas por FCC-ee y FCC-eh, respectivamente.
De esta forma, se habilitaría una reconstrucción detallada del sector electrodébil, así como una búsqueda sistemática de partículas que podrían revelar o excluir de manera concluyente candidatos a materia oscura, en complementariedad con enfoques alternativos, como los experimentos con haces de neutrinos.
Adicionalmente, el FCC-ee permitiría acceder a observables asociados a la dispersión inelástica con gran precisión, posibilitando la determinación en la estructura partónica y una medición de la constante de acoplamiento fuerte. También permitiría estudiar fenómenos como la aniquilación de electrones con antiquarks o la emisión de nuevas partículas mediadas por bosones vectoriales. Estas capacidades son fundamentales para un programa de precisión del SM y contribuirán a maximizar la sensibilidad a desviaciones atribuibles a nueva física, en particular en el régimen de altas energías. Seguido de un colisionador de hadrones (FCC-hh) que operaría a una energía siete veces mayor que la del LHC y acumularía aproximadamente diez veces más datos [54]. Su capacidad de descubrimiento para partículas de alta masa, como bosones Z o W asociados a nuevas fuerzas fundamentales, o gluinos y squarks en teorías supersimétricas, se incrementaría en un factor de cinco o más, dependiendo de la estadística final. Además de potenciar la producción de partículas ya observadas en el LHC. El FCC-hh abriría la posibilidad a descubrimientos inesperados, como una eventual subestructura de los quarks [55].

3.2 Decaimientos Que Ocurren a Nivel Árbol

En el SM, el ancho de decaimiento del bosón de Higgs a un par fermión-antifermión puede calcularse mediante la siguiente expresión:

$$\Gamma\left(H \to f\bar{f}\right) = \frac{G_F M_H}{4\sqrt{2}\pi} N_c^f m_f^2 \left(1 - \frac{4m_f^2}{M_H^2}\right)^{3/2}, \tag{3.1}$$

donde G_F es la constante de fermi, M_H es la masa del Higgs, N_c^f es el número de colores correspondiente al fermión (con $N_c^f = 3$ para quarks y $N_c^f = 1$ para leptones, ya que estos no llevan carga de color) y m_f es la masa del fermión [56]. Esta expresión describe el decaimiento del bosón de Higgs neutro a nivel árbol.

Resulta pertinente señalar que la constante de acoplamiento depende del tipo de interacción a considerar. Por ejemplo, en el caso de la interacción débil, se utiliza la constante de Fermi. Para la interacción fuerte, es decir, cuando intervienen gluones, la constante de acoplamiento correspondiente es la constante de acoplamiento fuerte. En la interacción electromagnética, es la constante de estructura fina α. Finalmente, en el caso de la interacción de Yukawa, que involucra fermiones, la constante de acoplamiento se denota por y_f.

A continuación, se presentan las fórmulas teóricas al orden dominante para los anchos de decaimiento del bosón de Higgs, correspondientes a los canales que ocurren a nivel árbol.

3.2.1 $H \to b\bar{b}$

Debido a que el quark bottom posee una masa de $4,2$ GeV, relativamente alta en comparación con otros fermiones del SM, el quark bottom puede acoplarse directamente al bosón de Higgs a través de la interacción de Yukawa. Como resultado, el canal $H \to b\bar{b}$ constituye el modo de desintegración más probable, con un branching ratio del $58\,\%$ [57]. Este canal se considera como uno de los modos de desintegración más "clásicos" del Higgs [34], ya que ha sido central tanto en estudios teóricos como en estrategias experimentales orientadas a confirmar su acoplamiento directo con fermiones. A pesar de su alta probabilidad, su observación presenta un reto experimental, debido a la gran cantidad de procesos del SM llamados ruidos de fondo, que pueden imitar la señal experimental del detector. Además, los pares de quarks bottom se producen en abundancia a través de procesos QCD. Por ello, ha sido necesario centrarse en señales experimentales donde, además del par de hadrones que contiene el quark bottom, el bosón de Higgs este asociado a los bosones vectoriales débiles W o Z, lo que permite una reducción significativa en el ruido de fondo [58].

ATLAS ha observado este modo de desintegración analizando los datos combinados de Run 1 y Run 2, correspondientes a una luminosidad integrada de 80fb^{-1}, obteniendo una significancia observada (esperada) de 5.4σ, proporcionando una observación directa del decaimiento del bosón de Higgs a quarks bottom [59]. Actualmente, este decaimiento está en concordancia con el SM tal como se mencionó anteriormente.
La expresión para el ancho de decaimiento en quarks $b\bar{b}$ es:

$$\Gamma\left(H \to b\bar{b}\right) = \frac{G_F M_H}{4\sqrt{2}\pi} N_c m_b^2 \left(1 - \frac{4m_b^2}{M_H^2}\right)^{3/2}, \tag{3.2}$$

donde el número de color es $N_c = 3$ y m_b la masa del quark bottom [60]. Para una masa $M_H = 125\text{GeV}$, la signal strength observada es:

$$\mu = 1.05^{+0.22}_{-0.21}. \tag{3.3}$$

3.2.2 $H \to \tau^+\tau^-$

El bosón de Higgs puede decaer en un par de leptones tau debido a que estos poseen una masa de $1776,99\ \text{MeV}/\ c^2$ [61], relativamente pequeña en comparación con la masa del Higgs. Esta desintegración es posible porque el acoplamiento del Higgs con otras partículas es proporcional a su masa, y aunque el tau es más liviano que muchas otras partículas, su masa es suficiente para que el Higgs pueda producirlo, con un branching ratio de aproximadamente un 6.3 %. El canal $H \to \tau^+\tau^-$ es uno de los modos de desintegración que ocurren a nivel árbol y constituye una vía esencial para la medición directa del acoplamiento del Higgs a fermiones, ofreciendo así una sensibilidad significativa en la búsqueda de desviaciones respecto al SM [59].

Aunque su señal leptónica (tau a muón, electrón o hadrónica) es menos limpia que el decaimiento a bosones vectoriales, su estudio confirma la interacción del Higgs con leptones de tercera generación [34]. Este modo de desintegración se estudia a través de los decaimientos $\tau \to e\mu$, $\mu\mu$, $e\tau_h$, $\mu\tau_h$, $\tau_h\tau_h$, donde los electrones y muones provienen de los decaimientos leptónicos del τ y τ_h (leptón τ que decae hadrónicamente) [62]. Si bien el branching ratio de este canal es competitivo, su detección se ve parcialmente limitada por la complejidad del estado final, que incluye neutrinos cuya presencia solo

puede inferirse de manera indirecta a través del momento transversal faltante en el detector. Por esta razón, la observación concluyente de este canal no se logró sino hasta el inicio del Run 2 del LHC, a partir de los datos recolectados en el 2016. Una ventaja significativa de este canal, en comparación con el modo dominante $H \to b\bar{b}$, es su menor fondo proveniente de procesos de QCD. Así, el canal $H \to \tau^+\tau^-$ se consolida como uno de los más prometedores para una medición directa de los acoplamientos del bosón de Higgs a los fermiones [62].

El ancho de decaimiento correspondiente al proceso $H \to \tau^+\tau^-$ se expresa como:

$$\Gamma\left(H \to \tau^+\tau^-\right) = \frac{G_F M_H}{4\sqrt{2}\pi} N_c m_\tau^2 \left(1 - \frac{4m_\tau^2}{M_H^2}\right)^{3/2}, \tag{3.4}$$

donde $N_c = 1$ para el leptón tau y m_τ es la masa del tau [56].

La primera evidencia clara de decaimientos directos del bosón de Higgs en taus fue lograda por ATLAS y CMS en combinación, con la observación de un exceso con una significancia de 5.5σ y una intensidad de señal combinada de:

$$\mu = 1.11^{+0.24}_{-0.22}, \tag{3.5}$$

consistente con la expectativa del SM. Los primeros datos del Run 2 corroboraron completamente estos resultados, estableciendo una observación inequívoca en cada experimento de forma independiente.

3.2.3 $H \to \mu^+\mu^-$

Este canal de desintegración también ocurre a nivel árbol, está muy suprimido por la pequeña masa del muón, cuyo valor es de $105,65$ MeV/c^2 [34], y presenta una branching ratio de $\approx 0.022\,\%$. Su observación directa exige gran luminosidad y excelente resolución en la masa di-muón, sin embargo, este canal de decaimiento amplía la prueba del acoplamiento del bosón de Higgs a la segunda generación de fermiones.

En varios escenarios BSM se predice una mayor fracción de ramificación que la

predicha por el SM [63]. La expresión para el ancho de desintegración es:

$$\Gamma\left(H \to \mu^+\mu^-\right) = \frac{G_F M_H}{4\sqrt{2}\pi} N_c m_\mu^2 \left(1 - \frac{4m_\mu^2}{M_H^2}\right)^{3/2}, \tag{3.6}$$

con $N_c = 1$ dado que el muón es un leptón sin carga de color y m_μ es la masa del muón.

Este canal de decaimiento presenta un signal strength de $\mu = 1.2 \pm 0.6$ [64].

3.2.4 $H \to W^+W^-$

Este modo de decaimiento presenta un branching ratio de aproximadamente 21.5 %. Este proceso también ocurre a nivel árbol mediante el acoplamiento trilineal HW^+W^- [65]. Para una masa del Higgs de 125 GeV, este canal puede producirse off-shell; donde, al menos uno de los bosones W sea virtual, lo que permite que el Higgs se desintegre en pares de partículas incluso si su masa no es suficiente para generarlas on-shell. Esta condición reduce ligeramente la tasa de decaimiento en comparación con un Higgs más pesado [63].
Este canal es extremadamente sensible para masas del bosón de Higgs superiores al umbral de producción de dos bosones W, aproximadamente $160\text{GeV}/c^2$.
Considerando una masa de $125\text{GeV}/c^2$, su branching ratio es casi 10 veces mayor que la de $H \to ZZ$ y presenta una relación señal/ruido relativamente alta. A pesar de ello, la reconstrucción del decaimiento del bosón W resulta mucho más desafiante que la del boson Z. El estado final completamente hadrónico está afectado por un fondo dominante en el LHC, por lo que el canal más sensible corresponde al estado leptónico, en la cual la presencia de dos leptones con cargas opuestas puede utilizarse como criterio para identificar eventos de señal. Esta discriminación resulta aún más eficaz cuando el estado final contiene simultáneamente un electrón y un muón ($H \to WW* \to \mu_\nu e_\nu$). Sin embargo, los decaimientos leptónicos del bosón W incluyen neutrinos indetectables en el estado final. En consecuencia, el canal $H \to WW$ presenta una resolución de masa inferior en el pico del bosón de Higgs en comparación con los canales más precisos, como $H \to ZZ* \to 4l$ y $H \to \gamma\gamma$, lo que se traduce en una sensibilidad experimental reducida. La presencia de neutrinos implica que el análisis depende en gran medida de la reconstrucción de la energía faltante del evento, bajo la suposición de que la mayor parte de esa energía proviene de los neutrinos emitidos en el decaimiento del bosón W

[62].
La expresión que se presenta a continuación para el ancho de decaimiento del proceso $H \to WW$ corresponde al caso on-shell, es decir, se asume que ambos bosones W son reales y que el Higgs está en reposo con masa fija M_H, cabe mencionar que esta fórmula es válida cuando $M_H > 2m_w$:

$$\Gamma\left(H \to W^+W^-\right) = \frac{G_F M_H^3}{8\sqrt{2}\pi}\left(1 - \frac{4m_w^2}{M_H^2} + \frac{12m_w^4}{M_H^4}\right)\left(1 - \frac{4m_w^2}{M_H^2}\right)^{1/2}, \tag{3.7}$$

siendo m_w la masa del bosón W, es importante mencionar que los bosónes no tienen carga de color, por lo cual, no aparece el término para el número de color en la expresión anterior.

3.2.5 $H \to ZZ$

Análogamente al decaimiento en dos bosones W, este canal de desintegración ocurre a nivel árbol y se origina a partir del acoplamiento directo del Higgs con los bosones Z. Sin embargo, para masas del Higgs menores que el doble de la masa del bosón Z ($M_H < 2m_Z$), al menos uno de los bosones Z debe ser off-shell, es decir, virtual, ya que la energía disponible no es suficiente para producir dos bosones Z reales de forma simultánea [34]. Este canal de decaimiento es conocido como el "canal dorado" debido a su excelente resolución en la reconstrucción de cuatro leptones en el estado final, lo cual permitió una determinación precisa de la masa del Higgs tras su descubrimiento.
La expresión que se presenta a continuación corresponde al ancho de decaimiento del proceso $H \to ZZ$ en el caso on-shell, es decir cuando ambos bosones Z son reales [66]:

$$\Gamma\left(H \to ZZ\right) = \frac{G_F M_H^3}{16\sqrt{2}\pi}\delta_Z\left(1 - \frac{4m_Z^2}{M_H^2} + \frac{12m_Z^4}{M_H^4}\right), \tag{3.8}$$

donde m_Z es la masa del bosón Z y la δ_Z representa un factor de corrección, definido de la siguiente manera:

$$\delta_z = \begin{cases} 1, & \text{si los bosones finales son distinguibles} \\ \frac{1}{2}, & \text{si los bosones finales son idénticos} \end{cases}. \tag{3.9}$$

3.3 Decaimientos Que No Ocurren a Nivel Árbol

3.3.1 $H \to gg$

En el SM, el bosón Higgs se acopla directamente exclusivamente a partículas con masa, como lo son los fermiones y bosones masivos como W y Z. Dado que el fotón y el gluon son partículas sin masa, no presentan un acoplamiento directo al Higgs en el Lagrangiano clásico. Por lo tanto, cualquier interacción entre ellos tiene que aparecer de forma indirecta, mediada por diagramas de loops con partículas cargadas. Este canal de desintegración presenta un branching ratio de 8.57 % constituyéndose así como uno de los canales con mayor tasa de desintegración entre los canales que son inducidos por loops de partículas [67]. Las correciones de orden superior a dos loops incluyen efectos de la QCD, lo que mejora significativamente la precisión en el cálculo del branching ratio. Es importante destacar que dichas correcciones de QCD al siguiente orden son conocidas, incluyendo la dependencia exacta respecto a la masa de los quarks [68]. En particular, la desintegración del bosón de Higgs en gluones está mediado por loops de quarks pesados en el SM.
Al orden dominante el ancho de desintegración para el canal $H \to gg$ viene dado por:

$$\Gamma\left(H \to gg\right) = \frac{G_F \alpha_s^2 M_H^3}{36\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_Q A_Q^H\left(\tau_Q\right) \right|^2 , \tag{3.10}$$

la suma se efectúa solo sobre los quarks, dado que estas son las únicas partículas del SM con carga de color, el parámetro $\tau_Q = \frac{4m_Q^2}{M_H^2}$ viene definido por la masa del polo m_Q del quark pesado de loop Q, y A_Q^H denota la amplitud del quark como:

$$A_Q^H\left(\tau\right) = \frac{3}{2}\tau\left[1 + \left(1-\tau\right) f\left(\tau\right)\right], \tag{3.11}$$

el parámetro $\tau_Q = 4m_Q^2/m_h^2$ viene definido por la masa m_Q del quark pesado, donde la función $f\left(\tau\right)$ viene dada por (ver por ejemplo [69]):

$$f\left(\tau\right) = \begin{cases} arcsin^2\sqrt{\tau} & \tau \leq 1 \\ -\frac{1}{4}\left[log\frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} - i\pi\right]^2 & \tau > 1 \end{cases} \tag{3.12}$$

La contribución del quark top es, por mucho, dominante en el SM. Cualquier quark pesado adicional aumenta la amplitud de decaimiento por un factor 2 en el límite donde la masa del Higgs es pequeña comparada con la energía umbral $Q\bar{Q}$ [70].
Es importante señalar que los decaimientos $H \to \gamma\gamma$ y $H \to Z\gamma$ también pertenecen a los modos de desintegración que ocurren mediante loops de partículas. Sin embargo, en este documento se analizarán en la siguiente sección dedicada a los decaimientos raros o poco probables, ya que, en particular, estos canales están mostrando recientemente indicios de posibles discrepancias con las predicciones del SM en los resultados experimentales.

3.4 Decaimientos Raros del Higgs en el SM y el MSSM

La desintegración del Higgs en dos fotones no ocurre a nivel árbol, es decir, su desintegración se da mediante la inducción de loops de partículas virtuales, como por el ejemplo el bosón W o cualquier fermión, sin embargo, en particular se consideran dos partículas principales que pueden mediar la interacción, como lo son el boson W y el quark top, aunque el top es la partícula más masiva del SM, el bosón W da una mayor contribución, esto se debe a la constante de acople, el quark top acoplado al fotón es proporcional a la carga eléctrica e, en contra parte, los bosones W acoplados al fotón son proporcionales al acople electrodébil g, ese acople electrodébil es mayor respecto a la carga eléctrica. Conviene destacar que el acople de los fermiones con los fotones es la constante de estructura fina $\alpha = e^2/4\pi$ y esto resulta aún más pequeño que la constante de acople electrodébil.
Este decaimiento en el SM tiene un branching ratio de $\approx 0.23\,\%$, su rareza se compensa con la extrema limpieza experimental de los fotones, siendo uno de los canales determinantes en el descubrimiento y caracterización del bosón de Higgs [68]. Dado que el decaimiento $H \to \gamma\gamma$ procede mediante loops, es especialmente sensible a la posible existencia de nuevos fermiones o bosones cargados pesados aún no descubiertos en los experimentos [62].

En el SM, el ancho de decaimiento del Higgs en dos fotones al orden de un loop está dado por:

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 M_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_i N_{c_i} Q_i^2 g_{hii} A_i(\tau_i) \right|^2 , \tag{3.13}$$

donde N_{c_i} es el número de color de la partícula del loop: ($N_c = 3$ para quarks, 1 para el W). Q_i es la carga eléctrica en unidades de e, g_{hii} es el acoplamiento del Higgs con la partícula i, $\tau_i = \frac{4m_i^2}{M_H^2}$, $A_i(\tau)$ es un factor de forma que depende del espín de la partícula:

$$A_1(\tau) = 2\left[\tau + (\tau - 1)f(\tau)\right]\tau^{-2} \text{ para bosones vectoriales (como el } W^{\pm}), \tag{3.14}$$

$$A_{1/2}(\tau) = -\left[2\tau^2 + 3\tau + 3(2\tau - 1)f(\tau)\right]\tau^{-2} \text{ para fermiones (como el top).} \tag{3.15}$$

Cabe mencionar que las dos expresiones para el ancho de decaimiento del $H \to \gamma\gamma$ que se presentan en este trabajo son formalmente equivalentes, aunque se expresan en diferentes etapas del cálculo. La ecuación (B.25), obtenida en el Apéndice B, surge directamente del cálculo de la amplitud de dispersión a partir de los diagramas de Feynman. Esta amplitud se inserta en la expresión general para el ancho de decaimiento de una partícula escalar en dos fotones, lo que conduce a la ecuación (B.25). Por otro lado, la expresión (3.13) representa la evaluación explícita de F_4 en el contexto del SM, incluyendo las contribuciones de partículas cargadas virtuales en el lazo. De este modo, al sustituir la expresión de F_4 calculada en el Apéndice B dentro de la fórmula general, se recupera directamente el resultado estándar para el ancho de decaimiento del $H \to \gamma\gamma$.

De forma análoga, el canal de decaimiento en Z y fotón no ocurre a nivel árbol, su desintegración se produce a través de loops de partículas virtuales, dado que el Higgs no se acopla directamente al par Z fotón, esto hace que sea sensible a física BSM lo cual provocaría que el branching ratio aumente en comparación con el valor del SM [71, 72]. Al considerar teorías BSM, un aumento en el branching ratio puede atribuirse a la interacción del Higgs con nuevas partículas presentes en dicho modelo, las cuales contribuyen adicionalmente a las correcciones de lazo en el proceso [73, 74].
La expresión para el ancho de decaimiento correspondiente a este canal es:

$$\Gamma(H \to Z\gamma) = \frac{G_F^2 \alpha m_W^2 M_H^3}{64\pi^4}\left(1 - \frac{m_Z^2}{M_H^2}\right)^3 \left|\sum_i Q_i g_{hii} g_{Zii} A_i(\tau_i, \lambda_i)\right|^2, \tag{3.16}$$

donde g_{Zii} es el acoplamiento del bosón Z con la partícula del loop, $\lambda_i = \frac{4m_i^2}{m_Z^2}$, $A_i(\tau, \lambda)$ es la función de forma con dos argumentos. Las amplitudes A_i se pueden aproximar

numéricamente. Para fermiones pesados se cumple que $\tau \gg 1$, y por lo tanto:

$$A_{1/2}(\tau) \approx \frac{4}{3} + \frac{7}{30}\frac{1}{\tau} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\tau^2}\right). \tag{3.17}$$

Para escalares pesados se tiene que $\tau \gg 1$, y se obtiene la aproximación:

$$A_0(\tau) \approx -\frac{1}{3} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\tau}\right). \tag{3.18}$$

Dado que $\tau_W \approx 2.6$, una estimación numérica aceptada es:

$$A_1(\tau_W) \approx -8.3. \tag{3.19}$$

Esto conduce a las siguientes estimaciones numéricas aproximadas en el SM:

$$\mathcal{A}_{\gamma\gamma}^{\mathrm{SM}} \approx A_1(\tau_W) + N_c Q_t^2 A_{1/2}(\tau_t) \approx -8.3 + \frac{4}{3} \approx -6.0, \tag{3.20}$$

$$\mathcal{A}_{Z\gamma}^{\mathrm{SM}} \approx A_1(\tau_W, \lambda_W) + A_{1/2}(\tau_t, \lambda_t) \approx 5.8 - 0.5 \approx 5.3. \tag{3.21}$$

En el MSSM, el sector de Higgs se amplía para incluir al menos dos dobletes escalares, lo que da lugar a cinco partículas de Higgs: dos neutras CP-par (h,H), una CP-impar (A) y dos cargadas ($H^{\pm}$). Dado que estos estados supersimétricos no se acoplan al Higgs de forma proporcional a su masa, sus efectos se suprimen a altas energías. Sin embargo, si algunas de estas partículas tienen masas moderadas, sus contribuciones pueden ser lo suficientemente significativas como para distinguir entre el Higgs ligero del MSSM y el del SM [75]. Esto es particularmente relevante en procesos como el decaimiento $H \to \gamma\gamma$, donde pueden intervenir nuevas partículas del MSSM a través de correcciones de lazo. Además de las contribuciones del SM, existen nuevas partículas que pueden contribuir a estos decaimientos: sfermiones ($\tilde{f}$), compañeros supersimétricos escalares de los fermiones, Charginos ($\tilde{\chi}^{\pm}$), que son una mezcla de higgsinos y winos cargados y Higgs cargados ($H^{\pm}$). La fórmula general del ancho de decaimiento en el MSSM para $H \to \gamma\gamma$ es [76]:

$$\Gamma^{\rm MSSM}(H\to\gamma\gamma)=\frac{G_F\alpha^2M_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3}\Bigg|\sum_{i\in\rm SM}N_{c_i}Q_i^2g_{hii}A_i(\tau_i)+\sum_{\tilde f}Q_{\tilde f}^2g_{h\tilde f\tilde f}A_0(\tau_{\tilde f})+\sum_{\tilde\chi^\pm}Q_{\tilde\chi}^2g_{h\tilde\chi^+\tilde\chi^-}A_{1/2}(\tau_{\tilde\chi})+g_{hH^+H^-}A_0(\tau_{H^\pm})\Bigg|^2, \tag{3.22}$$

donde $A_0(\tau)$ es el factor de forma para partículas escalares. Para $h\to Z\gamma$, se tiene:

$$\Gamma^{\rm MSSM}(H\to Z\gamma)=\frac{G_F^2\alpha m_W^2M_H^3}{64\pi^4}\left(1-\frac{m_Z^2}{M_H^2}\right)^3\Bigg|\sum_{i\in\rm SM}Q_ig_{hii}g_{Zii}A_i(\tau_i,\lambda_i)+\sum_{\tilde\chi^\pm}g_{h\tilde\chi^+\tilde\chi^-}g_{Z\tilde\chi^+\tilde\chi^-}A_{1/2}(\tau_{\tilde\chi},\lambda_{\tilde\chi})+\cdots\Bigg|^2. \tag{3.23}$$

Los acoplamientos $g_{h\tilde f\tilde f}, g_{h\tilde\chi^+\tilde\chi^-}, g_{hH^+H^-}$ dependen de los parámetros del MSSM: $\tan\beta=\frac{v_u}{v_d}$ que es la razon entre los valores esperados del vacío de los dobletes de Higgs, el parámetro de masa del higgsino μ, las masas de los gauginos M_1, M_2, los parámetros trilineales A_f, las masas y angulos de mezcla de los sfermiones $m_{\tilde f_i}, \theta_{\tilde f}$.

Las contribuciones dominantes del MSSM a los decaimientos raros provienen de los sfermiones y los charginos, siendo esta última la mas importante. Para sfermiones se tiene la amplitud:

$$\mathcal{A}^{\tilde f}\approx Q_{\tilde f}^2\frac{g_{h\tilde f\tilde f}v}{2m_{\tilde f}^2}\cdot A_0(\tau_{\tilde f}), \tag{3.24}$$

donde:

$$g_{h\tilde f\tilde f}\approx\frac{m_f^2}{v}\left(1-\frac{X_f^2}{m_{\tilde f_1}^2m_{\tilde f_2}^2}\right),\quad X_f=A_f-\mu\cot\beta. \tag{3.25}$$

Por su parte, para charginos ($\tilde\chi^\pm$) se tiene:

$$\mathcal{A}^{\tilde\chi}\approx\frac{g_{h\tilde\chi^+\tilde\chi^-}v}{m_{\tilde\chi^\pm}}\cdot\frac{4}{3}, \tag{3.26}$$

donde el acoplamiento depende de la mezcla gaugino–higgsino:

$$g_{h\tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-} \propto \text{función de } \mu, M_2, \tan\beta. \tag{3.27}$$

Es importante resaltar que la contribución de los charginos es inversamente proporcional a su masa $m_{\tilde{\chi}^\pm}$ y es positiva, lo que permite para masas suficientemente pequeñas aumentar el valor numérico del ancho y acercarse a los valores experimentales reportados actualmente, disminuyendo las discrepancias entre la predicción teórica y la medición. Para que el MSSM reproduzca los anchos de decaimiento del Higgs observados experimentalmente en los canales $H \to \gamma\gamma$ y $H \to Z\gamma$, es necesario entonces ajustar cuidadosamente los parámetros. Evaluando numéricamente las expresiones se puede revisar las condiciones requeridas para reproducir las mediciones y las discrepancias con el SM. El ancho de decaimiento $H \to \gamma\gamma$ en el SM es:

$$\Gamma_{\text{SM}}(H \to \gamma\gamma) \approx 9.36 \text{ keV}, \tag{3.28}$$

incluyendo correcciones QCD hasta orden α_s^4 [77]. Para el canal $H \to Z\gamma$, se obtiene

$$\Gamma_{\text{SM}}(H \to Z\gamma) \approx 6.27 \text{ keV}. \tag{3.29}$$

Estas predicciones son consistentes con las medidas experimentales. Por ejemplo, la colaboración CMS reporta una signal strength para $H \to \gamma\gamma$ de

$$\mu_{\gamma\gamma} = 1.18^{+0.17}_{-0.14}, \tag{3.30}$$

lo cual sugiere una posible ligera desviación hacia un valor mayor que el predicho por el SM [78]. En el MSSM, además de las contribuciones del SM, los sfermiones, los charginos y el Higgs cargado, que aparece como un componente adicional del sector de Higgs, pueden modificar significativamente las tasas de decaimiento del Higgs. Para que sus efectos no contradigan los datos experimentales, se deben cumplir ciertas condiciones sobre sus masas y acoplamientos. En primer lugar, las masas de los sfermiones deben ser lo suficientemente grandes para suprimir sus contribuciones; en general, se requiere que $m_{\tilde{f}} \gtrsim 1$ TeV y que la mezcla entre los estados izquierda y derecha sea pequeña, lo que reduce el acoplamiento $g_{h\tilde{f}\tilde{f}}$. En segundo lugar, los charginos deben tener masas $m_{\tilde{\chi}^\pm} \gtrsim 500$ GeV, y los parámetros de mezcla μ y M_2 deben estar ajustados para reducir el acoplamiento $g_{h\tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-}$. Finalmente, el Higgs cargado debe ser relativamente pesado,

con una masa $M_{H^\pm} \gtrsim 600$ GeV, y el ángulo de mezcla α entre los dobletes de Higgs debe elegirse de modo que se minimice el acoplamiento $g_{hH^+H^-}$.
En resumen, para que el MSSM reproduzca los valores observados de $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ y $\Gamma(H \to Z\gamma)$, las partículas supersimétricas deben ser suficientemente pesadas o estar débilmente acopladas al Higgs. Esto implica restricciones fuertes sobre el espacio de parámetros del modelo, que incluyen: $\tan\beta$ (la razón de los VEVs de los dobletes de Higgs), el parámetro higgsino μ, las masas de gauginos M_1 y M_2, los términos trilineales de mezcla A_f, las masas suaves de sfermiones $m_{\tilde{f}}$ y la masa del Higgs cargado $M_{H^\pm}$.
La Tabla 3.3 resume algunas diferencias conceptuales y fenomenológicas entre el SM y el MSSM en lo que respecta a los decaimientos raros del Higgs:

Aspecto	**SM**	**MSSM**
Partículas en los loops	$W^\pm$, t	$W^\pm$, t, $\tilde{f}$, $\tilde{\chi}^\pm$, $H^\pm$
Parámetros adicionales	—	$\tan\beta$, μ, M_1, M_2, A_f, $m_{\tilde{f}}$, $M_{H^\pm}$
Sensibilidad a nueva física	—	Alta, dependiendo de masas y mezclas SUSY

Tabla 3.3: Comparativa entre el SM y el MSSM en los decaimientos raros del Higgs.

3.5 Implementación Computacional

Para entender mejor cómo se realizan los cálculos a un-loop de los anchos de decaimientos raros se explicará a continuación la implementación computacional para el cálculo del factor de forma F_4 involucrado en el proceso $H \to \gamma\gamma$. Este algoritmo fue desarrollado en Wolfram Mathematica utilizando los paquetes de FeynArts [79], FeynCalc [80] y FeynHelpers [81]. El cálculo teórico del ancho de decaimiento en términos de este factor de forma es presentado en el Apéndice (B.1).
Esta sección esboza el procedimiento general y destaca los componentes clave del código utilizados para obtener resultados analíticos. En primer lugar, se generaron los diagramas correspondientes utilizando el paquete FeynArts, luego se tradujeron a expresiones analíticas compatibles con FeynCalc. La amplitud se calculó en el gauge unitario, debido a que en esta elección de gauge no aparecen ni los fantasmas de Faddeev–Popov ni los bosones de Goldstone, lo cual simplifica la estructura de los diagramas de Feynman al involucrar únicamente partículas físicas, y en d dimensiones, resultando en tres diagramas que involucran al bosón W. Estos diagramas se sumaron posteriormente para obtener la amplitud asociada a F_4. Los vectores de polarización

se truncaron, ya que el objetivo principal es identificar el factor de forma contribuyente.
En primer lugar, se importan los paquetes de FeynArts, FeynCalc y FeynHelpers previamente instalados en Mathematica.

```
If[ $FrontEnd === Null,
                    $FeynCalcStartupMessages = False;
                    Print["Computation"];
];
Off[FrontEndObject::notavail]
$LoadAddOns={"FeynHelpers","FeynArts"};
<<FeynCalc`;
$FAVerbose =0;
Off[Paint::nolevel]
```

Se construye la topología en FeynArts, utilizando la función "CreateTopologies". En este caso, se especifica una topología con una línea entrante y dos de salida, a cada línea de la topología se le asocia un campo. Posteriormente, se crea una lista de algunos campos que puedan aparecer en los diagramas generados definiendo la variable global "exclusions". Entre los campos que se quieren excluir están los fermiones, neutrinos y gluones. Solamente se deja el bosón W en los loops debido a que representan la contribución dominante.

```
Topol = CreateTopologies[1,1->2,ExcludeTopologies->{},Adjacencies->{3,4}
    ];

exclusions = {
F[1,{_}],F[2,{_}],F[3,{1}],F[3,{2}],F[3,{3}],F[4,{_}],
V[5]};
```

Mediante la función "InitializeModel" se carga el SM en el gauge unitario. Esta elección es conveniente porque evita la inclusión de partículas no físicas como los bosones de Goldstone o los fantasmas de Fadeev-Popov. A continuación, se emplea "InsertFields" para insertar los campos en cada una de las líneas de la topología, en la linea entrante se inserta un campo escalar correspondiente al bosón de Higgs, mientras que en las dos lineas que salen se insertan dos bosones vectoriales correspondientes al fotón. En este punto pedimos que se excluyan las partículas anteriormente mencionadas.

```
InitializeModel[{SM, UnitarySM}, GenericModel->{Lorentz, UnitaryLorentz}];
DiagF = InsertFields[Topol, {S[1]}->{V[1], V[1]}, Model -> {SM, UnitarySM},
      GenericModel -> {Lorentz, UnitaryLorentz},
                      InsertionLevel -> {Particles},
                      ExcludeParticles->exclusions];
```

```
SetOptions[Paint, ColumnsXRows->{2,2}, FieldNumbers->True, Numbering->False
    ];
Paint[DiagF]
```

En consecuencia, se obtienen los diagramas de Feynman deseados.

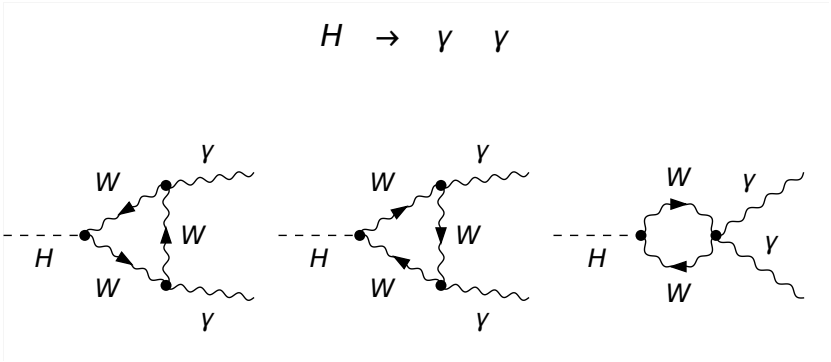


Figura 3.3: Diagramas de Feynman para las contribuciones del loop del bosón W a $H \to \gamma\gamma$ generadas por FeynArts.

A continuación, se utiliza la función "CreateFeynAmp", la cual toma como entrada los diagramas generados previamente y les asigna las correspondientes reglas de Feynman, construyendo así la amplitud asociada a cada uno de ellos. En este caso, se truncan los vectores de polarización, lo que permite simplificar el cálculo al evaluar únicamente el loop.

```
Amp=CreateFeynAmp[DiagF2, PreFactor->1, Truncated->True, GaugeRules->{
    FAGaugeXi[W|Z]->Infinity}];
```

Ahora, le pedimos que traduzca la amplitud obtenida en el lenguaje de FeynArts al lenguaje de FeynCalc mediante la opción "FCFAConvert". Así mismo, se especifica al

momento entrante como p_1, y los momentos de salida como p_2, p_3, se indica que debe contraerse cualquier índice de Lorentz presente, y se realiza un cambio de dimensión, pasando de 4 a D dimensiones. Esta conversión permite aplicar las técnicas del procedimiento de regularización dimensional en cálculos posteriores.

```
AmpFC=FCFAConvert[Amp, IncomingMomenta -> {p1}, OutgoingMomenta -> {p2, p3
    },
                    LoopMomenta -> {l},
                    List -> False,
                    Contract -> True,
                    ChangeDimension -> D,
                    UndoChiralSplittings -> False];
```

Como paso siguiente, se realiza una redefinición de notación con el objetivo de simplificar la expresión obtenida. Por ejemplo, se reemplaza la constante de acoplamiento del electrón, EL, por e, y se cambian los indices de Lorentz, Lor1 y Lor2, por μ y ν respectivamente.

```
changes = {FCGV[a_]:>ToExpression[a],EL->e,ME->me,
Lor1->u,Lor2->v,MH-> mh,MW-> mw};
Amp2 = AmpFC //. changes;
```

Al evaluar la amplitud correspondiente a los tres diagramas de Feynman, se obtienen inicialmente 768 términos. No obstante, esta expresión se simplifica de forma considerable al aplicar las identidades de Ward–Takahashi. Dichas identidades establecen relaciones entre distintas funciones de Green, como los propagadores y los vértices, y garantizan que las correcciones radiativas preserven la simetría gauge subyacente de la teoría. Cabe notar que solo los términos proporcionales al tensor métrico $g^{\mu\nu}$ importan, los que vienen con los cuadri-momentos de los fotones se anulan al contraer con los vectores de polarización, debido a que estos son transversos y perpendiculares a la dirección de propagación de los fotones, por esta razón no se consideran en el código. Adicionalmente, se imponen las condiciones on-shell donde los momentos p_2^2 y p_3^2 se anulan, mientras que p_1^2 corresponde a la masa en reposo del Higgs al cuadrado. Por otro lado, el producto escalar entre los momentos de los dos fotones se deduce directamente de la conservación del cuadri-momento.

```
FCClearScalarProducts[];
SPD[p3,p3]=   0;
SPD[p2,p2]=  0;
SPD[p1,p1]= mh^2;
SPD[p2,p3]=(mh^2)/2;
```

Con las funciones "OneLoopSimplify" y "OneLoop" de FeynCalc se ponen las integrales en términos de las funciones irreducibles de Passarino-Veltman,

```
Redu = ParallelMap[OneLoopSimplify[#,l,ToPaVe -> True]&,Amp2]
```

```
Redu2 = Collect[OneLoop[l,Redu] // FCE // Expand, {MTD[u,v]},Simplify]
```

obteniendo así la amplitud:

$$
\begin{aligned}
F_4^w = & -\frac{1}{24(D-2)(D-1)m_h^2 m_w^5 SW} i\pi^2 e^3 \left(3(D-1)\left(B_0(m_h^2,m_w^2,m_w^2)\right)\right. \\
& (p_2^u p_3^v(-((D-2)m_h^6)+6(D-2)m_h^4 m_w^2+16Dm_h^2 m_w^4+32(D-1)Dm_w^6) \\
& -16(D-4)m_w^4 p_2^v p_3^u(2(D-1)m_w^2+m_h^2)+4m_w^2 C_0(0,0,m_h^2,m_w^2,m_w^2,m_w^2) \\
& (p_2^u p_3^v(4(D^2-3D+6)m_h^2 m_w^4+(D-2)m_h^6-2(D-2)m_h^4 m_w^2+32(D-1)m_w^6) \\
& +16m_w^4 p_2^v p_3^u((5-2D)m_h^2+2(D-1)m_w^2)))-4(D-2)m_w^2 B_0(0,m_w^2,m_w^2) \\
& (p2^u((D-1)p3^v(48(D-1)m_w^4+11m_h^4+24m_h^2 m_w^2)-12m_h^2 m_w^2 p_2^v)-12m_h^2 m_w^2 p_3^u p_3^v) \\
& -12(D-2)m_h^2 A_0(m_w^2)(p_2^u(2(D-2)m_w^2 p_2^v-(D-1)m_h^2 p_3^v)+2(D-2)m_w^2 p_3^u p3^v)) \\
& -\frac{1}{(D-2)m_w SW} i\pi^2 e^3 g^{\mu\nu}((D-4)(2(D-1)m_w^2+m_h^2)B_0(m_h^2,m_w^2,mw^2)) \\
& \left.+4m_w^2\left((2(D-5)m_h^2-2(D-1)m_w^2)C_0(0,0,mh^2,m_w^2,m_w^2,m_w^2)\right)\right). \qquad (3.31)
\end{aligned}
$$

Ahora, la función "PaXEvaluate", expande en series de Laurent las integrales de Passarino-Veltman obtenidas anteriormente.

```
Redu3 = PaXEvaluate[ Redu2,FCE -> True] // Simplify
```

$$
\begin{aligned}
F_4^w = & -\frac{1}{24\epsilon m_h^4 m_w^5 SW} i\pi^2 e^3 \\
& \left(-24\varepsilon m_h^2 m_w^4 g^{\mu\nu} \left(m_h^4 + 6m_h^2 m_w^2 + (6m_w^4 - 3m_h^2 m_w^2) \log^2 \left(\frac{-m_h^2 + \sqrt{m_h^4 - 4m_h^2 m_w^2} + 2m_w^2}{2m_w^2} \right) \right) \right. \\
& + 48\epsilon m_w^4 p_2^\nu p_3^\mu \\
& \left(m_h^4 + 6m_h^2 m_w^2 + (6mw^4 - 3mh^2 m_w^2) \log^2 \left(\frac{-mh^2 + \sqrt{mh^4 - 4mh^2 m_w^2} + 2mw^2}{2mw^2} \right) \right) \\
& + p_2^u p3^v \Big(-6\varepsilon m_h^8 + 3\gamma\varepsilon m h^8 + 3\epsilon m_h^8 \log(\pi) - 3m_h^8 + 48\epsilon m_h^6 m_w^2 + 14\gamma\varepsilon m_h^6 m_w^2 \\
& + 14\varepsilon m_h^6 m_w^2 \log(\pi) - 14 m_h^6 m_w^2 + 240\epsilon m_h^4 m_w^4 + 1440\varepsilon m_h^2 m_w^6 \\
& - \varepsilon m_h^6 (3m_h^2 + 14 m_w^2) \log\left(\frac{\mu^2}{m_w^2}\right) + 6\varepsilon m_w^2 (m_h^6 - 2m_h^4 m_w^2 + 20 m_h^2 m_w^4 + 48 m_w^6) \\
& \log^2 \left(\frac{-m_h^2 + \sqrt{m_h^4 - 4m_h^2 m_w^2} + 2m_w^2}{2m_w^2} \right) + 3\varepsilon \sqrt{m_h^4 - 4m_h^2 m_w^2} \\
& \left. (-m_h^6 + 6m_h^4 m_w^2 + 32 m_h^2 m_w^4 + 192 m_w^6) \log \left(\frac{-m_h^2 + \sqrt{m_h^4 - 4m_h^2 m_w^2}}{2m_w^2} \right) \right) \Big) \Big).
\end{aligned}
\tag{3.32}
$$

Para finalizar el código, se utiliza la función "Coefficient" para extraer el término proporcional al tensor métrico $g^{\mu\nu}$, representado por MTD[u, v], dentro de la expresión Redu3. Obteniendo finalmente la expresión dada en 3.33.

```
Final=Coefficient[Redu3,MTD[u,v],1]
```

La expresión (3.33) corresponde a la contribución del factor de forma de los diagramas con loops del bosón W, esta corresponde a la contribución dominante para el canal de decaimiento $H \to \gamma\gamma$.

$$
F_4^W = \frac{i\pi^2 e^3 g^{\mu\nu} \left(M_H^4 + 6M_H^2 m_w^2 + (6m_w^4 - 3M_H^2 m_w^2)\, log^2 \left(\frac{-M_H^2 + \sqrt{M_H^4 - 4M_H^2 m_w^2 + 2m_w^2}}{2m_w^2} \right) \right)}{M_H^2 m_w S_W}
\tag{3.33}
$$

Cabe destacar que, con esta sistematización computacional, es posible obtener cualquier contribución del proceso al orden dominante (LO), que en este caso es un-loop, mediante modificaciones mínimas a la rutina presentada. Esto permite adaptar el código con facilidad para analizar las contribuciones de los fermiones o de

los otros términos subdominantes.

4. Conclusiones

En este trabajo se han estudiado los decaimientos del bosón de Higgs encontrados en el LHC, destacando la importancia de los decaimientos raros, los cuales, aunque menos frecuentes, ofrecen información valiosa al estar mediados por loops de partículas virtuales. Desde el punto de vista experimental, los decaimientos más probables corresponden al canal $H \to b\bar{b}$ con un branching ratio de 57.8 %, seguido por los canales $H \to WW$ con un branching ratio del 21.8 %, $H \to gg$ con un branching ratio de 8.17 %, y en descenso los canales $H \to \tau^+\tau^-$, $H \to ZZ$. Exceptuando al canal $H \to gg$, estos procesos ocurren a nivel árbol, lo que implica una interacción directa con el bosón de Higgs. La alta probabilidad de estos modos de desintegración se debe a que el acoplamiento del bosón de Higgs es directamente proporcional a la masa de las partículas involucradas, lo que favorece a los fermiones y bosones gauge más pesados.

Por otra parte, se encuentran los modos de decaimiento menos probables del bosón de Higgs, los cuales no ocurren a nivel árbol, sino que tienen lugar mediante procesos de loops de partículas virtuales. Entre estos se destacan los canales $H \to \gamma\gamma$ con un branching ratio del 0.227 % y el $H \to Z\gamma$ con un branching ratio del 0.15 %. La baja probabilidad de estos procesos se debe a que no ocurren directamente sino que son intermediados por partículas virtuales, lo que suprime su tasa de ocurrencia en comparación con los decaimientos que ocurren a nivel árbol. No obstante, estos modos de decaimiento resultan ser de gran interés en la física de partículas, ya que su sensibilidad a correcciones radiativas los convierte en canales ideales para poner a prueba las predicciones teóricas.

En el contexto del SM, hemos revisado las expresiones teóricas al orden dominante de los anchos de decaimiento, con especial énfasis en los canales $H \to \gamma\gamma$ y $H \to Z\gamma$. Se observa que dichos anchos son proporcionales tanto a las constantes de acoplamiento con el Higgs, como a las masas de las partículas resultantes. Para los anchos de un Higgs decayendo en bosones vectoriales sin masa, como el caso de dos fotones o dos gluones, el ancho está determinado por la masa de las partículas mediadoras en las correcciones de loop.

Por su parte, los decaimientos raros son útiles para investigar los efectos cuánticos de partículas virtuales y permite explorar posibles señales de nueva física más allá del

SM. En particular, se analizaron los efectos de partículas provenientes del MSSM, encontrando que la contribución de los charginos, provenientes de la mezcla de Higgsinos y Weakinos, pueden dar una contribución relevante y modificar la predicción del SM de manera significativa.

El canal $H \to \gamma\gamma$ tiene un rol especial en los experimentos del LHC en el CERN, debido a que el bosón de Higgs y el valor de su masa fueron encontrados usando este decaimiento. Por esta razón, se calculó explícitamente su ancho de decaimiento al orden de un-loop, usando el método diagramático de Feynman. El cálculo requiere de determinar un único factor de forma, gracias a las identidades de Ward, que fue obtenido implementando un código en Wolfram Mathematica con los paquetes FeynArts, FeynCalc y PackageX. Finalmente, el canal $H \to Z\gamma$ es importante en la actualidad porque las mediciones de su ancho están alejándose significativamente de las predicciónes del SM, doblando su valor, haciendo relevante estudiar su predicción en el contexto de teorías extendidas del SM, como lo es el MSSM. La contribución de los charginos, al tener una dependencia inversa de sus masas, podría curar la discrepancia observada actualmente en ciertos escenarios fenomenológicos de teorías supersimétricas. Este es un tema que se encuentra actualmente en estudio por nuestro grupo y que forma parte de las perspectivas de investigación futuras.

Referencias

[1] ATLAS Collaboration, "Observation of a new particle in the search for the standard model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ". *Phys. Lett. B 716 1-29*, 2012.

[2] CMS Collaboration, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC ". *Phys. Lett. B 716 30*, 2012.

[3] CMS Collaboration, "Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ". *J, JHEP 06 081*, 2013.

[4] ATLAS Collaboration, "The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider ". *J. Instrum. 3, S08003*, 2008.

[5] CMS Collaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC ". *J. Instrum. 3, S08004*, 2008.

[6] R. L. Workman and Others. *Review of Particle Physics. PTEP, 2022:083C01*, 2022.

[7] Gelmini, G. B. El bosón de Higgs. *arXiv preprint arXiv:1407.1741*, 2014.

[8] A. Collaboration, "Measurement of the W-boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector," *The European Physical Journal C, vol. 78*, 2018.

[9] T. Aaltonen et al., "High-precision measurement of the W boson mass with the CDF II detector", *Science, vol. 376, no. 6589, pp. 170176*, 2022.

[10] C. M. C. Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, and M. Treccani, "Electroweak radiative corrections and the w boson mass at hadron colliders", 2003.

[11] "Improved W boson Mass Measurement using $\sqrt{s} = 7$ TeV Proton-Proton Collisions with the ATLAS Detector", 2023.

[12] T. Aoyama et al., "The anomalous magnetic moment of the muon in the Standard Model", *Phys. Rept., vol. 887, pp. 1–166*, 2020.

[13] D. Melo-Porras, E. A. Reyes R. and A. R. Fazio, "Hadronic Light-by-Light Corrections to the Muon Anomalous Magnetic Moment," *Particles, vol. 7, no. 2, pp. 327–381*, 2024.

[14] G. Apollinari, I. Béjar Alonso, O. Brüning, M. Lamont, L. Rossi (eds.), High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Preliminary Design Report. *CERN Yellow Reports: Monographs, CERN-2015-005*, 2015.

[15] The Future Circular Collider Study. *JACoW IPAC2020, MOVIR01*, 2021.

[16] International Linear Collider Collaboration, Technical Design Report - Volume 4: Detectors. *arXiv preprint arXiv:1306.6329*, 2013.

[17] High Energy Physics Theory Group. Teoría Cuántica de Campos. Universidad de Oviedo. 2012.

[18] J. I. Illana. Teoría cuántica de campos. Departamento de Física Teórica y del Cosmos, Universidad de Granada. España. Pág. 1, 2017.

[19] M. E. Peskin and D. V. Schroeder. An Introduction to Quantum Field Theory. *CRC Press*, 2018.

[20] Tejeiro Sarmiento, J. M. Sobre la teoría especial de la relatividad. Universidad Nacional de Colombia, Bogotá, 2005.

[21] K. Kumericki, Feynman Diagrams for Beginners. *arXiv preprint arXiv:1602.04182*, 2016.

[22] Griffiths, D. J. Introduction to elementary particles (D. Griffiths, Ed.; 1st ed.). John Wiley and Sons (WIE), 2008.

[23] ATLAS Collaboration. " Observation and measurement of Higgs boson decays to WW with the ATLAS detector". *Phys. Rev. D 92 012006*, 2015.

[24] A. I. Hernández-Juárez, R. Gaitán, R. Martínez." $H \to Z\gamma$ decay and CP violation ". *Phys. Rev. D 111, 015001*, 2025.

[25] ATLAS Collaboration. "Observation and measurement of Higgs boson decays to WW* with the ATLAS detector". *Physical Review D, 92(1), 012006*, 2015.

[26] ATLAS and CMS Collaborations. "Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV". *Journal of High Energy Physics, 2016(8), 045*, 2016.

[27] D. Kaiser, "Physics and feynman's diagrams: In the hands of a postwar generation, a tool intended to lead quantum electrodynamics out of a decades-long morass helped transform physics". *American Scientist, vol. 93, no. 2, pp. 156–165*, 2005.

[28] Heather E. Logan, TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond the Standard Model. *arXiv preprint arXiv:1406.1786*, 2014.

[29] Y. Nagashima, Appendix B: Feynman Rules for the Electroweak Theory, pp. 507–511. *John Wiley & Sons, Ltd*, 2013.

[30] Aitchison, I. J. R., & Hey, A. J. G. "Appendix B: Feynman Rules for the Electroweak Theory". *Elementary Particle Physics: Foundations of the Standard Model, Volume 2, Wiley*, 2013.

[31] Cresswell-Hogg, C., & Litim, D. F. "Scale Symmetry Breaking and Generation of Mass at Quantum Critical Points". *Journal of High Energy Physics, 07, 066*, 2024.

[32] J. W. Moffat, "Electroweak Symmetry Breaking". *arXiv preprint arXiv:2503.11548*, 2025.

[33] Sami, M., & Gannouji, R. "Spontaneous symmetry breaking in the late Universe and glimpses of early Universe phase transitions à la baryogenesis". *International Journal of Modern Physics D, 30(03), 2150005*, 2021

[34] Particle Data Group, "Review of Particle Physics". *Prog. Theor. Exp. Phys. 2024, 083C01*, 2024.

[35] ATLAS Collaboration. The Higgs Boson – ATLAS Open Data Visualization. *CERN Open Data Portal, ATLAS Public Pages*, 2025.

[36] de Florian, D., et al. [LHC Higgs Cross Section Working Group]. "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector". *CERN Yellow Reports: Monographs*, 2017.

[37] Denner, A., Heinemeyer, S., Puljak, I., Rebuzzi, D., & Spira, M. "Standard Model Higgs-Boson Branching Ratios with Uncertainties". *European Physical Journal C, 71, 1753*, 2011.

[38] S. Dittmaier et al. "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions". *CERN Yellow Report CERN-2012-002*, 2012.

[39] Haider Abidi (on behalf of the ATLAS & CMS Collaborations), "Higgs Combinations at ATLAS + CMS", en Proc. 9th Large Hadron Collider Physics Conference. *CERN 2021-1169*, 2021.

[40] Pietro Slavich et al. Higgs-mass predictions in the MSSM and beyond. *The European Physical Journal C, 81(5) : 1–71*, 2021.

[41] E. A. Reyes R. and A. R. Fazio. "High-Precision Calculations of the Higgs Boson Mass", *Particles 5(1), 53–73*, 2022.

[42] E. A. Reyes. R. and A. R. Fazio. Higgs boson mass corrections at three loops in the top-Yukawa sector of the Standard Model. *Physical Review D, 108(5) : 053007*, 2023.

[43] Beskidt, Conny y de Boer, Wim, "Is the observed 125 GeV Higgs boson expected to be SM-like in the NMSSM ? ", *arXiv preprint arXiv:1907.00648*, 2019.

[44] Jorge, Gu, Jiayin y Liu, Zhen, "Higgs boson precision measurements at a 125 GeV muon collider", *Phys. Rev. D 106, 073007*, 2022.

[45] C. Collaboration, "Measurement of the Higgs boson mass and width using the four-lepton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV," 2024.

[46] C Grojean. Higgs physics. *arXiv preprint arXiv:1708.00794*, 2017.

[47] M Gomez-Bock, M Mondragon, M Muhlleitner, R Noriega-Papaqui, I Pedraza, M Spira, and PM Zerwas. " Rompimiento de la simetria electrodebil y la fisica del higgs: Conceptos basicos ". *J.Phys.Conf.Ser. 18 (2005) 74-135*, 2005.

[48] ATLAS, CMS Collaborations. "Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV". JHEP 08, 045, 2016.

[49] M. Spira. "Production and decays of BSM Higgs bosons in various models". *PoS CHARGED2018, 010*, 2019.

[50] A. Freitas et al., "Theoretical uncertainties for electroweak and Higgs-boson precision measurements at FCC-ee". *arXiv preprint arXiv:1906.05379*, 2019.

[51] CMS Collaboration. "A portrait of the Higgs boson by the CMS experiment ten years after the discovery". *Nature 607, 60–68*, 2022. *[Erratum: Nature 623, E4, 2023]*.

[52] M. Koratzinos, "FCC-ee accelerator parameters, performance and limitations", presentado en la conferencia ICHEP2014, 37th Conference on High Energy Physics, Valencia. *arXiv preprint arXiv:1411.2819*, 2014.

[53] Freitas, A., Heinemeyer, S, Beneke, M, Blondel, A., Dittmaier, S, Gluza, J, Hoang, A, Jadach, S, Janot, P., Reuter, J, Riemann, T, Schwinn, C, Skrzypek, M., & Weinzierl, S. "Theoretical uncertainties for electroweak and Higgs-boson precision measurements at FCC-ee". *arXiv preprint arXiv:1906.05379*, 2019.

[54] Arkani-Hamed, N., Han, T., Mangano, M., & Wang, L.-T. "Physics Opportunities of a 100 TeV Proton-Proton Collider". *Physics Reports, 652(4), 1-80*, 2016.

[55] FCC Collaboration, "FCC Physics Opportunities: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 1, Eur". *Phys. J. C 79, 474*, 2019.

[56] Djouadi, Abdelhak. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model. *Phys. Rept. 457, 1–216*, 2008.

[57] CMS Collaboration, A. M. Sirunyan et al., "Observation of Higgs Boson Decay to Bottom Quarks," *Phys. Rev. Lett. 121, 121801*, 2018.

[58] CMS Collaboration, Search for the standard model Higgs boson produced in association with a W or a Z boson and decaying to bottom quarks, *Phys. Rev. D 89 012003*, 2014.

[59] Peter Jenni y Tejinder S. Virdee, "The Discovery of the Higgs Boson at the LHC", *Advanced Series on Directions in High Energy Physics 23, 1–30*, 2015.

[60] Chetyrkin, K. G., Kniehl, Bernd A., y Steinhauser, M., "Virtual top quark effects on the H $\rightarrow$ b anti-b decay at next-to-leading order in QCD", *Phys. Rev. Lett., 78, 594–597*, 1997.

[61] Albrecht, H., Ehrlichmann, H., Hamacher, T., Hofmann, R. P., Kirchhoff, T., Nau, A., ... & Argus Collaboration. A Measurement of the tau mass. *Physics Letters B, 292(1-2), 221-228*, 1992.

[62] Ortona, Giacomo, "The Higgs boson couplings: past, present, and future. The relationships between Higgs boson and other known particles as measured by current and future experiments," *Front. in Phys., 11, 1230737*, 2023.

[63] David L. Rainwater, D. Zeppenfeld y Kaoru Hagiwara, "Searching for $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ in weak boson fusion at the CERN LHC", *Physical Review D 59, 014037*, 1998.

[64] CMS Collaboration. "Evidence for Higgs boson decay to a pair of muons". *JHEP 01, 148*, 2021.

[65] P. Niezurawski, A. F. Zarnecki y M. Krawczyk, "Two photon width and phase measurement from the SM Higgs decays into WW and ZZ at the photon collider", *International Workshop on Linear Colliders* , 2022.

[66] Djouadi, A. "The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. I: The Higgs boson in the Standard Model". *Phys. Rept. 457 ,(2008).*

[67] Fenfen An, Yu Bai, Chunhui Chen, Xin Chen, Zhenxing Chen, Joao Guimaraes da Costa, Zhenwei Cui, Yaquan Fang, Chengdong Fu, Jun Gao et al., "Precision Higgs physics at the CEPC", *Chinese Physics C 43, 043002*, 2019.

[68] Spira, M. Higgs Boson Decays: Theoretical Status. *CERN Yellow Reports: Monographs 3 (2020) 123-134*, 2019.

[69] Spira, Michael, "QCD effects in Higgs physics," Fortsch. *Phys., 46, 203–284*, 1998.

[70] Ortona, Giacomo, "The Higgs boson couplings: past, present, and future. The relationships between Higgs boson and other known particles as measured by current and future experiments," *Front. in Phys., 11, 1230737*, 2023.

[71] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira, HDECAY: A program for Higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension. *Comput.Phys.Commun. 108 (1998) 56-74*, 1997.

[72] D. de Florian et al., Handbook of LHC Higgs cross sections: 4. Deciphering the nature of the Higgs sector. *CERN Yellow Reports: Monographs, 2/2017*, 2016.

[73] ATLAS Collaboration, & CMS Collaboration. Evidence for the Higgs Boson Decay to a Z Boson and a Photon at the LHC. *Phys. Rev. Lett. 132, 021803* , 2024

[74] M. Spira, A. Djouadi, and P. Zerwas, QCD corrections to the $HZ\gamma$ coupling, *Phys. Lett. B 276, 350*, 1992.

[75] A. Djouadi, V. Driesen, W. Hollik y A. Kraft, "The Higgs photon–Z boson coupling revisited", *European Physical Journal C 1, 163–175*, 1998.

[76] M. Hemeda, S. Khalil, and S. Moretti, "Light chargino effects onto $H \to \gamma\gamma$ in the MSSM",*Phys. Rev. D, vol. 89, no. 1, p. 011701*, 2014

[77] Qing Yu, Xing-Gang Wu, Sheng-Quan Wang, Xu-Dong Huang, Jian-Ming Shen y Jun Zeng, "Properties of the decay $H \to \gamma\gamma$ using the approximate α_s^4- corrections and the principle of maximum conformality", Chin. *Phys. C 43, 9, 093102*, 2019.

[78] ATLAS Collaboration, "Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel with $36fb^{-1}$ of pp collision data at $\sqrt{s} = 13$TeV with the ATLAS detector", *Phys. Rev. D 98, 052005*, 2018.

[79] Thomas Hahn. Generating feynman diagrams and amplitudes with feynarts 3.Computer Physics Communications, 140(3):418–431, 2001.

[80] Vladyslav Shtabovenko, Rolf Mertig, and Frederik Orellana. Feyncalc 10: Do multiloop integrals dream of computer codes? Computer Physics Communications, page 109357, 2024.

[81] Vladyslav Shtabovenko. Feynhelpers: connecting feyncalc to fire and package-x. Computer Physics Communications, 218:48–65, 2017.

Apéndice A

Notación y convenciones

A.1 Unidades

Unidades naturales:

$$\hbar = c = 1. \tag{A.1}$$

Entonces las siguientes magnitudes tienen las mismas dimensiones:

$$[\text{Longitud}] = [\text{Tiempo}] = [\text{Energía}]^{-1} = [\text{Masa}]^{-1} \tag{A.2}$$

Tensor métrico

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = (1, -1, -1, -1). \tag{A.3}$$

Por otra parte, los cuatro vectores son:

$$P^{\mu} = (P^0, \vec{P}) = (A^0, A^1, A^2, A^3), \qquad P_{\mu} = (P^0, -\vec{P}). \tag{A.4}$$

Algunas propiedades de la delta de Dirac:

$$\delta(x) = \delta(-x), \tag{A.5}$$

$$\int d^n x \delta^{(n)} \left(\vec{x} - \vec{x_0}\right) f\left(\vec{x}\right) = f\left(\vec{x_0}\right), \tag{A.6}$$

$$\delta(f(x)) = \left|\frac{df(x)}{dx}\right|^{-1}_{x=x0} \delta(x - x_0), \tag{A.7}$$

donde x_0 es una raíz simple de $f(x)$, es decir, el punto tal que $f(x_0) = 0$ y $\delta(f(x_0)) \neq 0$.

$$h(x)\delta(x - a) = h(a)\delta(x - a), \tag{A.8}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - a)\delta(x - b)dx = \delta(a - b) = \delta(b - a). \tag{A.9}$$

A.2 Análisis Dimensional

Sección eficaz:

$$\sigma = \frac{N_E}{\rho_A l_A \rho_B l_B A}. \tag{A.10}$$

El número de eventos es una cantidad adimensional. Las densidades ρ_A y ρ_B tienen unidades de partículas por unidad de volumen $[L^{-3}]$.Las longitud de los haces l_A y l_B tienen unidades de Longitud, y el área transversal total tiene unidades de $[L^2]$

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{1}{L^{-3} \cdot L \cdot L^{-3} \cdot L \cdot L^2}, \\ &= \frac{1}{L^{-6} \cdot L^4} = \frac{L^6}{L^4}, \\ &= L^2. \end{aligned} \tag{A.11}$$

La sección eficaz tiene unidades de área.

Apéndice B

Cálculos adicionales

B.1 Ancho Total de Desintegración

Para obtener la expresión reducida del ancho de desintegración para $H \to \gamma\gamma$, partimos del caso en el que N = 2 de la fórmula (2.48)

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \frac{1}{2M}|\overline{\mathcal{M}}|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)} (P - p_1 - p_2) \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \cdot \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \\ &= \frac{1}{8\pi^2 M}|\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta^{(4)} (P - p_1 - p_2) \frac{d^3p_1 d^3p_2}{4E_1E_2}. \end{aligned} \tag{B.1}$$

Aplicamos una integral sobre los momentos y descomponemos el delta de Dirac de 4-dim

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{8\pi^2 M} \int |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta^{(4)} (P - p_1 - p_2) \frac{d^3p_1 d^3p_2}{4E_1E_2} \\ &= \frac{1}{8\pi^2 M} \int |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta^{(4)} \left(P^0 - E_1 - E_2\right) \delta^{(3)} \left(\vec{P} - \vec{p_1} - \vec{p_2}\right) \frac{d^3p_1 d^3p_2}{4E_1E_2}. \end{aligned} \tag{B.2}$$

En el marco del centro de masa $P = \left(M, \vec{0}\right)$:

$$= \frac{1}{8\pi^2 M} \int |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta (M - E_1 - E_2) \delta^{(3)} (-\vec{p_1} - \vec{p_2}) \frac{d^3p_1 d^3p_2}{4E_1E_2}. \tag{B.3}$$

Haciendo uso de (A.5) y (A.6)

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{8\pi^2 M} \int |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta (M - E_1 - E_2) \delta^{(3)} (\vec{p_1} + \vec{p_2}) \frac{d^3p_1 d^3p_2}{4E_1E_2} \\ &= \frac{1}{8\pi^2 M} \int |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta (M - E_1 - E_2) \frac{(-d^3p_1)}{4E_1E_2}. \end{aligned} \tag{B.4}$$

Debido a la delta de Dirac impuesta $E_1 = \sqrt{m_1^2 + |\vec{p_1}|^2}$ y $E_2 = \sqrt{m_2^2 + |\vec{p_1}|^2}$

$$d\Gamma = \frac{1}{8\pi^2 M} \int |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta \left(M - \sqrt{m_1^2 + {p_1}^2} - \sqrt{m_2^2 + {p_1}^2} \right) \frac{(-d^3 p_1)}{4E_1 E_2}. \tag{B.5}$$

Haciendo un cambio de coordenadas $d^3 p_1 = p_1^2 dp_1 \sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1$

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \frac{1}{8\pi^2 M} \int |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta \left(M - \sqrt{m_1^2 + {p_1}^2} - \sqrt{m_2^2 + {p_1}^2} \right) \frac{(-p_1^2 dp_1 \sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1)}{4E_1 E_2} \\ &= \frac{1}{8\pi^2 M} \int |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta \left(M - \sqrt{m_1^2 + {p_1}^2} - \sqrt{m_2^2 + {p_1}^2} \right) \frac{(p_1^2 dp_1 d\cos\theta_1 d\phi_1)}{4E_1 E_2} \\ &= \frac{1}{8\pi^2 M} \int |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta \left(M - \sqrt{m_1^2 + {p_1}^2} - \sqrt{m_2^2 + {p_1}^2} \right) \frac{(p_1^2 dp_1 d\Omega)}{4E_1 E_2} \qquad \because d\cos\theta_1 d\phi_1 = d\Omega. \end{aligned} \tag{B.6}$$

En (B.6) tenemos una integral de la forma $\int g(p_1)\delta(f(p_1))dp_1$ donde $\delta(f(p_1)) = \delta\left(M - \sqrt{m_1^2 + {p_1}^2} - \sqrt{m_2^2 + {p_1}^2} \right)$ y $g(p_1) = \frac{p_1^2}{4E_1 E_2}$, por lo tanto, aplicamos (A.7) de la siguiente manera:

$$\int |\overline{\mathcal{M}}|^2 g(p_1)\delta(f(p_1))dp_1 = |\overline{\mathcal{M}}|^2 g(p_1) \left| \frac{df(x)}{dx} \right|^{-1}_{p_1 = |\vec{p_1}|}. \tag{B.7}$$

Calculamos la siguiente derivada

$$\begin{aligned} \left| \frac{df(p_1)}{dp_1} \right| &= \left| \frac{d\left(M - \sqrt{m_1^2 + {p_1}^2} - \sqrt{m_2^2 + {p_1}^2} \right)}{dp_1} \right| \\ &= \left| -\frac{1}{2} \frac{2p_1}{\sqrt{m_1^2 + {p_1}^2}} - \frac{1}{2} \frac{2p_1}{\sqrt{m_2^2 + {p_1}^2}} \right| \\ &= \frac{p_1}{\sqrt{m_1^2 + {p_1}^2}} + \frac{p_1}{\sqrt{m_2^2 + {p_1}^2}} = \frac{p_1}{E_1} + \frac{p_1}{E_2} \\ &= p_1 \left(\frac{E_1 + E_2}{E_1 E_2} \right). \end{aligned} \tag{B.8}$$

Evaluamos la siguiente expresión usando (B.8)

$$g(|\vec{p_1}|)\left|\frac{df(p_1)}{dp_1}\right|^{-1}_{p_1=|\vec{p_1}|} = \frac{|\vec{p_1}|^2}{4E_1E_2}\frac{E_1E_2}{|\vec{p_1}|\,(E_1+E_2)}$$
$$= \frac{|\vec{p_1}|}{4\,(E_1+E_2)}, \tag{B.9}$$

puesto que $\delta(M-E_1-E_2)$ impone la condición $M=E_1+E_2$,

$$g(|\vec{p_1}|)\left|\frac{df(p_1)}{dp_1}\right|^{-1}_{p_1=|\vec{p_1}|} = \frac{|\vec{p_1}|}{4M}. \tag{B.10}$$

Sustituyendo (B.10) en (B.7)

$$\int |\overline{\mathcal{M}}|^2 g(p_1)\delta(f(p_1))dp_1 = |\overline{\mathcal{M}}|^2\frac{|\vec{p_1}|}{4M}, \tag{B.11}$$

y reemplazando (B.11) en (B.6), obtenemos una nueva expresión para el ancho de decaimiento:

$$d\Gamma = \frac{1}{8\pi^2 M}\int |\overline{\mathcal{M}}|^2\delta\left(M-\sqrt{m_1^2+{p_1}^2}-\sqrt{m_2^2+{p_1}^2}\right)\frac{p_1^2 dp_1 d\Omega}{4E_1E_2}$$
$$= \frac{1}{8\pi^2}|\overline{\mathcal{M}}|^2\frac{|\vec{p_1}|}{4M^2}d\Omega = \frac{1}{32\pi^2}|\overline{\mathcal{M}}|^2\frac{|\vec{p_1}|}{M^2}d\Omega. \tag{B.12}$$

Ahora, debemos de obtener, $|\vec{p_1}|$ para ello escribimos:

$$f(|\vec{p_1}|) = 0$$
$$M-\sqrt{m_1^2+|\vec{p_1}|^2}-\sqrt{m_2^2+|\vec{p_1}|^2} = 0$$
$$M^2 = \left(\sqrt{m_1^2+|\vec{p_1}|^2}+\sqrt{m_2^2+|\vec{p_1}|^2}\right)^2$$
$$M^2-m_1^2-m_2^2-2\,|\vec{p_1}|^2 = 2\sqrt{\left(m_1^2+|\vec{p_1}|^2\right)\left(m_2^2+|\vec{p_1}|^2\right)}$$
$$\left(\frac{M^2-m_1^2-m_2^2}{2}-|\vec{p_1}|^2\right)^2 = \left(m_1^2+|\vec{p_1}|^2\right)\left(m_2^2+|\vec{p_1}|^2\right)$$
$$\left(\frac{M^2-m_1^2-m_2^2}{2}\right)^2-\left(M^2-m_1^2-m_2^2\right)|\vec{p_1}|^2 = m_1^2m_2^2+\left(m_1^2+m_2^2\right)|\vec{p_1}|^2$$
$$M^2\,|\vec{p_1}|^2 = \frac{\left(M^2-m_1^2-m_2^2\right)^2}{4}-m_1^2m_2^2. \tag{B.13}$$

Finalmente, podemos obtener una expresión para $|\vec{p_1}|$:

$$\begin{aligned}
|\vec{p_1}|^2 &= \frac{1}{4M^2}\left[\left(M^2-m_1^2-m_2^2\right)^2-4m_1^2m_2^2\right] \\
|\vec{p_1}|^2 &= \frac{1}{4M^2}\left[\left(M^2-m_1^2-m_2^2-2m_1^2m_2^2\right)\left(M^2-m_1^2-m_2^2+2m_1^2m_2^2\right)\right] \\
|\vec{p_1}| &= \frac{1}{2M}\sqrt{\left[M^2-(m_1+m_2)^2\right]\left[M^2-(m_1-m_2)^2\right]}. \qquad \text{(B.14)}
\end{aligned}$$

De este modo, obtenemos el ancho de desintegración para el proceso $H \to \gamma\gamma$ tenemos

$$\begin{aligned}
\Gamma\left(H\to\gamma\gamma\right) &= \frac{1}{32\pi^2}\frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{M_H^2}\,|\vec{p_1}|\,d\Omega \\
&= \frac{1}{32\pi^2}\frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{M_H^2}\cdot\frac{1}{2M_H}\sqrt{M_H^4}(4\pi) \\
&= \frac{1}{16\pi}\cdot\frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{M_H}. \qquad \text{(B.15)}
\end{aligned}$$

La amplitud de decaimiento puede descomponerse de la siguiente manera:

$$i\mathcal{M} = \varepsilon_\mu^{\lambda_2 *}(p_2)\varepsilon_\nu^{\lambda_3 *}(p_3)\left[F_0 g^{\mu\nu}+F_1 p_2^\mu p_3^\nu+F_2 p_2^\mu p_2^\nu+F_3 p_3^\mu p_3^\nu+F_4 p_3^\mu p_2^\nu\right], \qquad \text{(B.16)}$$

dado que los fotones son particulas sin masa y transversales, sus vectores de polarización cumplen la identidad de Ward-Takahashi $\varepsilon^*(p_i)p_i = 0$ para $i = 1, 2$ contribuyendo únicamente el factor de forma F_4,

$$i\mathcal{M} = \varepsilon_\mu^{\lambda_2 *}(p_2)\varepsilon_\nu^{\lambda_3 *}(p_3)F_4\left[-\left(p_2\cdot p_3\right)g^{\mu\nu}+p_3^\mu p_2^\nu\right]. \qquad \text{(B.17)}$$

Haciendo uso de la expresión anterior podemos calcular el módulo al cuadrado de la amplitud no polarizada:

$$\begin{aligned}
|\overline{\mathcal{M}}|^2 &= \sum_{\lambda_2,\lambda_3}|F_4|^2\left|\varepsilon_{\lambda_2}^{\mu *}(p_2)\varepsilon_{\lambda_3}^{\nu *}(p_3)\left(-\left(p_2\cdot p_3\right)g^{\mu\nu}+p_3^\mu p_2^\nu\right)\right|^2 \\
&= |F_4|^2\sum_{\lambda_2,\lambda_3}\left|-\left(p_2\cdot p_3\right)\varepsilon_{\lambda_2}^{\mu *}(p_2)\varepsilon_{\lambda_3}^{\nu *}(p_3)g^{\mu\nu}+p_3^\mu\varepsilon_{\lambda_2}^{\mu *}(p_2)p_2^\nu\varepsilon_{\lambda_3}^{\nu *}(p_3)\right|^2 \\
&= |F_4|^2\sum_{\lambda_2,\lambda_3}\left|-\left(p_2\cdot p_3\right)\left(\varepsilon_{\lambda_2}^*\cdot\varepsilon_{\lambda_3}^*\right)+\left(p_3\cdot\varepsilon_{\lambda_2}^*\right)\left(p_2\cdot\varepsilon_{\lambda_3}^*\right)\right|^2. \qquad \text{(B.18)}
\end{aligned}$$

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = |F_4|^2 \sum_{\lambda_2,\lambda_3} \Bigg[\underbrace{(p_2\cdot p_3)^2 \left(\varepsilon^*_{\lambda_2}\cdot\varepsilon^*_{\lambda_3}\right)(\varepsilon_{\lambda_2}\cdot\varepsilon_{\lambda_3})}_{1} - \underbrace{(p_2\cdot p_3)(p_3\cdot\varepsilon_{\lambda_2})(p_2\cdot\varepsilon_{\lambda_3})\left(\varepsilon^*_{\lambda_2}\cdot\varepsilon^*_{\lambda_3}\right)}_{2}$$
$$- \underbrace{(p_2\cdot p_3)\left(p_3\cdot\varepsilon^*_{\lambda_2}\right)\left(p_2\cdot\varepsilon^*_{\lambda_3}\right)(\varepsilon_{\lambda_2}\cdot\varepsilon_{\lambda_3})}_{3} + \underbrace{\left(p_3\cdot\varepsilon^*_{\lambda_2}\right)\left(p_2\cdot\varepsilon^*_{\lambda_3}\right)(p_3\cdot\varepsilon_{\lambda_2})(p_2\cdot\varepsilon_{\lambda_3})}_{4} \Bigg]. \tag{B.19}$$

Calcularemos cada uno de los cuatro términos de la expresión anterior, utilizando la relación de completitud para los vectores de polarización de los dos fotones:

$$\begin{aligned}
(p_2\cdot p_3)^2 \sum_{\lambda_2,\lambda_3} \left(\varepsilon^*_{\lambda_2}\cdot\varepsilon^*_{\lambda_3}\right)(\varepsilon_{\lambda_2}\cdot\varepsilon_{\lambda_3}) &= (p_2\cdot p_3)^2 \sum_{\lambda_2,\lambda_3} g_{\mu\nu}g_{\alpha\beta}\varepsilon^{\mu*}_{\lambda_2}\varepsilon^{\nu*}_{\lambda_3}\varepsilon^{\alpha}_{\lambda_2}\varepsilon^{\beta}_{\lambda_3} \\
&= (p_2\cdot p_3)^2 \sum_{\lambda_2,\lambda_3} \left(\varepsilon^{\mu*}_{\lambda_2}\varepsilon^{\alpha}_{\lambda_2}\right)\left(\varepsilon^{\nu*}_{\lambda_3}\varepsilon^{\beta}_{\lambda_3}\right) g_{\mu\nu}g_{\alpha\beta} \\
&= (p_2\cdot p_3)^2 g^{\mu\alpha}g^{\nu\beta}g_{\mu\nu}g_{\alpha\beta} \\
&= (p_2\cdot p_3)^2\cdot 4 \\
&= M_H^4.
\end{aligned} \tag{B.20}$$

$$\begin{aligned}
(p_2\cdot p_3)\sum_{\lambda_2,\lambda_3} (p_3\cdot\varepsilon_{\lambda_2})(p_2\cdot\varepsilon_{\lambda_3})\left(\varepsilon^*_{\lambda_2}\cdot\varepsilon^*_{\lambda_3}\right) &= (p_2\cdot p_3)\sum_{\lambda_2,\lambda_3} (\varepsilon^{\alpha}_{\lambda 2}\cdot p_{3\alpha})\left(\varepsilon^{\beta}_{\lambda 3}\cdot p_{2\beta}\right)\left(\varepsilon^{*\mu}_{\lambda_2}\cdot\varepsilon^{*\nu}_{\lambda_3}\right) g_{\mu\nu} \\
&= (p_2\cdot p_3)\left(-g^{\alpha\mu}\right)\left(-g^{\beta\nu}\right) p_{3\alpha}\cdot p_{2\beta} g_{\mu\nu} \\
&= (p_2\cdot p_3) g^{\alpha\mu}g^{\beta\nu}g_{\mu\nu}p_{3\alpha}\cdot p_{2\beta} \\
&= (p_2\cdot p_3) g^{\alpha\mu}\delta^{\beta}_{\mu}p_{3\alpha}\cdot p_{2\beta} \\
&= (p_2\cdot p_3)^2 \\
&= \frac{M_H^4}{4}.
\end{aligned} \tag{B.21}$$

El tercer término de la ecuación (B.19) se reproduce de forma análoga a (B.21)

$$\begin{aligned}(p_2\cdot p_3)\sum_{\lambda_2,\lambda_3}\left(p_3\cdot\varepsilon^*_{\lambda_2}\right)\left(p_2\cdot\varepsilon^*_{\lambda_3}\right)\left(\varepsilon_{\lambda_2}\cdot\varepsilon_{\lambda_3}\right) &= (p_2\cdot p_3)\sum_{\lambda_2,\lambda_3}\left(\varepsilon^{*\alpha}_{\lambda_2}\cdot p_{3\alpha}\right)\left(\varepsilon^{*\beta}_{\lambda_3}\cdot p_{2\beta}\right)\left(\varepsilon^{\mu}_{\lambda_2}\cdot\varepsilon^{\nu}_{\lambda_3}\right)g_{\mu\nu}\\ &= (p_2\cdot p_3)\left(-g^{\alpha\mu}\right)\left(-g^{\beta\nu}\right)p_{3\alpha}\cdot p_{2\beta}g_{\mu\nu}\\ &= (p_2\cdot p_3)g^{\alpha\mu}g^{\beta\nu}g_{\mu\nu}p_{3\alpha}\cdot p_{2\beta}\\ &= (p_2\cdot p_3)g^{\alpha\mu}\delta^{\beta}_{\mu}p_{3\alpha}\cdot p_{2\beta}\\ &= (p_2\cdot p_3)^2\\ &= \frac{M_H^4}{4}. \end{aligned}\tag{B.22}$$

$$\begin{aligned}\sum_{\lambda_2,\lambda_3}\left(p_3\cdot\varepsilon^*_{\lambda_2}\right)\left(p_2\cdot\varepsilon^*_{\lambda_3}\right)\left(p_3\cdot\varepsilon_{\lambda_2}\right)\left(p_2\cdot\varepsilon_{\lambda_3}\right) &= \sum_{\lambda_2,\lambda_3}\left(\varepsilon^{*\mu}_{\lambda_3}\cdot p_{2\mu}\right)\left(\varepsilon^{\nu}_{\lambda_3}\cdot p_{2\nu}\right)\times\left(\varepsilon^{*\alpha}_{\lambda_2}p_{3\alpha}\right)\left(\varepsilon^{\beta}_{\lambda_2}\cdot p_{3\beta}\right)\\ &= \left(-g^{\mu\nu}\right)\left(-g^{\alpha\beta}\right)p_{2\mu}p_{2\nu}p_{3\alpha}p_{3\beta}\\ &= (p_2\cdot p_2)\left(p_3\cdot p_3\right)=0. \end{aligned}\tag{B.23}$$

De este modo, la ecuación (B.19) se convierte en:

$$\begin{aligned}|\overline{\mathcal{M}}|^2 &= |F_4|^2\left[4\left(p_2\cdot p_3\right)^2-\left(p_2\cdot p_3\right)^2-\left(p_2\cdot p_3\right)^2\right]\\ &= |F_4|^2\,\frac{M_H^4}{2}. \end{aligned}\tag{B.24}$$

En consecuencia de (B.24) tenemos una expresión general del ancho de decaimiento en términos del factor de forma F_4:

$$\begin{aligned}\Gamma\left(H\to\gamma\gamma\right) &= \frac{1}{16\pi}\frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{M_H}\\ &= \frac{1}{16\pi}\frac{M_H^4}{2M_H}\left|F_4\right|^2\\ &= \frac{M_H^3}{32\pi}\left|F_4\right|^2. \end{aligned}\tag{B.25}$$

En el Capítulo 2 se muestra una rutina escrita en Mathematica que permite calcular las distintas contribuciones a este factor de forma F_4.