Biblioteca Digital
F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR
BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis Doctoral

Efectos de interferencia en la producción del bosón de Higgs en el LHC

Fidanza Romani, Nerina Andrea

2017-03-22

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:
Fidanza Romani, Nerina Andrea. (2017-03-22). Efectos de interferencia en la producción del bosón de Higgs en el LHC. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:
Fidanza Romani, Nerina Andrea. "Efectos de interferencia en la producción del bosón de Higgs en el LHC". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2017-03-22.

EXACTAS UBA
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

UBA
Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

Universidad de Buenos Aires

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

Efectos de interferencia en la producción del bosón de Higgs en el LHC

Tesis presentada para optar al título de Doctor de la
Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas por
Nerina Andrea Fidanza Romani

Director de Tesis: Daniel de Florian

Consejero de Estudios: Rodolfo Sassot

Lugar de Trabajo: Departamento de Física, FCEyN, UBA

Resumen

En esta Tesis se estudiaron los efectos de la interferencia entre la señal correspondiente a un bosón de Higgs decayendo a dos fotones en el LHC, y su respectivo background continuo de QCD.

En primer lugar, se completó el cálculo de esta interferencia a orden $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ para la producción inclusiva de un bosón de Higgs, incluyendo los canales de producción qg y $q\bar{q}$ que representan hasta un 35 % de la contribución dominante del subproceso partónico gg. En particular, se estudió el efecto que tiene dicha interferencia en la posición aparente de la resonancia del bosón de Higgs en el espectro de masa invariante de los dos fotones.

Luego, se analizó el caso correspondiente a la producción de un bosón de Higgs en asociación con dos jets, un proceso que recibe contribuciones importantes tanto del mecanismo de fusión de gluones, como de la fusión de bosones vectoriales. Nuevamente se estudió el corrimiento del pico de la distribución en masa invariante del par de fotones, encontrando que este es más pequeño que el de la muestra inclusiva. Debido a esto, y teniendo en cuenta que este corrimiento puede ser utilizado para restringir el ancho total de decaimiento del bosón de Higgs, se propuso utilizar el canal de $H(\to \gamma\gamma) + 2$ jets como referencia para medir el corrimiento en la masa invariante inclusiva.

Finalmente se estudió el efecto de la interferencia en el espectro de impulso transverso q_T del bosón de Higgs. Para poder proveer predicciones confiables para este observable, y en particular en la región de impulso transverso pequeño, se realizó la denominada resumación de q_T, que consiste en la suma a todo orden en teoría de perturbaciones de las contribuciones dominantes en el límite $q_T \to 0$. Dicha resumación permite la cancelación de divergencias que de otro modo arruinan la convergencia de las predicciones perturbativas para el observable mencionado.

Palabras clave: Cromodinámica Cuántica, Cálculos Perturbativos, Interferencia señal-background, Bosón de Higgs, LHC

Interference effects in Higgs production at the LHC

Abstract

In this Thesis we studied the effects of the signal-background interference for the Higgs diphoton decay channel at the LHC.

In the first place, we present a complete $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ computation of the interference in the inclusive Higgs production, including the qg and $q\bar{q}$ production channels, which amount up to 35 % of the dominant gg partonic subprocess. In particular, the effects of the interference on the position of the resonance peak of the Higgs boson in the diphoton invariant mass spectrum was studied.

Later, we analized the production of a Higgs boson plus two jets channel, a process which receives important contributions, both from the gluon fusion mechanism, as well as from the vector boson fusion mechanism. Once again, we studied the apparent shift in the position of the diphoton invariant mass peak generated by the interference contributions, finding it to be much smaller than the shift in the inclusive sample. For this reason, and considering that this shift may be used to measure, or bound, the Higgs decay width, we proposed using this channel as a reference mass for measuring the inclusive mass shift.

Finally, we studied the interference effects on the transverse momentum q_T spectrum of the Higgs boson. In order to provide reliable predictions of this observable, and in particular in the low transverse momentum region, we carried out the so-called q_T resummation, which consists on summing to all orders in perturbation theory the dominant contributions in the $q_T \to 0$ limit. This resummation allows the cancellation of divergences which would otherwise ruin the convergence of the perturbative predictions for the said observable.

Keywords: Quantum Chromodynamics, Perturbative Calculations, Signal-Background Interference, Higgs Boson, LHC

Índice general

1. Introducción **1**

1.1. Modelo Estándar 1

1.2. Bosón de Higgs 4

1.2.1. Resultados en el LHC 7

2. QCD perturbativa **17**

2.1. Cromodinámica cuántica 17

2.2. Teoría de perturbaciones 20

2.2.1. Libertad asintótica 20

2.2.2. Modelo de partones 22

3. Interferencia entre señal y background en el canal de Higgs decayendo a dos fotones **27**

3.1. Descripción teórica 27

3.1.1. Canal $gg \to \gamma\gamma$ 30

3.1.2. Canales qg y $q\bar{q}$ 32

3.2. Análisis fenomenológico 33

3.3. Contribución de la interferencia a NLO 39

4. Delimitando el ancho de decaimiento del bosón de Higgs **43**

4.1. Dependencia del desplazamiento en masa invariante con Γ_H 43

4.2. Canal $gg \to H \to \gamma\gamma + 2$ jets 48

5. Resumación en momento transverso **59**

5.1. Introducción al formalismo 59

5.2. Componente resumada 63

5.3. Factor de Sudakov y coeficientes universales 70

5.4. Componente finita 75

6. Cálculo de la interferencia entre señal y background de $H \to \gamma\gamma$ a NLL+NLO **79**

6.1. Cálculo de $H_{int}^{(1)}$ 80

6.1.1. Correcciones virtuales del background y la señal 85

6.2. Amplitudes reales 90

6.3. Resultados fenomenológicos para el LHC 94

Conclusiones **101**

Referencias **102**

Capítulo 1

Introducción

1.1. Modelo Estándar

Nuestra descripción actual del universo se basa en cuatro fuerzas fundamentales: la fuerza fuerte, la electromagnética, la débil y la gravitacional. La fuerza fuerte mantiene unidos a los quarks para formar protones y neutrones, y, a su vez, une estos últimos para formar núcleos. La fuerza electromagnética por otro lado, tiene alcance infinito, y es la responsable de la atracción entre los electrones y los núcleos, que permite la formación de átomos y moléculas. La fuerza débil, de muy corto alcance, se encuentra detrás de procesos como el decaimiento beta, que permite la transformación de neutrones a protones. La fuerza gravitacional es la más débil de las cuatro, siendo importante para cuerpos de gran tamaño, pero despreciable a nivel atómico y subatómico.

En 1927, Dirac combinó la mecánica cuántica con el campo electromagnético de Maxwell, llevando al desarrollo de la Teoría Electrodinámica Cuántica (*Quantum Electro Dynamics*, o QED), donde las interacciones entre las partículas cargadas son mediadas por el fotón, una partícula no masiva de espín 1 [1].

A principios de 1954, Yang y Mills [2] extendieron la teoría de gauge de grupos abelianos (QED) a grupos no abelianos, con el objetivo de explicar la interacción débil. Sin embargo, los cuantos del campo de Yang-Mills debían ser no masivos para mantener la invariancia de gauge, y por lo tanto debían tener efectos de largo alcance, algo que no se veía en los experimentos. Fue recién a fines de los años '60 que Glashow, Weinberg y Salam utilizaron un

desarrollo teórico en el que los bosones de las teorías de Yang-Mills podían adquirir masa sin que dichos términos aparezcan explícitamente en el Lagrangiano, mediante el mecanismo de ruptura de simetría (mecanismo de Higgs) [3–7]. Mediante este mecanismo, los bosones de gauge W y Z adquieren masa al interactuar con un campo que se denominó *campo de Higgs*, como se detallará en la sección 1.2. Finalmente, en 1971 Gerard 't Hooft probó que dicha teoría era renormalizable [8, 9]. De este modo se logró la unificación entre el electromagnetismo y la interacción débil, basado en los grupos de simetría $\mathrm{SU(2)_L}\otimes\mathrm{U(1)_Y}$. Las partículas mediadoras de estas teorías de gauge son, como ya dijimos, el fotón para QED, y los bosones electrodébiles masivos $W^{\pm}$ y Z, conocidos también como bosones de gauge.

La fuerza fuerte se describe mediante la cromodinámica cuántica (*Quantum Chromo Dynamics*, o QCD), una teoría de gauge no abeliana basada en la simetría local $\mathrm{SU(3)_C}$, donde la C se refiere a color, un tipo de carga análoga a la carga electromagnética, pero que puede tomar tres valores distintos. Los quarks y los gluones son las únicas partículas elementales con carga de color, y por lo tanto los únicos sobre los que actúa la fuerza fuerte. Los mediadores de esta teoría son los gluones, partículas no masivas de espín 1. La cromodinámica cuántica junto con el modelo de interacciones débiles y electromagnéticas de Glashow-Weinberg-Salam, constituyen el Modelo Estándar (SM, por sus siglas en inglés), descripto por el grupo de simetría $\mathrm{SU(2)_L}\otimes\mathrm{U(1)_Y}\otimes\mathrm{SU(3)_C}$.

Desde la década de los '60 hasta el presente, la teoría del Modelo Estándar ha descripto con alta precisión numerosos experimentos, definiendo de manera unívoca las interacciones entre las partículas elementales que constituyen la materia en términos de ciertas constantes de acoplamiento, basándose en las simetrías de gauge. Desde ese entonces, el SM ha sido estudiado y verificado en prácticamente todas sus predicciones de secciones eficaces y acoplamientos en el rango de energías alcanzables, siendo el sector de Higgs el último en ser explorado experimentalmente. Recordamos que una de las consecuencias del mecanismo de Higgs introducido para mantener la invariancia de gauge electrodebil requiere la existencia de al menos una partícula escalar de espín 0, que denominamos bosón de Higgs, y fue descubierta recién en julio de 2012, culminando décadas de trabajo y especulación teórica. La búsqueda de dicha partícula fue una de las motivaciones principales de la construcción del

colisionador hadrónico LHC (*Large Hadron Collider*) en el CERN, la organización europea para investigación nuclear, ubicado en la frontera franco-suiza cerca de Ginebra.

Sin embargo, a pesar del éxito de las predicciones del SM, hay motivos teóricos y observacionales para creer que debe haber nueva física más allá del Modelo Estándar (física BSM, por sus siglas en inglés), comenzando por el hecho de que éste no incluye la interacción gravitacional. Además, el modelo no explica la jerarquía de las masas de los fermiones, ni da razones para que existan únicamente tres generaciones de quarks y leptones. Tampoco explica la asimetría materia-antimateria del Universo, ni justifica la evidencia de materia oscura, ni las masas de los neutrinos. Para poder responder estas preguntas, entre otras, y entender el mecanismo de ruptura espontánea de simetría, es necesario alcanzar muy altas energías. Por esta razón, es imprescindible la utilización de colisionadores hadrónicos, como el reciente LHC. De esta manera, en un futuro cercano se anticipa que podría haber evidencia de física más allá del Modelo Estándar (BSM).

Actualmente, hay numerosas extensiones teóricas al SM. Las teorías supersimétricas, por ejemplo, resultan atractivas pues intentan resolver los problemas de jerarquía y materia oscura, entre otros, permitiendo la unificación de las interacciones débil y fuerte. El Modelo Mínimo Supersimétrico del Modelo Estándar (MSSM) es uno de los candidatos más estudiados de la física BSM, donde se considera el número mínimo de partículas e interacciones nuevas. La supersimetría (SUSY) relaciona las propiedades de los bosones y fermiones, de manera que a cada partícula le corresponde una compañera supersimétrica denominada spartícula. De este modo, cada bosón tiene una spartícula fermión, y viceversa. Su fenomenología se caracteriza por la producción de spartículas y decaimientos tipo cascada, que llevan a estados finales de muchas partículas. Otros ejemplos son las teorías de extra-dimensiones y tecnicolor.

Para el estudio de estos modelos, sin embargo, es necesario tener un conocimiento preciso de las predicciones del SM, y así poder distinguir señales de nueva física.

1.2. Bosón de Higgs

Como mencionamos anteriormente, con el objetivo de describir las masas de las partículas del SM manteniendo la invariancia de gauge, se recurre al denominado mecanismo de Higgs. En su versión mínima, que es la utilizada en el SM, se agrega un doblete de $\mathrm{SU(2)_L}$ que, luego de la ruptura espontánea de simetría, da lugar a los términos de masa en el Lagrangiano, y también a una nueva partícula de espín 0: el bosón de Higgs.

Supongamos, a modo de ejemplo, que en nuestra teoría existe un bosón escalar complejo ϕ, y un bosón de gauge no masivo A^μ. Podemos escribir el siguiente Lagrangiano:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) + \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}, \tag{1.1}$$

donde $\lambda > 0$ y $\mu^2 > 0$ para que el potencial se encuentre acotado inferiormente. $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ es el tensor antisimétrico del campo de gauge, y el uso de la derivada covariante $D^\mu = \partial^\mu + i\, g A^\mu$ garantiza la invariancia local de gauge bajo las siguientes transformaciones

$$\begin{aligned} \phi &\rightarrow \phi' = e^{ig\chi(x)}\phi, \\ A^\mu &\rightarrow A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu \chi(x). \end{aligned} \tag{1.2}$$

El potencial del campo escalar tiene un mínimo en $\phi = v/\sqrt{2} = \sqrt{\mu^2/2\lambda}$. Resulta apropiado, entonces, desarrollar el campo ϕ alrededor de este mínimo para encontrar el espectro de la teoría, escribiendo

$$\phi = \frac{[v + h(x)]}{\sqrt{2}}, \tag{1.3}$$

donde $h(x)$ es un campo real. Reemplazando esta expresión en el Lagrangiano de la ecuación 1.1, tenemos:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[(\partial_\mu - igA_\mu)(v+h)(\partial^\mu + igA^\mu)(v+h) + \frac{1}{2}\mu^2(v+h)^2 - \frac{1}{4}\lambda(v+h)^4 - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}. \tag{1.4}$$

Este Lagrangiano presenta varios términos que resultan de interés. El término $(g^2v^2/2)A_\mu A^\mu$ puede interpretarse como un término de masa para el bosón de gauge y el término $-\lambda v^2 h^2$ como el término de masa para el bosón escalar. Tenemos también términos de interacción h^3, h^4, hAA y h^2AA. De este modo, se reinterpreta la teoría como la de un bosón escalar

real, y un bosón de gauge masivo. Este mecanismo es el conocido como mecanismo de Higgs.

Para el caso del SM, el campo que se agrega es un doblete de escalares complejos de SU(2) $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$, con 4 campos reales, y son 3 los bosones de gauge que adquieren masa: $W^\pm$ y Z. En un comienzo, los 3 bosones no masivos tienen 2 polarizaciones cada uno, es decir que el sistema tiene 10 grados de libertad. Tras la ruptura de simetría, cuando el campo de Higgs neutro adquiere un valor de expectación en el vacío no nulo $< \phi^0 >= v/\sqrt{2}$, y los bosones de gauge adquieren masa, representan 9 grados de libertad, dando lugar a un bosón físico que se manifiesta como una partícula real: el bosón de Higgs.

Además de otorgarle masas a los bosones $W^\pm$ y Z, el mecanismo de Higgs puede utilizarse también para darle masas a los fermiones quirales de la teoría. Como bien sabemos, los fermiones de quiralidad *left* del SM se encuentran en dobletes de SU(2), mientras que los *right* en singletes de SU(2). Por lo tanto, términos de la forma

$$m(\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L), \tag{1.5}$$

no son invariantes en SU(2) (el producto de un doblete y un singlete no es invariante ante rotaciones de SU(2)). Sin embargo, la introducción de un doblete de Higgs permite escribir términos de Yukawa como el siguiente:

$$y_f[(\bar{f}_L \phi) f_R + h.c.]. \tag{1.6}$$

Como f_L y ϕ son dobletes, el producto es un singlete de SU(2). Cuando el campo de Higgs adquiere un valor de expectación en el vacío como en la ecuación 1.3, este término se transforma en

$$\frac{y_f v}{\sqrt{2}}(\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L), \tag{1.7}$$

un término de masa para el fermión, donde $m_f = y_f v/\sqrt{2}$. De este modo puede agregarse un término para cada fermión por separado.

En la figura 1.1 podemos ver todos los vértices de interacción del bosón de Higgs del SM, junto con las reglas de Feynman correspondientes. Para algunos vértices se utilizó que $M_W = g\,v/2$, $m_f = y_f v/\sqrt{2}$, y $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2}$.

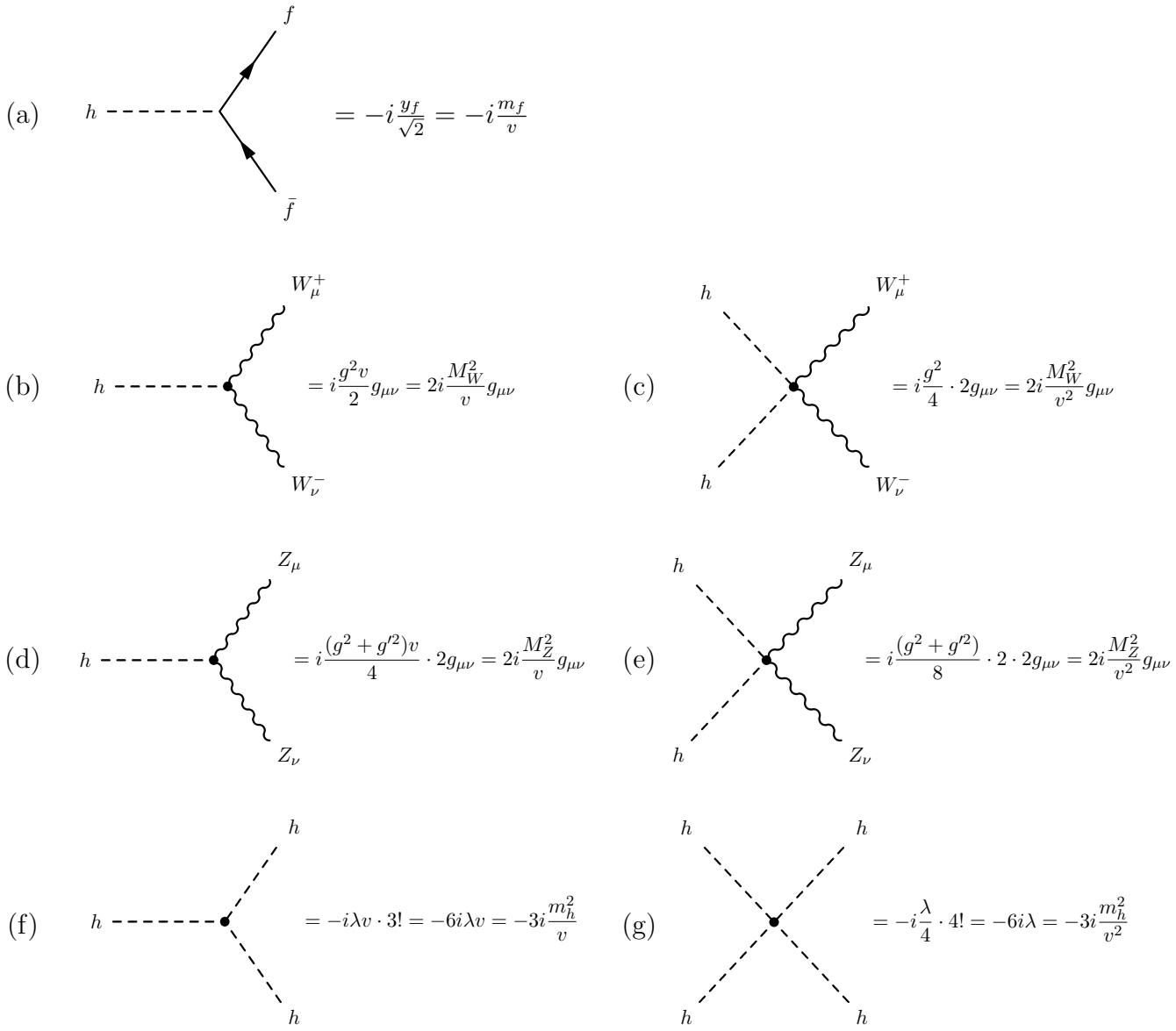


Figura 1.1: Diagramas de los vértices de interacción del bosón de Higgs: (a) hff, (b) hWW, (c) $hhWW$, (d) hZZ, (e) $hhZZ$, (f) h^3 y (g) h^4, junto con las reglas de Feynman correspondientes.

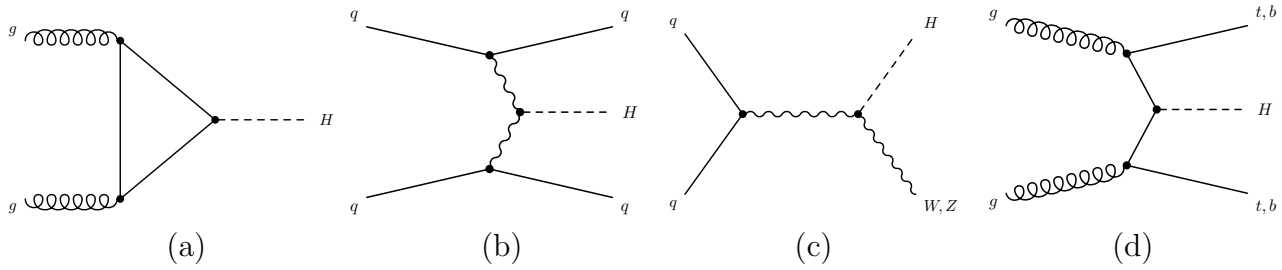


Figura 1.2: Ejemplos de diagramas de Feynman al orden más bajo de los canales principales de producción de un bosón de Higgs en el LHC: (a) fusión de gluones, (b) fusión de bosones vectoriales, (c) producción asociada a un bosón vectorial y (d) producción asociada a un par tt o bb.

1.2.1. Resultados en el LHC

En 2012 las colaboraciones ATLAS y CMS del LHC observaron una nueva resonancia de masa invariante cercana a los 125 GeV [10, 11], cuyas propiedades, hasta el momento, son compatibles con el Higgs del SM.

El LHC es un colisionador de hadrones, los cuales se encuentran principalmente formados por quarks livianos, y gluones no masivos (ver sección 2.1). Sin embargo, debido a su función dentro del SM, el bosón de Higgs se acopla únicamente a partículas masivas, siendo su acoplamiento a fermiones proporcional a la masa de éstos. Por lo tanto, en el LHC, el bosón de Higgs no puede crearse en cantidades sustanciales mediante una interacción directa con los constituyentes de los protones.

En la figura 1.2 se muestran los diagramas de Feynman correspondientes a los principales canales de producción. Luego en la figura 1.3 podemos ver los valores de la sección eficaz total de producción en el LHC en cada canal, para distintas energías de colisión. Se puede ver claramente que el mecanismo de producción principal es la curva azul de la figura 1.3, correspondiente a la fusión de gluones (*Gluon Fusion*, o GF)(figura 1.2(a)). Este es un proceso inducido por un loop de quarks pesados, cuya contribución dominante en el SM proviene del quark top. Luego, un orden de magnitud por debajo, se encuentra la curva roja de fusión de bosones vectoriales (*Vector Boson Fusion*, o VBF)(figura 1.2(b)), que entre sus características distintivas posee la presencia de dos *jets* en el estado final. Estos dos canales serán estudiados en profundidad en la sección 4.2. Los siguientes en relevancia son la producción asociada a un bosón W (verde claro) y Z (verde oscuro) (figura 1.2(c)).

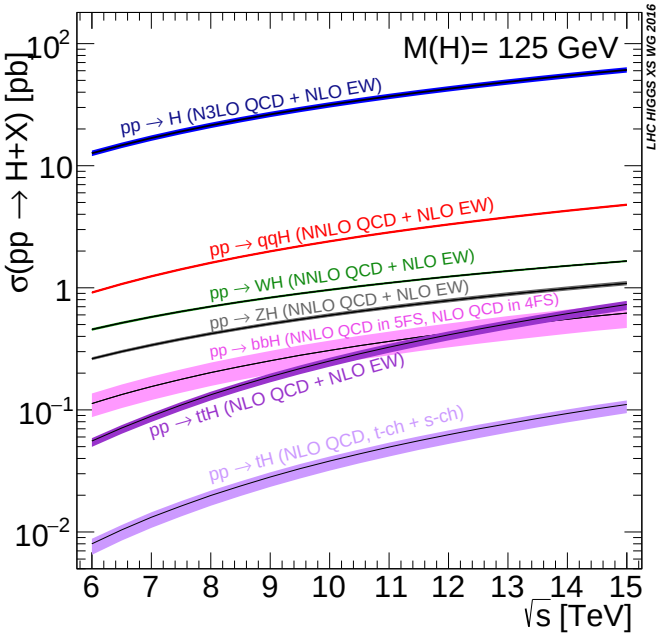


Figura 1.3: Sección eficaz total de producción de un bosón de Higgs para los principales mecanismos en el LHC, en función de la energía del centro de masa del colisionador.

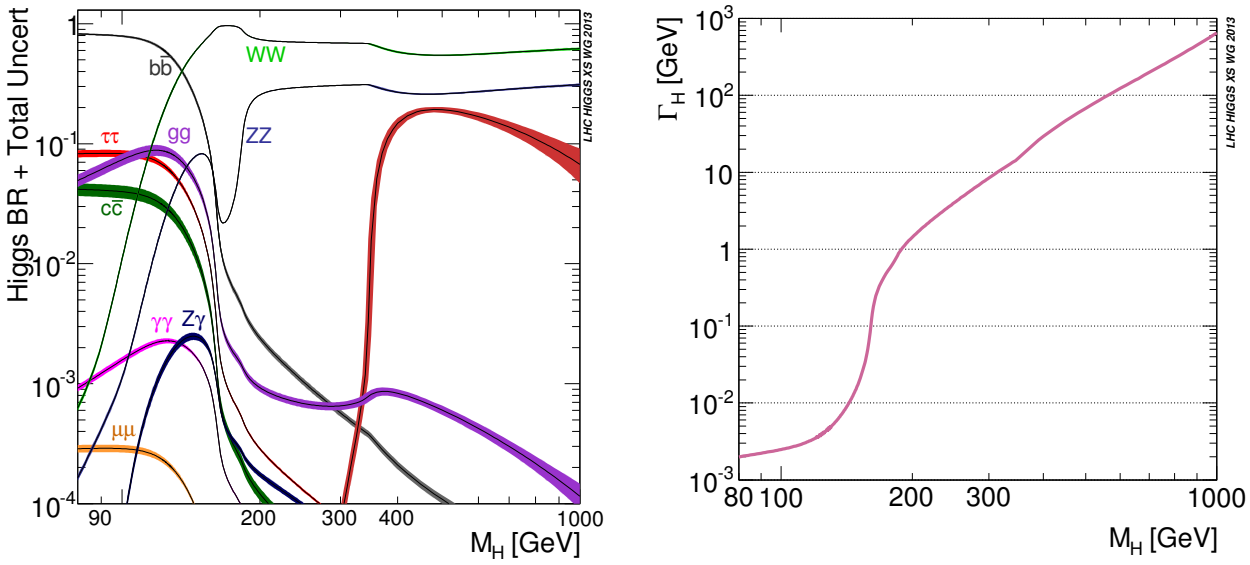
Por último, mencionamos la producción asociada a un par de quarks top (figura 1.2(d)).

En el SM, una vez que fijamos la masa del Higgs, su perfil se encuentra determinado. Los acoplamientos del Higgs a fermiones y bosones de gauge, como se muestra en la figura 1.1, son directamente proporcionales a las masas de las partículas y a su cuadrado, respectivamente. Por lo tanto, el bosón de Higgs tenderá a decaer en las partículas más pesadas permitidas en el espacio de fases correspondiente. Las masas de los bosones de gauge y los fermiones son conocidas (el electrón y los quarks livianos poseen una masa demasiado pequeña para ser relevantes):

$$M_Z = 91{,}187 \text{ GeV}, \quad M_W = 80{,}425 \text{ GeV}, \quad m_\tau = 1{,}777 \text{ GeV}, \quad m_\mu = 0{,}106 \text{ GeV}, \quad (1.8)$$
$$m_t = 178 \pm 4{,}3 \text{ GeV}, \quad m_b = 4{,}88 \pm 0{,}07 \text{ GeV}, \quad m_c = 1{,}64 \pm 0{,}07 \text{ GeV},$$

y por lo tanto todas las fracciones de decaimiento del Higgs a estas partículas puede ser predichas.

Para los bosones de gauge W y Z, la fracción de decaimiento resulta directamente proporcional al acoplamiento hVV (figura 1.1 (b) y (d)) y el decaimiento a fermiones es proporcional al acoplamiento del Higgs a fermiones $h\bar{f}f$ que es del tipo escalar (figura 1.1



(a) (b)

Figura 1.4: Fracciones de decaimiento del bosón de Higgs para los principales canales (a) y ancho total de decaimiento Γ_H (b) en función de un rango amplio de masas del bosón de Higgs.

(a)). Además de estos decaimientos que se encuentran mediados, principalmente, por un acoplamiento directo entre el bosón de Higgs y el resto de las partículas del SM, al igual que como ocurre para los procesos de producción, existen canales de decaimiento mediados por un loop. Entre los más importantes, podemos mencionar el decaimiento a dos gluones, dos fotones y un fotón y un bosón Z.

En la figura 1.4 (a) se muestran las fracciones de decaimiento del bosón de Higgs para los principales canales, en función de la masa del Higgs. Se puede ver que para distintos valores de M_H, varían los canales de decaimiento más probables. La figura 1.4 (b) muestra la dependencia del ancho de decaimiento del SM con la masa del bosón de Higgs. Como en esta tesis nos concentramos en el estudio del bosón de Higgs del SM, mostramos en la figura 1.5 nuevamente las fracciones de decaimiento del bosón de Higgs pero para un rango de masas entre 120 y 130 GeV. En esta región, el decaimiento en un par $b\bar{b}$ es el más probable, seguido por el par de bosones WW, decaimiento a gluones y $\tau\tau$. Ya órdenes de magnitud por debajo, tenemos el decaimiento a $c\bar{c}$, bosones Z, dos fotones, $Z\gamma$ y $\mu\mu$.

Sin embargo, la tasa de decaimiento no es lo único a considerar para seleccionar los canales más adecuados para estudiar el comportamiento del bosón de Higgs. Por ejemplo, en

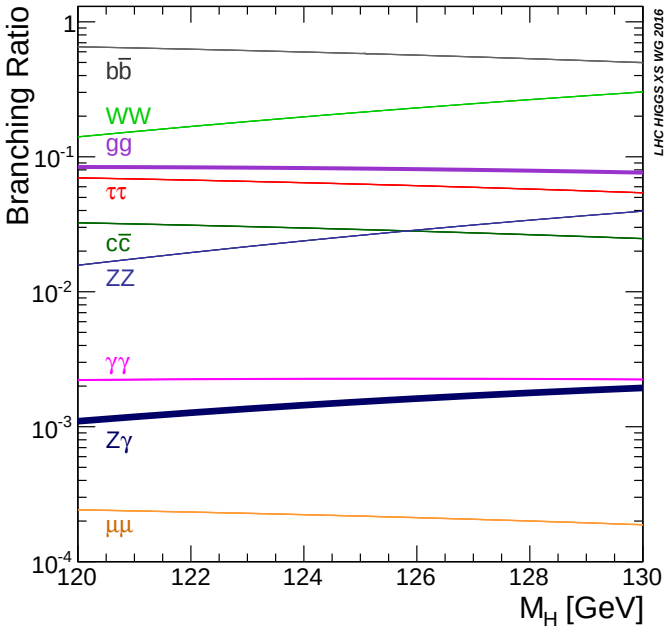


Figura 1.5: Fracción de decaimiento del bosón de Higgs para los principales canales, en función de su masa para una ventana entre 120 y 130 GeV.

la figura 1.6 se muestran las mediciones experimentales junto con la predicción teórica de los cuatro canales principales de producción mencionados en la figura 1.2, y para los principales canales de decaimiento, donde podemos ver que los más relevantes fenomenológicamente son el decaimiento a $\gamma\gamma$, W^+W^-, ZZ, $\tau\bar{\tau}$ y $b\bar{b}$.

En esta tesis nos vamos a centrar en el decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones. Si bien este canal no posee una fracción de decaimiento considerable, es fenomenológicamente muy relevante, ya que presenta una señal muy limpia, y su señal de fondo (*background*) es relativamente pequeña. Además, junto con el canal ZZ, permite una muy buena reconstrucción de la masa invariante del bosón de Higgs.

Procedemos ahora a describir brevemente el estado de las mediciones experimentales relacionadas con el bosón de Higgs obtenidas por las colaboraciones ATLAS y CMS en el LHC.

En la figura 1.6 se muestran los ajustes obtenidos al combinar las mediciones de las colaboraciones ATLAS y CMS para el producto de la sección eficaz de producción σ y la fracción de decaimiento B. Se detallan los resultados para los cinco mecanismos de produc-

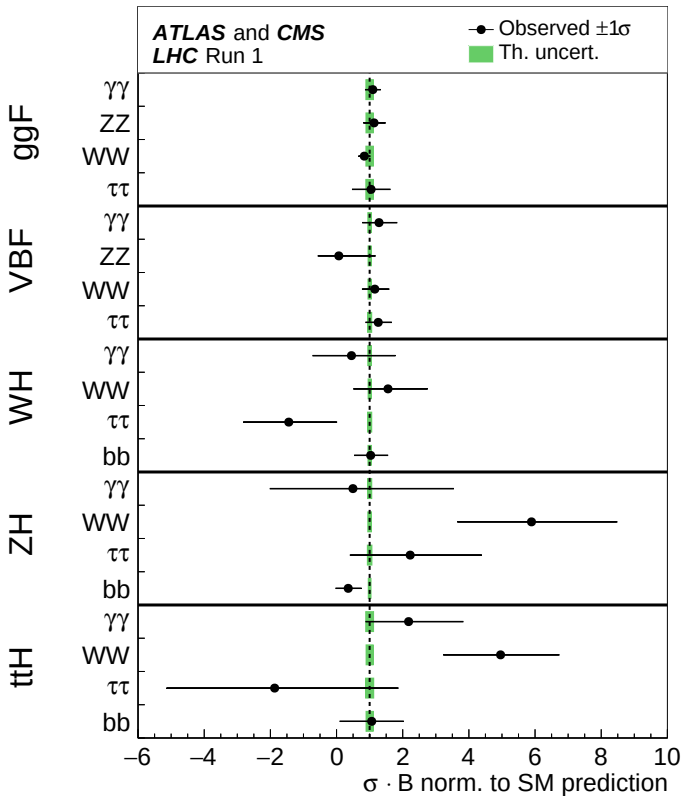


Figura 1.6: Ajuste obtenido de la combinación de las mediciones de las colaboraciones ATLAS y CMS para cada canal específico de producción y decaimiento del bosón de Higgs. Las barras de error indican el intervalo de confianza de 1σ. Los resultados se encuentran normalizados a las predicciones del SM correspondientes a cada canal, y las bandas verdes indican la incerteza teórica en estas predicciones.

ción del Higgs más relevantes: GF, VBF, producción en asociación con un bosón W o Z, o con un par de quarks top. En cada caso, se detallan también los decaimientos principales. En todos los casos, los resultados presentados se encuentran normalizados a las predicciones del SM. Adicionalmente, se muestran las incertezas teóricas de dichas predicciones. Estos resultados muestran claramente cuáles son los canales de decaimiento mejor explorados para cada mecanismo de producción, y por otro lado, cuáles de los procesos de producción se encuentran mejor estudiados para cada modo de decaimiento.

Una variable muy utilizada para caracterizar al bosón de Higgs es la denominada magnitud de la señal μ (*signal strength*). Se define como el cociente entre el número de eventos medidos experimentalmente, y la predicción correspondiente en el SM. Para un canal de producción y decaimiento específico del bosón de Higgs $i \to H \to f$, la magnitud de la

producción μ_i, y la del decaimiento μ^f se definen como

$$\mu_i = \frac{\sigma_i}{(\sigma_i)_{\text{SM}}} \quad \text{y} \quad \mu^f = \frac{B^f}{(B^f)_{\text{SM}}}. \tag{1.9}$$

En este caso, σ_i (i = GF, VBF, WH, ZH, ttH), y B^f ($f = ZZ, WW, \gamma\gamma, \tau\tau, bb, \mu\mu$) son la sección eficaz de producción $i \to H$, y la fracción de decaimiento para $H \to f$ respectivamente. Por definición, en el SM $\mu_i = \mu^f = 1$. Como σ_i y B^f no pueden separarse sin suposiciones adicionales, experimentalmente se puede medir únicamente el producto entre μ_i y μ^f, dando lugar a la *signal strength* combinada de la producción y decaimiento μ_i^f:

$$\mu_i^f = \frac{\sigma_i \cdot B^f}{(\sigma_i)_{\text{SM}} \cdot (B^f)_{\text{SM}}} = \mu_i \cdot \mu^f. \tag{1.10}$$

Asumiendo que para todos los canales de decaimiento $\mu^f = 1$, se puede realizar un ajuste experimental para las distintas μ_i de los canales de producción. Esto se muestra en la figura 1.7. Se puede ver que no se observan desviaciones significativas respecto de las predicciones del SM. Por otra parte, suponiendo que todos los μ_i son iguales, se puede realizar lo que se denomina un ajuste global de la magnitud de la señal μ, que se muestra en la parte inferior de la figura 1.7, cuyo valor para los datos combinados es $\mu = 1{,}09^{+0{,}11}_{-0{,}10}$, en perfecto acuerdo con el valor esperado para el SM.

En forma completamente análoga, se puede suponer que $\mu_i = 1$ para los canales de producción, y realizar un ajuste sobre las magnitudes de la señal de los distintos decaimientos. Los resultados correspondientes se muestran en la figura 1.8, donde nuevamente no se observan diferencias significativas con los valores esperados para el SM.

Por último, cabe mencionar que las colaboraciones del LHC también han presentado un resultado conjunto para el valor experimental de la masa del bosón de Higgs [12]. Esta combinación se realizó a partir de los canales de decaimiento $H \to \gamma\gamma$ y $H \to ZZ \to 4l$, ya que estos dos canales ofrecen la mejor resolución de masas. El resultado obtenido en este análisis es de:

$$m_H = 125{,}09 \pm 0{,}21(\text{stat.}) \pm 0{,}11(\text{sist.})\text{GeV}, \tag{1.11}$$

donde la incerteza total se encuentra dominada por la componente estadística. La figura 1.9 incluye los distintos resultados que se tuvieron en cuenta en este análisis, mostrando

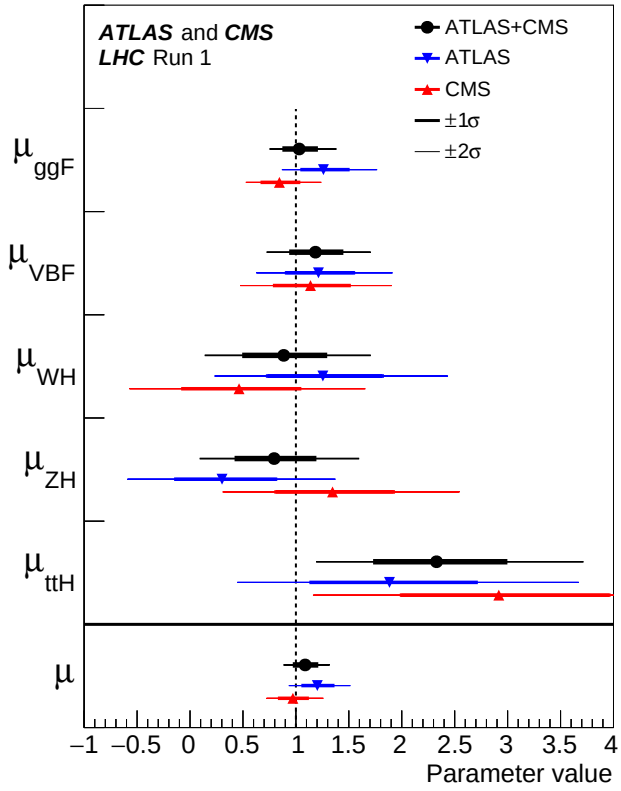


Figura 1.7: Ajuste obtenido de la combinación de las mediciones de las colaboraciones ATLAS y CMS para las magnitudes de las señales de producción (negro). En rojo se muestran los valores correspondientes únicamente a datos de CMS, y en azul los de ATLAS. Las barras de error gruesas indican el intervalo de confianza de 1σ, y las barras finas el de 2σ. Se muestran también los valores correspondientes a la magnitud de la señal global μ.

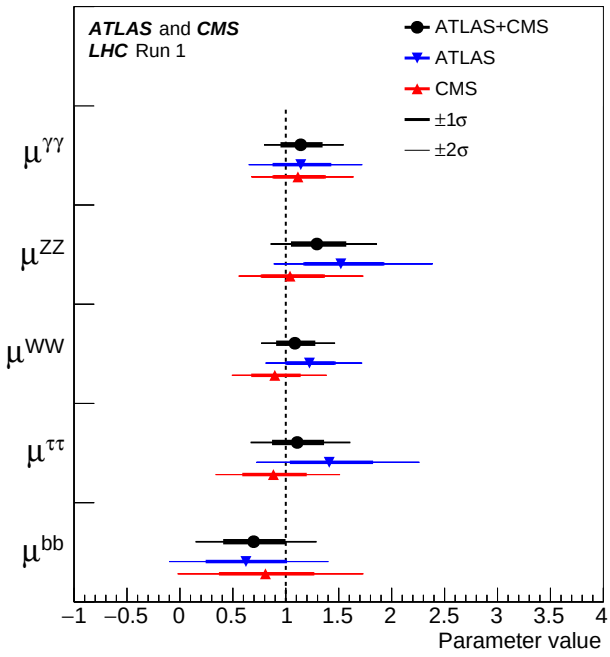


Figura 1.8: Ajuste obtenido de la combinación de las mediciones de las colaboraciones ATLAS y CMS para las magnitudes de las señales de decaimiento (negro). En rojo se muestran los valores correspondientes únicamente a datos de CMS, y en azul los de ATLAS. Las barras de error gruesas indican el intervalo de confianza de 1σ, y las barras finas el de 2σ.

las mediciones de cada colaboración por separado, y de ambos canales de decaimiento considerados.

Además de estudiar la masa del bosón de Higgs, se ha estudiado también la sección eficaz diferencial en distintos observables. En la referencia [13] se pueden encontrar los análisis de ATLAS a partir de los canales del bosón de Higgs decayendo a dos fotones y a dos bosones Z. Allí se presentan resultados diferenciales en impulso transverso p_T y rapidez, entre otros. La figura 1.10 muestra la distribución en p_T, un observable que será de gran interés a lo largo de esta tesis, incluyendo tanto los datos experimentales como el cálculo teórico correspondiente más preciso hasta el momento. Como dijimos anteriormente, sabemos que el SM no es una teoría completa. Si bien por el momento las mediciones experimentales del LHC no presentan desviaciones significativas respecto de los valores esperados en el SM, sería posible que el efecto de la nueva física sea muy pequeño como para ser observado con las incertezas actuales. Por lo tanto, para poder descartar o descubrir dichas señales, es necesario contar con mediciones experimentales muy precisas. A su vez, es necesario

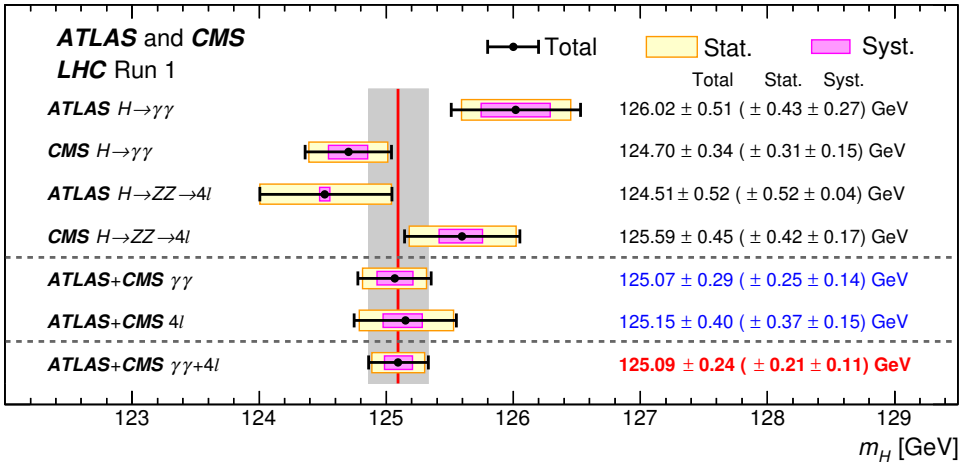


Figura 1.9: Resumen de las mediciones de la masa del bosón de Higgs a partir de los análisis individuales de las colaboraciones ATLAS y CMS, y del análisis combinado presentado en la referencia [12]. Las barras color magenta indican las incertezas sistemáticas, las barras amarillas las estadísticas, y las barras negras las incertezas totales. La línea roja vertical y la columna gris indican el valor central y la incerteza total de la medición combinada, respectivamente.

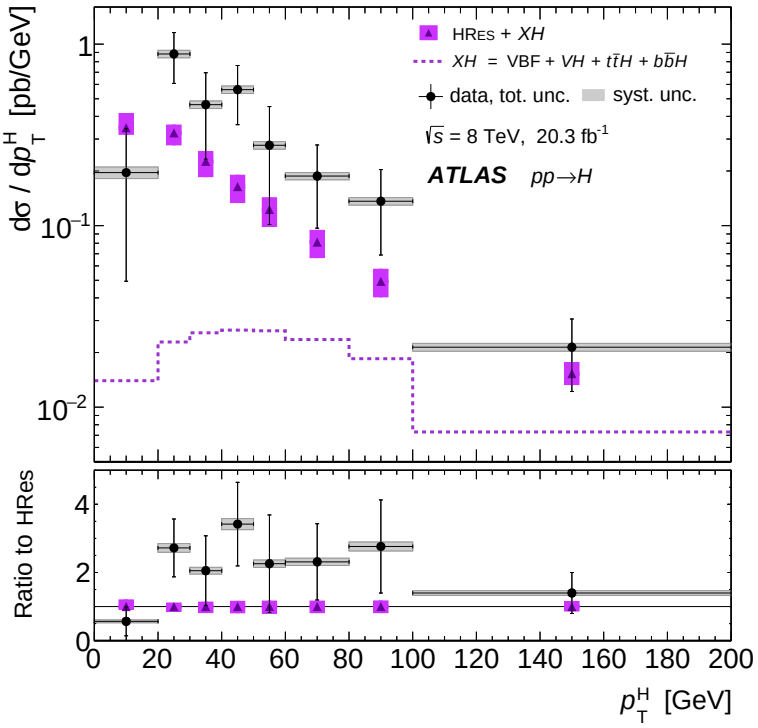


Figura 1.10: Sección eficaz diferencial en impulso transverso p_T para la producción inclusiva de un bosón de Higgs con mediciones combinadas de los canales $H \to \gamma\gamma$ y $H \to ZZ^* \to 4l$.

que las predicciones teóricas alcancen un nivel de precisión similar. Dado que el LHC es un colisionador de hadrones, para esto es fundamental el estudio detallado de la cromodinámica cuántica.

Capítulo 2

QCD perturbativa

Entender la estructura del protón a escalas de distancias muy pequeñas es uno de los pasos fundamentales que se deben dar para poder predecir secciones eficaces de procesos iniciados por hadrones, como lo son los que se llevan a cabo en el LHC. En colisionadores hadrónicos, los eventos registrados son inducidos por los quarks y los gluones que forman los hadrones. En el presente capítulo presentaremos la teoría de los quarks y gluones: la Cromodinámica Cuántica, o QCD (*Quantum Chromo Dynamics*). Veremos cómo, haciendo uso del modelo de partones y los teoremas de factorización, podemos utilizar teoría de perturbaciones para llevar adelante los cálculos de interés.

2.1. Cromodinámica cuántica

La Cromodinámica Cuántica es la teoría de gauge que describe las interacciones fuertes de los quarks y gluones, partículas con color. Es la parte de SU(3) de $\mathrm{SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes SU(3)_C}$ del SM de las partículas visto en el capítulo anterior. Esta teoría es relativamente similar a la Electrodinámica Cuántica (QED); del mismo modo en el que los electrones poseen carga eléctrica, los quarks poseen carga de QCD, conocida como carga de color. A diferencia de la carga eléctrica que es única, la carga de color viene en tres variedades: roja (R), verde (G) y azul (B), y los antiquarks llevan anticolor. En QED, el fotón es eléctricamente neutro, pero en QCD el mediador de la fuerza no lo es. Existen ocho combinaciones distintas de color y anticolor para los gluones.

El lagrangiano de QCD está dado por:

$$\mathcal{L} = \sum_q \bar{\psi}_{q,a}(i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu t^C_{ab} \mathcal{A}^C_\mu - m_q \delta_{ab})\psi_{q,b} - \frac{1}{4} F^A_{\mu\nu} F^{A\mu\nu}, \tag{2.1}$$

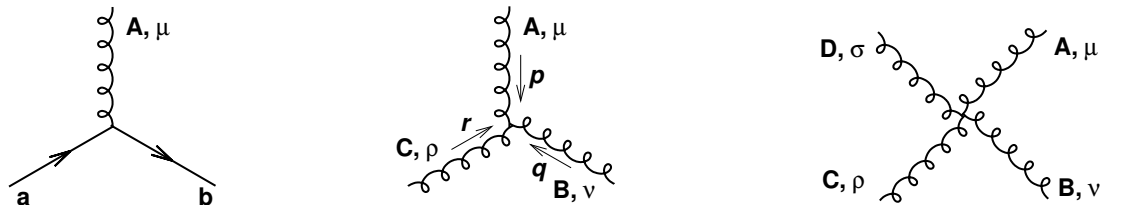
donde se encuentra implícita la suma sobre índices repetidos. Las γ^μ son las matrices γ de Dirac que expresan la naturaleza vectorial de la interacción fuerte, con μ índice vectorial de Lorentz, los $\psi_{q,a}$ son los espinores de los quarks de sabor q, masa m_q y con un índice de color a que corre entre $a = 1$ y $N_C = 3$, es decir, los 3 colores de los quarks. En general, para los procesos que analizaremos en esta tesis, vamos a considerar 5 sabores de quarks no masivos. Decimos que los quarks se encuentran en la representación fundamental del grupo de color SU(3). $\mathcal{A}^C_\mu$ corresponde a los campos de los gluones, donde ahora el índice de color C toma valores entre 1 y $N_C^2 - 1 = 8$, los 8 tipos de gluones, que transforman según la representación adjunta del grupo SU(3). Las matrices de 3×3 que generan el grupo SU(3) son t^C_{ab}, y g_s es la constante de acoplamiento de QCD, que se relaciona con α_{S} de manera tal de que $g_s^2 = 4\pi\alpha_{\mathrm{S}}$. Finalmente, el tensor $F^A_{\mu\nu}$ está dado por

$$F^A_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathcal{A}^A_\nu - \partial_\nu \mathcal{A}^A_\mu - g_s f_{ABC} \mathcal{A}^B_\mu \mathcal{A}^C_\nu \qquad [t^A, t^B] = i f_{ABC}\, t^C \ , \tag{2.2}$$

donde f_{ABC} son las constantes de estructura del grupo SU(3).

Al igual que ocurre en QED, las reglas de Feynman de QCD contienen un vértice entre dos quarks y un gluón, análogo al vértice de dos quarks con un fotón. Sin embargo, por ser una teoría con un grupo no abeliano, el conjunto de vértices incluye también auto-acoplamientos entre los gluones: un vértice triple, proporcional a g_s, y un vértice cuártico, proporcional a g_s^2. En la figura 2.1 podemos ver los vértices de las reglas de Feynman correspondientes a las interacciones de QCD. Además, se puede encontrar el conjunto completo de las reglas de Feynman de QCD en la referencia [14].

Como sabemos, ni los gluones ni los quarks se observan como partículas libres, sino que se combinan para dar lugar a hadrones, que son singletes de color. Por lo tanto, al considerar un proceso partónico específico, se realiza un promedio sobre todas las posibles combinaciones de colores iniciales, y se suma sobre todos los posibles colores finales. De este modo, al calcular las amplitudes de *scattering* de QCD nos encontramos con sumas sobre campos de quarks contraídos con matrices de Gell-Mann. Estas contracciones, a su vez, dan lugar



$-ig_s t^A_{ba}\gamma^\mu$ | $-g_s f^{ABC}[(p-q)^\rho g^{\mu\nu}$ $+(q-r)^\mu g^{\nu\rho}$ $+(r-p)^\nu g^{\rho\mu}]$ | $-ig_s^2 f^{XAC} f^{XBD}[g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma} -$ $g^{\mu\sigma}g^{\nu\gamma}] + (C,\gamma) \leftrightarrow$ $(D,\rho) + (B,\nu) \leftrightarrow (C,\gamma)$

Figura 2.1: Vértices de interacción de las reglas de Feynman de QCD.

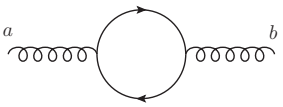
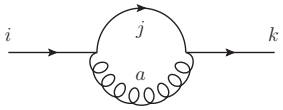
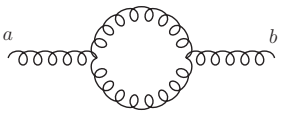
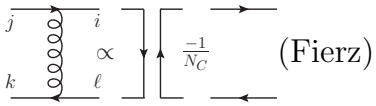
Relaciones de trazas	Índices	Ejemplos
$\mathrm{Tr}\{t^A t^B\} = T_R\,\delta^{AB}$	$A, B \in [1,\ldots,8]$	
$\sum_A t^A_{ab} t^A_{bc} = C_F\,\delta_{ac}$	$A \in [1,\ldots,8]$ $a,b,c \in$ $[1,\ldots,3]$	
$\sum_{C,D} f^{ACD} f^{BCD} = C_A\,\delta^{AB}$	$A, B, C, D \in [1,\ldots,8]$	
$t^A_{ab} t^A_{cd} = T_R\left(\delta_{bc}\delta_{ad} - \frac{1}{N_C}\delta_{ab}\delta_{cd}\right)$	$a, b, c, d \in [1,\ldots,3]$	 (Fierz)

Tabla 2.1: Algunas relaciones de trazas para las matrices t. Otras relaciones pueden encontrarse en la referencia [14].

a distintas trazas, de donde se obtiene finalmente el factor de color característico de cada proceso de QCD. Algunas relaciones útiles para llevar adelante cálculos con estas trazas se muestran en la tabla 2.1, donde se utilizó la normalización estándar para los generadores de SU(3), es decir $T_R = 1/2$, $C_F = 4/3$ y $C_A = N_C = 3$. Junto a las expresiones se muestran interpretaciones de los factores de color en forma de diagramas. La primer relación, por ejemplo, corresponde a un gluón que se divide en un par $q\bar{q}$, para luego unirse en un gluón nuevamente, o a la suma sobre los posibles colores en la amplitud al cuadrado del proceso $g \to q\bar{q}$. Análogamente se presentan las otras relaciones. La última, difiere un poco al ser la identidad de Fierz, que se utiliza para la representación del flujo de color en el vértice quark–quark–gluón (figura 2.2 izquierda). En la figura 2.2, podemos ver a la derecha el

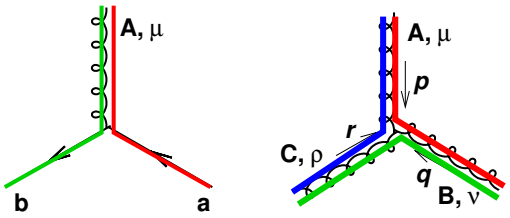


Figura 2.2: Esquema de intercambio de color para un vértice de interacción de QCD quark–quark–gluón (t^A_{ab}, izquierda) y el vértice triple de gluones (f_{ABC}, derecha).

vértice característico de la naturaleza no abeliana de QCD, la auto interacción del gluón. A este vértice le corresponde un factor de color C_A, que es prácticamente el doble del factor correspondiente a la interacción con quarks C_F, ya que a los gluones se le asocia un color y un anticolor, mientras que los quarks sólo tienen un color.

2.2. Teoría de perturbaciones

Estudiamos anteriormente las partículas elementales del Modelo Estándar, y las interacciones que hay entre ellas. La teoría de perturbaciones permite calcular las secciones eficaces de los procesos de *scattering* entre dichas partículas de manera muy precisa. Para representar estas relaciones, los diagramas de Feynman que mencionamos en las secciones anteriores resultan de gran utilidad, y las reglas de Feynman que presentamos en la sección 2.1 pueden ser utilizadas para calcular la amplitud, o elemento de matriz $\mathcal{M}$ de cualquier diagrama, de donde se deriva luego la sección eficaz correspondiente, como veremos más adelante.

2.2.1. Libertad asintótica

En el caso de QED, cada vértice de interacción entre un fotón y una partícula cargada introduce un factor $\sqrt{\alpha}$, siendo α la constante de acoplamiento electromagnético, conocida también como constante de estructura fina. Para calcular la amplitud total de una interacción, debemos sumar todos los diagramas de Feynman posibles. Se observa de este modo, que la suma se puede reordenar en una serie de potencias en α. Si $\alpha < 1$, como es el caso de QED, cada potencia de la constante electromagnética es menor que la ante-

rior, y por lo tanto dicho término se puede considerar como una corrección de la serie, es decir, se trata de una teoría perturbativa. Sin embargo, las contribuciones de algunos de los diagramas de órdenes mayores son infinitas. A fines de los años '40 Tomonaga [15, 16], Schwinger [17, 18], Feynman [19] y Dyson desarrollaron la teoría de renormalización perturbativa, absorbiendo los infinitos de los diagramas en redefiniciones de las constantes de acoplamiento y las masas. De este modo, QED, una teoría de campos cuántica relativista basada en la simetría de gauge abeliana, se transformó en una teoría altamente exitosa, obteniendo predicciones sumamente precisas que fueron confirmadas repetidamente por los experimentos, convirtiéndose así en la teoría de campos prototipo para otras interacciones.

En la Cromodinámica Cuántica, la mayoría de los cálculos de órdenes más altos deben llevarse a cabo bajo la regularización dimensional, es decir, fijando el número de dimensiones a 4 - ϵ, para lograr manejar las divergencias ultravioletas introducidas por los procesos con loops. Al ir de 4 dimensiones a 4 - ϵ dimensiones, es necesario introducir una escala arbitraria de renormalización μ, para conservar la consistencia de las unidades de todas las magnitudes presentes [1]. El valor de la constante de acoplamiento de QCD α_S dependerá de la escala μ que se utilice. Esta dependencia se puede expresar en términos de la función beta:

$$\frac{d\alpha_S(\mu^2)}{d\ln\mu^2} = \beta(\alpha_S(\mu^2)), \qquad \beta(\alpha_S) = -\alpha_S^2(b_0 + b_1\alpha_S + b_2\alpha_S^2 + ...), \tag{2.3}$$

con

$$b_0 = \frac{11C_A - 2n_f}{12\pi}, \qquad b_1 = \frac{17C_A^2 - 5C_An_f - 3C_Fn_f}{24\pi^2} = \frac{153 - 19n_f}{24\pi^2}, \tag{2.4}$$

donde n_f es el número de sabores de quarks livianos, cuya masa es menor que la escala μ. A diferencia de lo que ocurre en QED, donde la función beta es positiva, en QCD ésta tiene un signo negativo [21]. Esto significa que la constante de acoplamiento de la fuerza fuerte α_s disminuye al aumentar la energía, lo que se conoce como libertad asintótica. A bajas energías el valor de la constante de acoplamiento aumenta, dando lugar al fenómeno de confinamiento de quarks y gluones en combinaciones incoloras (hadrones). Para escalas de momento altas, en cambio, la teoría se comporta como una teoría libre, donde los quarks

[1] Existen distintos métodos de renormalización para remover los polos de $1/\epsilon$. Uno de los más utilizados, por ejemplo, es el esquema de sustracción mínima modificado ($\overline{\text{MS}}$) (ver, por ejemplo la sección 11.4 de la referencia [20])

y gluones prácticamente no interactúan entre sí.

Si aproximamos la ecuación 2.3 descartando los términos superiores, es decir considerando únicamente b_0, podemos obtener una solución sencilla para $\alpha_S(\mu^2)$:

$$\alpha_S(\mu^2) = \frac{\alpha_S(\mu_0^2)}{1 + b_0\alpha_S(\mu_0^2)\ln\frac{\mu^2}{\mu_0^2}} = \frac{1}{b_0 \ln\frac{\mu^2}{\Lambda^2}}, \tag{2.5}$$

donde podemos expresar el resultado en términos de la constante de acoplamiento en una escala de referencia μ_0, o en términos de una constante no perturbativa Λ, conocida también como Λ_{QCD}, la escala a la cual α_S diverge. Como bien dijimos, para que la teoría de perturbaciones sea válida, es necesario que $\alpha_S(\mu^2) \ll 1$, lo que ocurre para escalas $\mu \gg \Lambda$.

La escala de renormalización μ no es física, por lo que, en principio, podría tomar un valor cualquiera arbitrario. En un cálculo perturbativo, sin embargo, aparecen típicamente logaritmos del cociente entre la escala de renormalizacion y una escala típica del proceso. Para evitar que los logaritmos sean grandes y arruinen la convergencia del cálculo perturbativo, se utilizan escalas cercanas a la energía característica del proceso.

Por otro lado, ya que μ no es una escala física, la sección eficaz total de un proceso, calculada a todo orden en teoría de perturbaciones, no depende de esta escala. Sin embargo, cada orden fijo sí lo hace. Esta dependencia que aparece cuando se realiza un cálculo a orden fijo puede dar una idea de cuan grande son los términos aun no calculados de la serie perturbativa. Podemos utilizar entonces la dependencia con la escala de renormalización para estimar una incerteza teórica asociada a la ausencia de los órdenes superiores en un cálculo perturbativo. En forma completamente convencional, se suele variar en un factor 2 alrededor de la escala central elegida.

2.2.2. Modelo de partones

Como vimos en la sección anterior, a bajas energías el valor de la constante de acoplamiento de QCD aumenta, lo que conlleva al confinamiento de quarks y gluones en combinaciones incoloras. Además, al tener $\alpha_S > 1$, no podemos describir este comportamiento en términos de cálculos perturbativos. Por lo tanto, al no poder describir la física de los hadrones, no seríamos capaces de analizar los resultados de experimentos como el LHC,

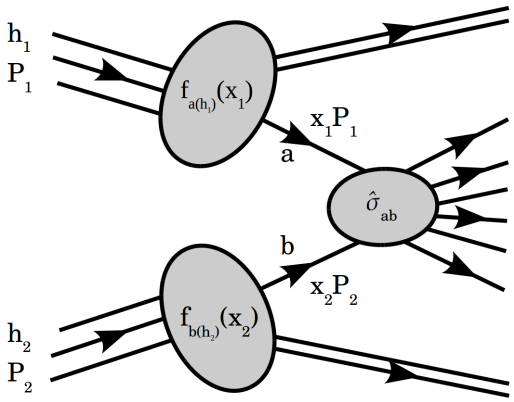


Figura 2.3: Esquema ilustrativo de los teoremas de factorización. De los hadrones incidentes h_1 y h_2 con momentos P_1 y P_2, únicamente los partones a y b participan del proceso de *scattering* duro $\hat{\sigma}_{ab}$ con fracciones de momento x_1 y x_2 respectivamente.

donde los procesos son iniciados por protones.

En el modelo de partones, se considera que los hadrones están compuestos por partículas puntuales, llamadas partones, y el momento de los hadrones se encuentra distribuido entre dichos partones, considerando que los momentos de los partones son colineales al del hadrón. Las partículas de valencia que para el protón, por ejemplo, son los quarks *uud*, determinan los números cuánticos del hadrón, y existe además un mar de partículas virtuales formado por gluones y pares quark-antiquark livianos.

Afortunadamente, es posible realizar predicciones gracias a los denominados teoremas de factorización [22]. En forma simplificada, estos teoremas afirman que sólo un partón de cada hadrón participa del proceso de *scattering hard*, y se los trata como partículas libres. Esto se justifica por el hecho de que la escala de energía de las transferencias de momento de dichos procesos es mucho mayor que la escala de las energías de confinamiento hadrónico. Dicho de otro modo, esto significa que la escala de tiempo característica de una interacción *hard* es mucho menor que aquella correspondiente a la interacción entre los constituyentes del hadrón. De esta forma, para el partón proveniente de uno de los hadrones que participa del *scattering hard*, la distribución partónica del otro hadrón es estática.

La estructura hadrónica se puede describir entonces en términos de las denominadas funciones de distribución de partones (PDFs, por sus siglas en inglés). Luego, las secciones eficaces hadrónicas se calculan mediante la convolución de la sección eficaz partónica $\hat{\sigma}$

calculable perturbativamente, con las PDFs de los partones correspondientes, sumando sobre todos los posibles estados iniciales partónicos:

$$\sigma_{h_1,h_2}(P_1,P_2) = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \, f_{a(h_1)}(x_1) \, f_{b(h_2)}(x_2) \times \hat{\sigma}_{ab}(x_1 P_1, x_2 P_2), \tag{2.6}$$

donde las funciones de distribución partónicas $f_{a(h_1)}(x_1)$ y $f_{b(h_2)}(x_2)$ representan la densidad de probabilidad de que los partones a y b lleven una fracción de momento x_1 y x_2 de los momentos totales de los hadrones h_1 y h_2 respectivamente. Esto se encuentra ilustrado en la figura 2.3. Vemos entonces que para obtener secciones eficaces de procesos de colisiones hadrónicas necesitamos contar con las distribuciones partónicas, y calcular las secciones eficaces elementales correspondientes.

Las PDFs son universales, es decir no dependen del proceso en consideración, sino dependen únicamente del partón y del hadrón correspondiente. Sin embargo, las distribuciones no se pueden calcular perturbativamente en QCD, y por lo tanto deben ser determinadas experimentalmente. Para obtener la sección eficaz partónica, en cambio, sí podemos utilizar teoría de perturbaciones. A partir de esta separación surge una nueva escala arbitraria, denominada escala de factorización μ_F. En general, esta escala suele fijarse a un valor similar al de la escala de renormalización μ_R y, al igual que para esta última, las variaciones alrededor del valor central elegido son utilizadas para cuantificar la incerteza teórica de la predicción perturbativa.

La distribución partónica que se observará en un *scattering hard* depende de la escala de energía de este último. Para energías bajas, la distribución se encontrará dominada por los quarks de valencia. Para energías altas, en cambio, la partícula que participa del *scattering* podrá resolver con mayor precisión la estructura interna del hadrón, aumentando la probabilidad de interactuar con gluones de menor energía u otros quarks del mar. En la figura 2.4 se muestran las distrubuciones de partones MMHT2014 NNLO [23] para dos energías distintas. Se puede ver que para energías más altas (figura 2.4 (b)), la probabilidad de observar gluones poco energéticos y quarks del mar aumenta considerablemente. Esto significa que para procesos cuya escala de energía característica es grande, es muy probable que los partones responsables del *scattering hard* posean una fracción muy pequeña del

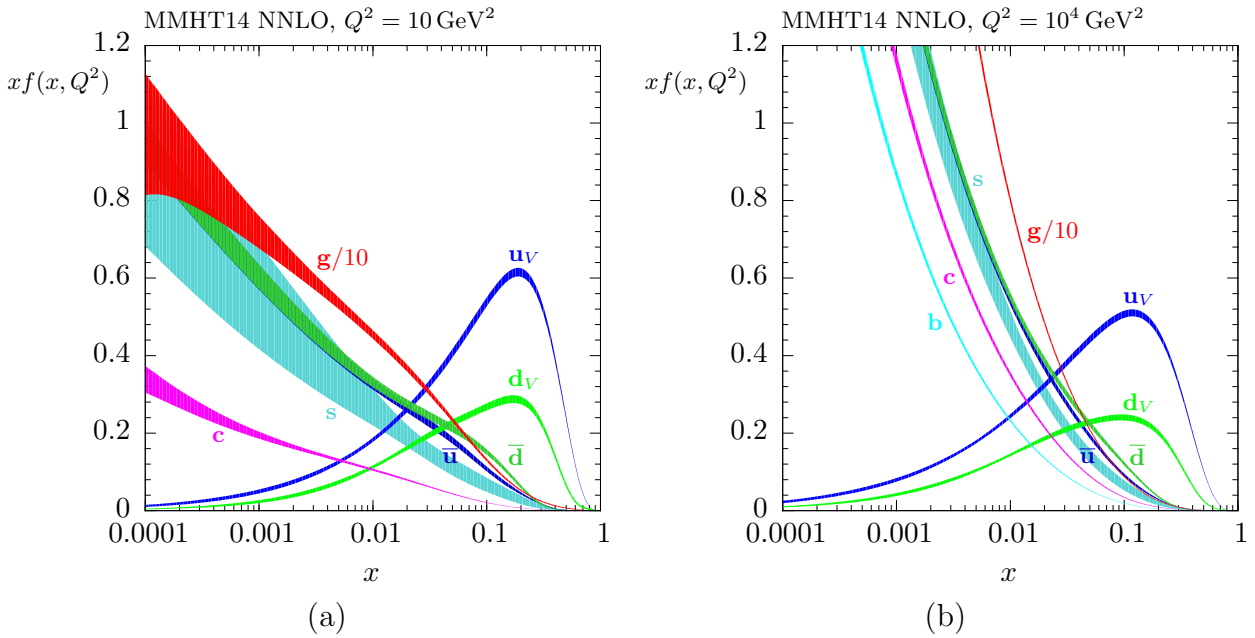


Figura 2.4: Distribuciones de las PDFs MMHT2014 a NNLO [23] para dos energías distintas: (a) $Q^2 = 10\,\mathrm{GeV}^2$ y (b) $Q^2 = 10^4\,\mathrm{GeV}^2$, ambas con las bandas de incerteza correspondientes a un 68 % de confianza. Cabe aclarar que las distribuciones de gluones en ambos casos se grafican divididas por un factor 10.

momento del hadrón (es decir, $x_1, x_2 \ll 1$). Dicho de otro modo, la energía de centro de masa correspondiente al *scattering hard* es mucho menor a la energía de centro de masa del sistema hadrónico.

Mientras que las PDFs son universales, la sección eficaz partónica debe ser calculada en forma perturbativa para cada proceso en particular. La misma se calcula de la siguiente forma:

$$d\hat{\sigma} = \frac{1}{\mathcal{F}} \, |\overline{\mathcal{M}}|^2 \, d\mathrm{PS}, \tag{2.7}$$

donde $\mathcal{F}$ representa el factor de flujo correspondiente a los partones incidentes, $|\overline{\mathcal{M}}|^2$ es el cuadrado del elemento de matriz obtenido, por ejemplo, a partir de las reglas de Feynman, sumado sobre los espines y colores de las partículas del estado final, y promediado sobre los del estado inicial. Finalmente, dPS representa el espacio de fases de las partículas del estado final. El cálculo de las secciones eficaces partónicas de diversos procesos de interés será una de las tareas principales a desarrollar en esta tesis.

Capítulo 3

Interferencia entre señal y background en el canal de Higgs decayendo a dos fotones

En este capítulo estudiaremos los efectos producidos por la interferencia entre la producción de un bosón de Higgs y su posterior decaimiento a dos fotones, y el background continuo de producción hadrónica de dos fotones. Como veremos a continuación, dicha interferencia puede tener un efecto observable en el LHC, dando lugar a un corrimiento aparente en la posición de la resonancia del bosón de Higgs. En primer lugar, describiremos el estudio original realizado por Martin [24], y luego presentaremos nuestros resultados, los cuales completan el cálculo a orden α_S^2 [25], como así también las correcciones a NLO obtenidas en la referencia [26].

3.1. Descripción teórica

Tras el descubrimiento anunciado por las colaboraciones ATLAS y CMS [10, 11] de una resonancia con tasas de producción y decaimiento consistentes con el bosón de Higgs del SM, el estudio detallado de las propiedades de esta nueva partícula, como lo son su masa, su espín, su ancho de decaimiento y sus acoplamientos, resulta de fundamental importancia, y es sin dudas una de las principales prioridades de las colaboraciones experimentales del LHC.

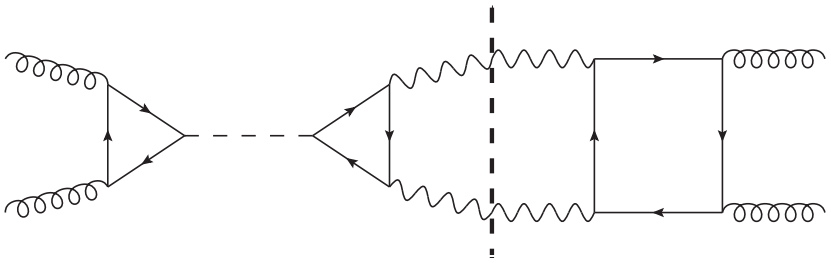


Figura 3.1: Diagrama de Feynman de la contribución a la interferencia en el canal gg. La línea a rayas vertical separa el diagrama de la señal de Higgs del background de QCD continuo.

El hecho de que el bosón de Higgs presente un valor tan pequeño de su vida media imposibilita su detección directa [27]. Es por esto que se recurre al estudio de los distintos canales de decaimiento que se mencionaron anteriormente. De este modo, surge la interferencia entre los eventos correspondientes al decaimiento del bosón de Higgs, que denominamos señal, y aquellos que presentan igual estado inicial y final, pero sin el bosón de Higgs de intermediario, que denominamos *background*.

Uno de los principales canales de descubrimiento del bosón de Higgs, se da a través de su decaimiento a dos fotones. Si bien este canal tiene una fracción de decaimiento muy pequeña, la posibilidad de reconstruir la masa invariante del par de fotones con precisión, junto con una buena relación entre señal y background, transforman a este canal en uno de los más importantes a la hora de caracterizar a esta nueva partícula. En particular, es de gran importancia a la hora de obtener una medición precisa de la masa de la nueva resonancia.

En este capítulo vamos a estudiar los efectos que introduce la interferencia entre la señal y el background en la determinación de la masa del Higgs en el canal de difotones. Como vimos anteriormente, el canal principal de producción del bosón de Higgs es a través de la fusión de gluones (*Gluon Fusion*, o GF) $gg \to H$ [28], vía diagramas de loop mediados por quarks pesados, principalmente el quark top. En cuanto al decaimiento a fotones $H \to \gamma\gamma$, la mayor contribución a la amplitud proviene del loop del bosón W, y una contribución subdominante la da el quark top [29,30]. De este modo, el proceso completo $gg \to H \to \gamma\gamma$ es del orden de 2 loops. Esta señal, interfiere con el background continuo $gg \to \gamma\gamma$ mediado por quarks livianos, que comienza a 1 loop. Esto se muestra en la figura 3.1.

Para analizar en profundidad los efectos de la interferencia entre el proceso resonante $ij \to X + H(\to \gamma\gamma)$ con el background continuo de QCD $ij \to X + \gamma\gamma$ (en donde ij etiquetan al tipo de partón), comenzamos por estudiar la sección eficaz partónica. Para esto, comenzamos calculando el módulo cuadrado de los elementos de matriz pertinentes, es decir, tanto la amplitud de la señal $ij \to X + H \to \gamma\gamma$, $\mathcal{M}_S$, como así también la amplitud del background $ij \to \gamma\gamma$, $\mathcal{M}_B$. Tenemos entonces:

$$|\mathcal{M}_S + \mathcal{M}_B|^2 \;=\; |\mathcal{M}_S|^2 + |\mathcal{M}_B|^2 + 2 \times \mathrm{Re}(\mathcal{M}_\mathrm{S}\, \mathcal{M}_\mathrm{B}^*), \tag{3.1}$$

siendo el último término el correspondiente a la interferencia entre señal y background.

A su vez, el elemento de matriz de la señal puede factorizarse, siguiendo la prescripción de Breit-Wigner, como el producto entre la amplitud de la producción del bosón de Higgs $\mathcal{A}_{ij\to X+H}$, la amplitud del decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones $\mathcal{A}_{H\to\gamma\gamma}$, y el propagador del bosón de Higgs

$$\frac{i}{(\hat{s} - m_H^2) + i\, m_H^2 \Gamma_H}. \tag{3.2}$$

Podemos entonces reescribir el término de interferncia de la ecuación 3.1, separando en dos términos, uno proporcional a la parte real del propagador del Higgs, y otro proporcional a la parte imaginaria:

$$\begin{aligned} \delta\hat{\sigma}_{ij\to X+H\to\gamma\gamma} \;=\; & -2(\hat{s} - m_H^2)\frac{\mathrm{Re}\left(\mathcal{A}_{\mathrm{ij}\to\mathrm{X+H}}\mathcal{A}_{\mathrm{H}\to\gamma\gamma}\mathcal{A}^*_{\mathrm{ij}\to\gamma\gamma}\right)}{(\hat{s} - m_H^2)^2 + m_H^2\Gamma_H^2} \\ & -2m_H\Gamma_H\frac{\mathrm{Im}\left(\mathcal{A}_{\mathrm{ij}\to\mathrm{X+H}}\mathcal{A}_{\mathrm{H}\to\gamma\gamma}\mathcal{A}^*_{\mathrm{ij}\to\gamma\gamma}\right)}{(\hat{s} - m_H^2)^2 + m_H^2\Gamma_H^2}\,, \end{aligned} \tag{3.3}$$

donde $\hat{s}$ es la masa invariante partónica, m_H y Γ_H son la masa del Higgs y su ancho de decaimiento respectivamente.

Dicus y Willenbrock [31] observaron que la parte real de las amplitudes es impar en $\hat{s}$ alrededor de m_H, y, por lo tanto, su efecto en la sección eficaz total de los difotones es despreciable a LO. La parte imaginaria, por otro lado, también se encuentra suprimida debido a las pequeñas masas de los quarks en las combinaciones de helicidad relevantes (las que interfieren con la señal del bosón de Higgs). Luego Dixon y Siu [32] calcularon la contribución principal de esta interferencia a la sección eficaz total de producción de

dos fotones, que proviene de la parte imaginaria de la amplitud continua $gg \to \gamma\gamma$ a dos loops [33], puesto que las configuraciones de helicidad $++ \to ++$ y $-- \to --$ no presentan el factor de supresión que se observa en las amplitudes de 1 loop. Se encontró que esta contribución a la sección eficaz es destructiva, típicamente del orden $2 - 5\,\%$, dependiendo del ángulo de scattering.

Si bien la parte real de la interferencia no contribuye a la sección eficaz total, Martin mostró [24] que sí tiene un efecto considerable en la posición del pico de masa invariante del par de fotones. Observó que incluyendo los efectos de la interferencia, se produce un corrimiento de $\mathcal{O}(100\,\mathrm{MeV})$ hacia masas menores. A continuación, analizaremos con más detalle este efecto.

3.1.1. Canal $gg \to \gamma\gamma$

Vamos a comenzar estudiando el proceso iniciado por dos gluones, es decir los diagramas de la figura 3.1. Los elementos de matriz tanto del proceso no resonante $gg \to \gamma\gamma$, como del proceso con una resonancia del bosón de Higgs $gg \to H \to \gamma\gamma$, pueden escribirse como [24]:

$$\mathcal{M} = -\delta^{ab}\delta_{\lambda_1\lambda_2}\delta_{\lambda_3\lambda_4}\frac{A_{ggH}A_{\gamma\gamma H}}{\hat{s} - m_H^2 + im_H\Gamma_H} + \delta^{ab}4\alpha\alpha_S \sum_{q=u,d,s,c,b,t} e_q^2 M^q_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}, \tag{3.4}$$

donde $a, b = 1, \ldots, 8$ son índices de la representación adjunta $SU(3)_c$ para los gluones, λ_1, λ_2 representan la polarización $\pm$ de los gluones entrantes, y λ_3, λ_4 las polarizaciones de los fotones salientes.

Las amplitudes a 1 loop del Higgs acoplándose a gluones A_{ggH} y a fotones $A_{\gamma\gamma H}$ se pueden escribir como:

$$A_{ggH} = -\frac{\alpha_S}{8\sqrt{2}\pi v}\hat{s}\sum_{q=t,b,c} F_{1/2}(4m_q^2/\hat{s}), \tag{3.5}$$

$$A_{\gamma\gamma H} = -\frac{\alpha}{4\sqrt{2}\pi v}\hat{s}\left[F_1(4m_W^2/\hat{s}) + \sum_{f=t,b,c,\tau} N_c^f e_f^2 F_{1/2}(4m_f^2/\hat{s})\right], \tag{3.6}$$

donde $v = 174$ GeV es el valor de expectación en el vacío del Higgs, y $N_c^f = 3$ cuando f representa quarks con cargas eléctricas e_f y masas m_f.

Finalmente, definimos las funciones $F_1(x)$, $F_{1/2}(x)$ y $f(x)$:

$$F_1(x) = 2 + 3x[1 + (2-x)f(x)], \tag{3.7}$$

$$F_{1/2}(x) = -2x[1 + (1-x)f(x)], \tag{3.8}$$

$$f(x) = \begin{cases} [\arcsin(\sqrt{1/x})]^2, & x \geq 1 \quad (\text{para } t, W), \\ -\frac{1}{4}\left[\ln\left(\frac{1+\sqrt{1-x}}{1-\sqrt{1-x}}\right) - i\pi\right]^2, & x \leq 1 \quad (\text{para } b, c, \tau). \end{cases} \tag{3.9}$$

Los elementos de matriz $M^q_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}$ a 1 loop mediados por quarks, son los mismos elementos de matriz del scattering de fotones [34]. Las combinaciones de helicidades que resultan relevantes para computar la interferencia entre señal y background son:

$$M^q_{++--} = M^q_{--++} = 1, \tag{3.10}$$

$$M^q_{++++} = M^q_{----} = -1 + z\ln\left(\frac{1+z}{1-z}\right) - \frac{1+z^2}{4}\left[\ln^2\left(\frac{1+z}{1-z}\right) + \pi^2\right], \tag{3.11}$$

donde $z = \cos\theta_{\rm CM}$, siendo $\theta_{\rm CM}$ el ángulo de scattering medido desde el centro de masa del sistema de difotones. Cabe observar que estas amplitudes son reales, y que las combinaciones de helicidad que dan amplitudes complejas a 1 loop no interfieren con la señal de Higgs, y por lo tanto no las vamos a considerar.

De este modo, podemos escribir la sección eficaz diferencial a LO del exceso sobre el background continuo de QCD como:

$$\frac{d^2\sigma_{pp\to\gamma\gamma}}{d(\sqrt{\hat{s}})\,dz} = \frac{G(\hat{s})}{128\pi\sqrt{\hat{s}}D(\hat{s})}(N_H + N_{\rm int,Re} + N_{\rm int,Im}) \tag{3.12}$$

donde N_H se refiere a la contribución mediada por el bosón de Higgs, $N_{\rm int,Re}$ es la contribución real de la interferencia, y $N_{\rm int,Im}$ la parte imaginaria:

$$N_H = |A_{ggH}A_{\gamma\gamma H}|^2, \tag{3.13}$$

$$N_{\rm int,Re} = -2\,(\hat{s} - m_H) \times {\rm Re}[A_{ggH}A_{\gamma\gamma H}A^*_{gg\gamma\gamma}], \tag{3.14}$$

$$N_{\rm int,Im} = -2\,m_H\Gamma_H \times {\rm Im}[A_{ggH}A_{\gamma\gamma H}A^*_{gg\gamma\gamma}], \tag{3.15}$$

A su vez, podemos escribir explícitamente la amplitud del background de dos fotones:

$$A_{gg\gamma\gamma} = 2\alpha_S\alpha\sum_q e_q^2(M^q_{++++} + M^q_{++--}), \tag{3.16}$$

Finalmente, se define la función de luminosidad gluón-gluón, y el propagador al cuadrado del bosón de Higgs:

$$G(\hat{s}) = \int_{\hat{s}/s}^{1} \frac{dx}{sx} g(x) g(\hat{s}/sx) \tag{3.17}$$

$$D(\hat{s}) = (\hat{s} - m_H^2)^2 + m_H^2 \Gamma_H^2. \tag{3.18}$$

La ecuación 3.12 resume entonces los términos que se deben tener en cuenta al estudiar el canal gg. Estos términos son de orden $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$. Cabe notar que el canal gg que fue considerado en el trabajo de Martin, no es el único que contribuye a ese orden en α_S.

3.1.2. Canales qg y $q\bar{q}$

Para realizar un estudio completo de los efectos que tienen los términos de interferencia entre señal y background, es necesario considerar también los procesos partónicos iniciados por qg y $q\bar{q}$ ya que contribuyen al mismo orden en el desarrollo perturbativo en potencias de α_S [25]. Si bien estos canales se encuentran suprimidos con respecto al proceso de producción de Higgs iniciado por gluones, son dominantes en el background de fotones en QCD. Es por este motivo, que su contribución a la interferencia no puede ser despreciada a priori.

A diferencia de lo que ocurre en el canal gg, donde el proceso del background comienza a 1 loop, las contribuciones de los canales qg y $q\bar{q}$ presentan amplitudes de orden árbol, sin loops, y por lo tanto contribuyen únicamente a la parte real de la interferencia de la ecuación 3.3. Al incluir estos nuevos términos, se completa el cálculo de la interferencia entre el canal de Higgs decayendo a dos fotones, y el background continuo correspondiente al orden más bajo $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$.

Calculamos las amplitudes de estos nuevos canales utilizando el paquete de Mathematica FeynArts [35]. Luego realizamos manipulaciones analíticas mediante el paquete FeynCalc [36] para obtener las expresiones correspondientes a la interferencia. En la figura 3.2 podemos ver ejemplos de los diagramas de Feynman para el canal qg de la interferencia. Los diagramas y las amplitudes de los canales restantes pueden obtenerse mediante distintos intercambios.

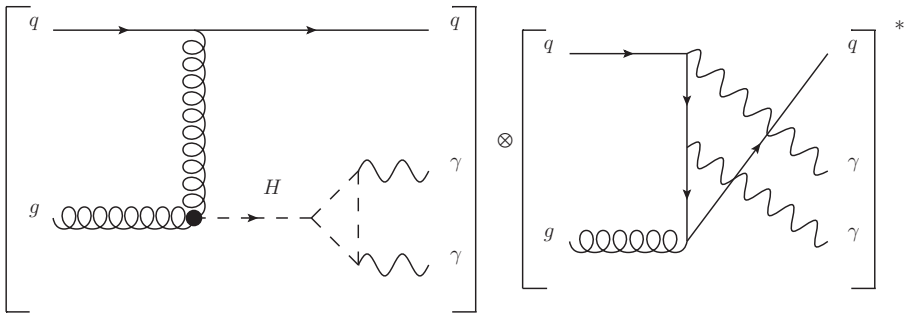


Figura 3.2: Ejemplos de diagramas de Feynman que contribuyen a la interferencia en el canal qg.

Cabe mencionar que, comparando con los procesos iniciados por gluones, en estos nuevos canales contamos con un partón adicional en el estado final. Este partón extra debe ser integrado para evaluar el impacto que genera sobre la sección eficaz total. Sería natural interpretar la presencia de este partón adicional como señal de que las contribuciones son de un orden más alto, NLO. Sin embargo, debido a que las amplitudes correspondientes a la señal y al background del proceso presentan singularidades infrarojas bajo distintas configuraciones cinemáticas, la interferencia resulta finita luego de realizar la integración en el espacio de fases. Es por este motivo que estos nuevos canales se comportan como contribuciones de orden árbol, con igual potencias de las constantes de acoplamiento que aquellas que provienen del canal gluón-gluón.

3.2. Análisis fenomenológico

Para poder llevar a cabo un análisis fenomenológico de las contribuciones que obtuvimos hasta ahora, es necesario realizar una convolución entre la sección eficaz partónica y las funciones de densidad partónicas (PDFs). Utilizamos el *set* MSTW2008 LO [37] para 5 sabores no masivos, y la expresión a 1 loop de la constante de acoplamiento fuerte. Fijamos las escalas de factorización y renormalización iguales a la masa invariante del par de fotones ($\mu_F = \mu_R = M_{\gamma\gamma}$).

Por una cuestión de simplicidad, las amplitudes de producción del bosón de Higgs fueron computadas dentro del marco del Lagrangiano efectivo para el acoplamiento ggH, que se

basa en el límite de la masa del quark top a infinito. Dicho Lagrangiano se encuentra dado por

$$\mathcal{L}_{eff} = -\frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a C_H \frac{H}{v}, \tag{3.19}$$

donde v es el valor de expectación en el vacío del bosón de Higgs, $G^a_{\mu\nu}$ denota el tensor de campo gluónico, y donde el desarrollo perturbativo del coeficiente C_H se conoce hasta N^{3}LO [38–40]. Esta aproximación resulta precisa a un nivel de $\sim 1\,\%$ para el proceso de interés. Para obtener el vértice de interacción del Higgs con gluones bajo esta aproximación, basta con tomar el límite de $x \to \infty$ en la ecuación 3.5. Esto se traduce en tomar el límite de la función f de la ecuación 3.9, obteniendo:

$$f(x) \overset{x\to\infty}{=} \frac{1}{x} + \frac{1}{3x^2} + \mathcal{O}(x^{-3}). \tag{3.20}$$

Por otro lado, el decaimiento del Higgs a dos fotones se trató de manera exacta, utilizando para las masas de los quarks los siguientes valores: $m_t = 168,2\,\text{GeV}, m_b = 2,78\,\text{GeV}, m_c = 0,72\,\text{GeV}$ [41, 42], $m_\tau = 1,744\,\text{GeV}$ y $m_W = 80,395\,\text{GeV}$ [43]. Finalmente la constante de acoplamiento de QED tomó el valor $\alpha = 1/137$. Para el cómputo del background continuo de QCD $gg \to \gamma\gamma$, en cambio, consideramos 5 sabores no masivos. Fijamos la masa del bosón de Higgs $m_H = 125\,\text{GeV}$ y su ancho de decaimiento $\Gamma_H = 4{,}2\,\text{MeV}$.

En la figura 3.3 podemos ver las tres contribuciones (gg, qg y $q\bar{q}$) a la interferencia completa entre señal y background en función de la masa invariante de los fotones $M_{\gamma\gamma}$. El término correspondiente a gg (línea continua) representa, por supuesto, el canal dominante. La contribución de qg (línea a rayas), es unas 3 veces menor en valor absoluto pero, como podemos observar, presenta la misma forma funcional que el canal gg, pero con signo opuesto. El canal $q\bar{q}$ (línea punteada) resulta ser 2 órdenes de magnitud menor al canal gg, y con igual signo al canal qg. Mirando el canal gg únicamente, vemos claramente que las posiciones de los máximos y mínimos de la distribución se encuentran cerca de $M_{\gamma\gamma} = m_H \pm \Gamma_H/2$. Por lo tanto, si tenemos en cuenta estos términos de interferencia, contamos con un leve exceso para $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{\hat{s}}$ menores a m_H, y un leve déficit para valores mayores a m_H. Lo mismo se puede decir de los otros canales. Teniendo en cuenta todas las contribuciones, vemos que se genera un corrimiento del pico de $M_{\gamma\gamma}$ que, en este punto, es

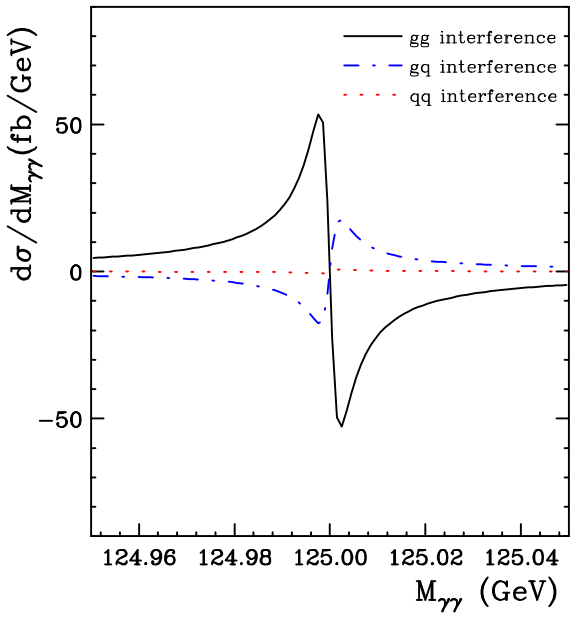


Figura 3.3: Distribución de la masa invariante de los difotones para los términos de interferencia. En negro continuo se representa la contribución del canal gg, la línea azul a rayas corresponde al canal qg, y la curva roja punteada es el canal $q\bar{q}$.

de orden $\mathcal{O}(1\,\mathrm{MeV})$ hacia valores menores.

Además de los picos pronunciados que presentan las distribuciones, vemos también que no disminuyen a cero inmediatamente. Esto se debe a la distribución de Breit-Wigner utilizada. Si se usara otra prescripción para el ancho de decaimiento del Higgs, como por ejemplo la prescripción de corrimiento (*running-width prescription*) con $D(\hat{s}) = (\hat{s}-m_H^2)^2 + \hat{s}[\Gamma_H(\hat{s})]^2$, el resultado no se altera significativamente, ya que para un bosón de Higgs liviano, el término del ancho Γ_H resulta relevante únicamente en zonas muy cercanas al pico de resonancia, donde el término es prácticamente constante [24].

Tanto las curvas de la figura 3.3, como los demás histogramas de esta sección, fueron calculados incluyendo ciertos cortes en algunas variables. Impusimos una restricción asimétrica al momento transverso de los fotones: $p_{T,\gamma}^{hard(soft)} \geq 40(30)\,\mathrm{GeV}$. Además, restringimos los valores de su pseudorapidity pidiendo que $|\eta_\gamma| \leq 2{,}5$. Implementamos también la prescripción estándar de aislación de fotones, exigiendo que la energía hadrónica transversa que se deposita dentro de un cono de radio $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} < 0{,}4$ alrededor del fotón satisfaga que $p_{T,had} \leq 3\,\mathrm{GeV}$. Y finalmente, descartamos aquellos eventos para los cuales $R_{\gamma\gamma} < 0{,}4$.

Ya que la interferencia que estamos estudiando no presenta sigularidades en el estado final quark-fotón, el efecto de la definición utilizada para la prescripción de aislamiento de los fotones resulta despreciable. Por esta razón, los resultados obtenidos resultan prácticamente iguales si utilizamos la prescripción de aislación suave [44].

En el LHC, las energías de los fotones se ven alteradas por efectos que introducen los detectores. Martin propuso [24] un método para incluir estos efectos de los detectores de manera aproximada, ya que un tratamiento detallado de estos supera el alcance de su (y de nuestro) trabajo. Si bien las respuestas de las masas invariantes dentro de los detectores dependen de diversas variables, considerar que se comportan como una función Gaussiana resulta una muy buena aproximación. Para simular los efectos de *smearing* entonces, llevamos a cabo una convolución de la sección eficaz con una función Gaussiana con resolución $\sigma_{\mathrm{MR}} = 1,7\,\mathrm{GeV}$. En la figura 3.4 podemos ver las mismas curvas de interferencia pero esta vez teniendo en cuenta los efectos del detector. Se ve que la magnitud de la interferencia ha disminuido, y ahora los puntos de desviación máxima respecto de 0 corresponden a valores de $M_{\gamma\gamma}$ más alejados de m_H, observando desviaciones de hasta $2\,\mathrm{GeV}$. El motivo principal de este corrimiento es la naturaleza fuertemente antisimétrica de la interferencia, que se ve realzada por la convolución con la función Gaussiana.

Estudiamos también la dependencia de los corrimientos observados con la resolución de la función Gaussiana utilizada. En la figura 3.5 podemos observar la curva de interferencia del canal $q\bar{q}$ luego de ser convolucionada con una función Gaussiana de anchos $\sigma_{\mathrm{MR}} = 1,3$, $1,5$, $1,7$, $2,0$ y $2,4\,\mathrm{GeV}$. Podemos observar que el desplazamiento de los puntos de máxima desviación resulta proporcional al ancho de la función Gaussiana utilizada, y a la magnitud absoluta y signo del término de interferencia.

Para poder cuantificar el efecto físico que tiene la interferencia sobre el espectro de masa invariante de los difotones, combinamos nuestros cálculos con la señal del bosón de Higgs sin interferencia, es decir, lo expresado en las ecuaciones 3.12 y 3.13. En la figura 3.6 presentamos los resultados obtenidos luego de sumar la interferencia con la señal de Higgs. La línea continua corresponde a la sección eficaz del Higgs sin interferencia, pero incluyendo los efectos introducidos por el detector, simulados con la función Gaussiana.

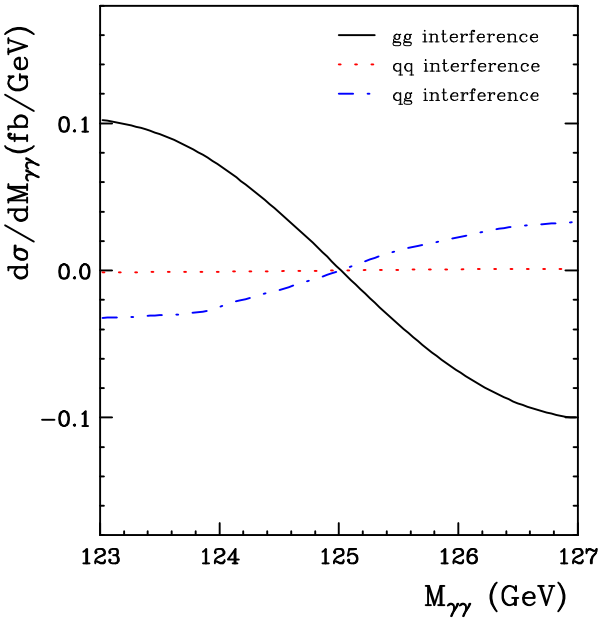


Figura 3.4: Distribución en masa invariante de los difotones para los términos de interferencia incluyendo la simulación de los efectos del detector vía la convolución con una función Gaussiana de resolución $1,7\,\text{GeV}$. En negro continuo se representa la contribución del canal gg, la línea azul a rayas corresponde al canal qg, y la curva roja punteada es el canal $q\bar{q}$.

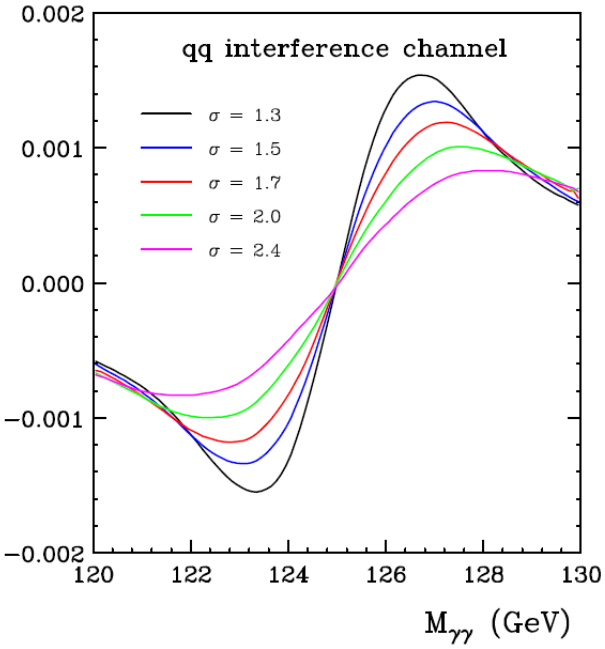


Figura 3.5: Distribución en masa invariante de los difotones para el canal $q\bar{q}$ de la interferencia incluyendo la simulación de los efectos del detector vía la convolución con una función Gaussiana de resoluciones $\sigma_{\text{MR}} = 1,3,\ 1,5,\ 1,7,\ 2,0$ y $2,4\,\text{GeV}$.

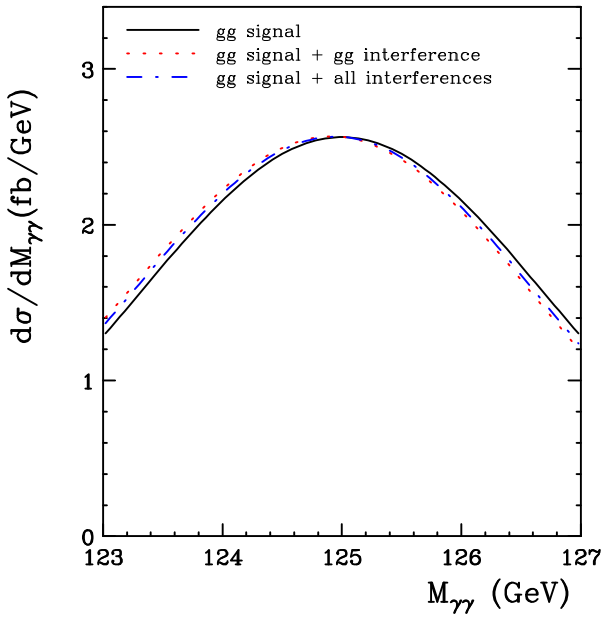


Figura 3.6: Distribución de la masa invariante del par de fotones incluyendo los efectos introducidos por el detector (función Gaussiana de resolución $1,7\,\text{GeV}$). La línea continua representa la contribución de la señal de Higgs únicamente. La línea punteada corresponde a la distribución luego de sumar el término de interferencia proveniente del canal gg, y la curva a rayas representa el resultado completo de la señal junto con los 3 canales de la interferencia (gg, qg y $q\bar{q}$).

Como se espera, el pico máximo de esta señal se encuentra en $M_{\gamma\gamma} = m_H = 125\,\text{GeV}$. Al sumar el término de interferencia del canal gg, se observa un corrimiento en la posición del máximo de alrededor de $90\,\text{MeV}$ hacia una masa menor (línea punteada), resultado que es compatible con lo presentado en [24]. Si sumamos también las contribuciones a la interferencia de los canales qg y $q\bar{q}$ calculados (línea a rayas), observamos que el pico se traslada nuevamente, esta vez alrededor de $30\,\text{MeV}$ hacia masas mayores ya que, según lo expuesto en la figura 3.4, estos nuevos canales presentan un signo opuesto al del canal gg.

Cabe recordar que los resultados que presentamos aquí son LO en QCD. Debido a que los *K-factors* (cocientes entre una predicción y el LO correspondiente) que se observan tanto en la señal como en el background son considerablemente grandes, se espera que haya también un gran incremento en la interferencia. Como un primer paso hacia cuantificar las incertezas teóricas de este cálculo, estudiamos la dependencia de la interferencia con las escalas de factorización y renormalización variando ambas escalas simultáneamente entre $\frac{1}{2}M_{\gamma\gamma}$ y $2M_{\gamma\gamma}$. Los resultados de este análisis se pueden observar en la figura 3.7. Allí presentamos las contribuciones de cada canal por separado, siempre incluyendo los efectos introducidos

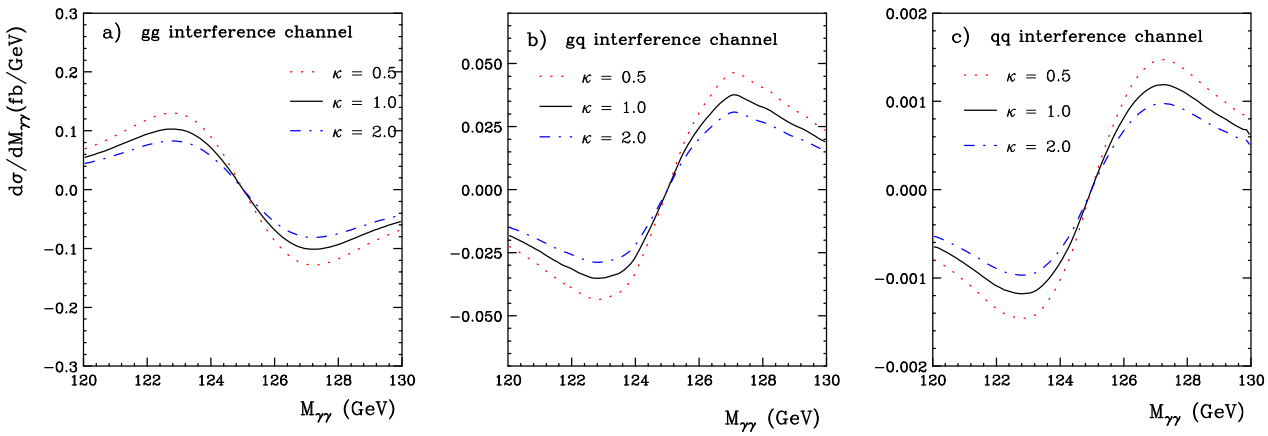


Figura 3.7: Dependencia de las escalas de la distribución en masa invariante para los distintos canales de la interferencia. La contribución del canal gg se muestra en (a), qg en (b) y $q\bar{q}$ en (c). Las escalas de factorización y renormalización fueron variadas simultáneamente de la siguiente manera: $\mu_F = \mu_R = \kappa\, M_{\gamma\gamma}$ en el rango $\frac{1}{2} < \kappa < 2$.

por el detector mediante una función gaussiana de ancho $\sigma_{\mathrm{MR}} = 1,7\,\mathrm{GeV}$. Se puede ver claramente una gran variación, de hasta un 45 % en los máximos de todos los canales.

3.3. Contribución de la interferencia a NLO

Lamentablemente, es sabido que la variación de escala a LO tanto para la señal como para el background en la producción de Higgs no es suficiente para estimar la magnitud de las correcciones de los órdenes siguientes. Por este motivo, el estudio que realizamos de las variaciones de escalas de la figura 3.7 representa únicamente una cota inferior a la contribución de los órdenes superiores de la interferencia.

Luego de que completáramos el cálculo de la interferencia a $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$, Dixon y Li procedieron a realizar el cálculo a NLO del canal más dominante (gg) [26]. Por un lado, las amplitudes de producción de Higgs vía fusión de gluones a NLO en QCD son conocidas [45–48]. Se necesitan también, para el cálculo de la interferencia, las amplitudes del background continuo del SM para la fusión de gluones a dos fotones, que también se conocen a NLO [49]. En la figura 3.8 se muestran las contribuciones a la interferencia a NLO [26]; se incluyen los tres tipos de backgrounds continuos mediados por loops de quarks livianos:

el proceso de radiación real, $gg \to \gamma\gamma g$ y $qg \to \gamma\gamma q$ a un loop, y el proceso virtual con dos loops $gg \to \gamma\gamma$.

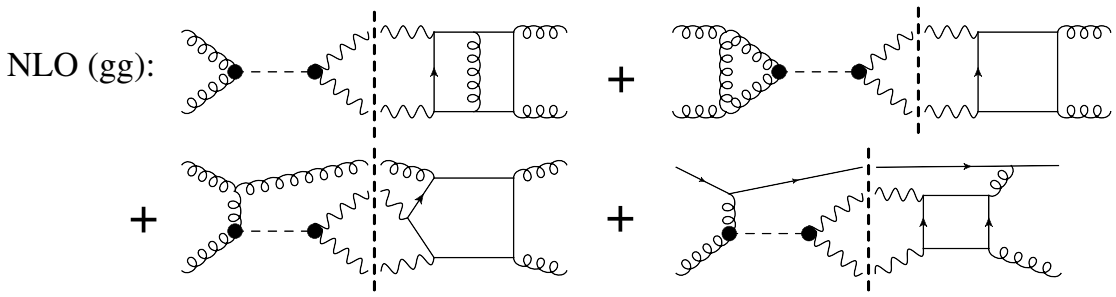


Figura 3.8: Diagramas de Feynman representativos de los distintos términos de interferencia entre señal y background del canal de difotones a NLO. Las líneas rayadas verticales indican la separación entre las amplitudes resonantes y las del continuo de QCD.

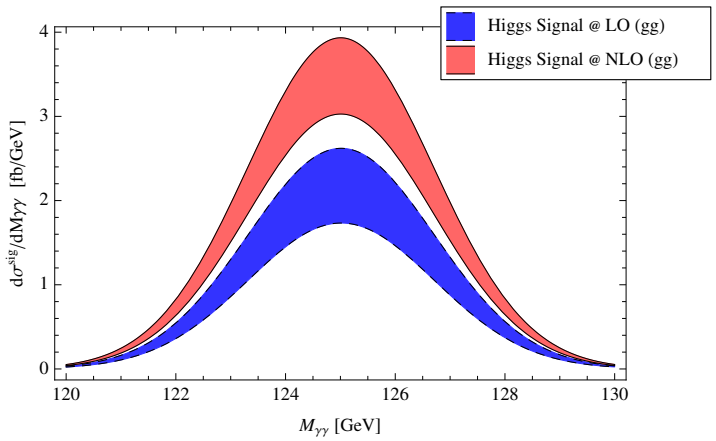


Figura 3.9: Distribución de masa invariante $M_{\gamma\gamma}$ para la señal, incluyendo los efectos del detector. En azul se presenta el cálculo a LO, y en rojo a NLO.

En la figura 3.9 [26] se muestran las distribuciones en masa invariante para la señal del Higgs a LO (azul) y a NLO (rojo). Para los resultados que se presentan en esta figura, se utilizó el conjunto de PDFs MSTW2008 NLO [37], y se llevaron a cabo los mismos cortes que detallamos en la sección anterior. Además, las curvas se encuentran convolucionadas con una función Gaussiana de resolución $\sigma_{\mathrm{MR}} = 1,7\,\mathrm{GeV}$, simulando la dispersión que introduce el detector. Las bandas que se observan representan la incerteza en los cálculos, y fueron obtenidas variando las escalas de factorización y renormalización de forma independiente: $m_H/2 < \mu_F, \mu_R < 2m_H$.

El canal de gluones a NLO incluye la contribución proveniente del canal qg donde el

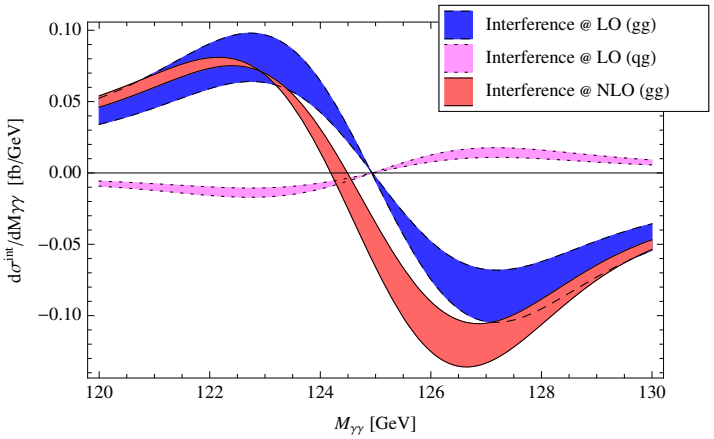


Figura 3.10: Distribución de masa invariante $M_{\gamma\gamma}$ para los términos de interferencia, incluyendo los efectos del detector. En azul vemos el canal de gluones a LO, en rosa el canal subdominante a LO qg, y en rojo el canal gg a NLO.

quark emite un gluón. Esto reduce la dependencia en la escala de factorización μ_F, y por lo tanto las bandas de incerteza provienen principalmente de variaciones en la escala de renormalización μ_R.

Por otra parte, la figura 3.10 presenta la interferencia del canal dominante gg a LO (azul), el canal subdominante qg a LO (rosa) y el canal dominante a NLO (rojo). Cabe aclarar que el canal $q\bar{q}$ que calculamos en la sección anterior es numéricamente despreciable, y por este motivo no se detalla en estos resultados. La contribución de gg a NLO incluye un término proveniente de la parte proporcional a la parte imaginaria de la ecuación 3.3 que aparece recién a 2 loops, en el límite de los quarks livianos no masivos [32], lo que produce un desplazamiento en la curva del canal NLO gg respecto del cero en $M_{\gamma\gamma} = 125\,\text{GeV}$.

Con el cálculo del canal gg de la interferencia a NLO, vemos cómo el desplazamiento en la posición del pico de masa invariante de los difotones que hasta ahora se había calculado de orden 100 MeV [25], se reduce en aproximadamente 40 %. Veremos en el capítulo siguiente cómo se puede utilizar este cálculo para obtener información del ancho de decaimiento del bosón de Higgs.

Capítulo 4

Delimitando el ancho de decaimiento del bosón de Higgs

En el capítulo anterior analizamos el efecto que tiene la interferencia entre la señal correspondiente a un bosón de Higgs decayendo a dos fotones, y su background continuo de QCD. A lo largo del presente capítulo describiremos la dependencia entre el corrimiento observado en la posición del pico de la masa invariante de los difotones, con el ancho de decaimiento del bosón de Higgs Γ_H. Veremos cómo esta dependencia, tal como fue propuesto por Dixon y Li [26], puede ser utilizada para fijar cotas al valor de Γ_H. Obviamente, para poder observar un desplazamiento en la masa invariante, es necesario contar con otro valor de referencia. Con este fin entonces presentaremos luego nuestros resultados, en donde proponemos utilizar el estado final $\gamma\gamma + 2$ jets y estudiamos la interferencia entre el proceso resonante $pp \to H(\to \gamma\gamma) + 2$ jets y su background correspondiente a LO en QCD [50].

4.1. Dependencia del desplazamiento en masa invariante con Γ_H

Hasta ahora vimos cómo los términos de interferencia entre señal y background del canal de decaimiento del Higgs a dos fotones introducen un corrimiento en la posición del pico de la distribución en masa invariante de los fotones. Como veremos a continuación, Dixon y Li propusieron [26] usar este efecto de la interferencia para imponer cotas sobre los valores posibles del ancho de decaimiento del bosón de Higgs Γ_H.

En el modelo estándar, el ancho de decaimiento del bosón de Higgs toma aproximadamente el valor de $\Gamma_{\mathrm{SM}} = 4,07$ MeV [51]. Si bien es de esperar que futuros colisionadores como el ILC [52, 53], o colisionadores de muones [54, 55] permitan una medición directa del mismo, su valor resulta demasiado pequeño como para poder ser observado en forma directa con la resolución alcanzable por el LHC.

Existen, sin embargo, métodos indirectos para establecer límites a los valores que puede tomar Γ_H que se basan en análisis globales de distintos canales de decaimiento en el LHC [56–58]. Desafortunadamente, con estos análisis no es posible desacoplar el ancho del bosón de Higgs del resto de las constantes de acoplamiento sin realizar algunas suposiciones adicionales. Esto se debe a que la magnitud de la señal está dada por el producto entre las constantes de acoplamiento al cuadrado de la producción y del decaimiento del Higgs, dividido por el ancho total Γ_H. Típicamente, la suposición que se realiza es que el acoplamiento del bosón de Higgs a los bosones electrodébiles no supera el valor correspondiente al SM. Por ejemplo, un análisis reciente de la colaboración CMS bajo esta suposición obtuvo, con un 95 % de confianza, una cota superior al ancho del Higgs de modelos más allá del SM de $0,64\,\Gamma_H$, que corresponde a $\Gamma_H/\Gamma_H^{\mathrm{SM}} < 2,8$ [58].

Existen también otros métodos indirectos para medir o para establecer cotas al ancho de decaimiento del bosón de Higgs. Por ejemplo, se ha propuesto medir la producción de pares de bosones ZZ o WW para masas invariantes altas [59–62], utilizando el hecho de que estas señales son independientes del ancho del Higgs. De este modo se obtienen límites del orden de $\Gamma/\Gamma_{\mathrm{SM}} < 4{,}5$, tanto para ATLAS [63] como para CMS [64]. Sin embargo, este método requiere diversas suposiciones, relacionadas principalmente con el hecho de estar comparando mediciones de dos procesos que ocurren a escalas de energía muy distintas, y en particular la producción *off-shell* de pares de bosones W y Z puede tener contribuciones de nuevas partículas aún no descubiertas. Además, por otra parte, debido a las incertezas teóricas que presentan las señales de fondo de los canales de ZZ y WW, resultaría extremadamente difícil disminuir el límite hasta $\Gamma/\Gamma_{\mathrm{SM}} \approx 1$.

Como alternativa a estos métodos recién mencionados, Dixon y Li [26] mostraron cómo, mediante el corrimiento que introduce la interferencia en el espectro de masa invariante de

los difotones, se puede establecer una restricción a los valores de Γ_H, independientemente de los demás acoplamientos, o de suposiciones sobre posibles nuevos canales de decaimiento.

En primer lugar, estudiaron la dependencia del desplazamiento en el pico de masa invariante del Higgs Δm_H con distintas restricciones al valor mínimo de impulso transverso del Higgs $p_T > p_{T,H}$ (ver figura 4.1). Esta relación ya había sido estudiada previamente en [65]. La curva roja incluye también el proceso continuo $qg \to \gamma\gamma q$ a 1 loop vía un loop de quark liviano, que forma parte de la corrección al cálculo de orden $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$. Esta fuerte dependencia podría, en principio, ser observada experimentalmente dentro del canal $\gamma\gamma$, sin necesidad de utilizar otros canales, como el ZZ^*. Utilizar únicamente el canal de fotones permite reducir las incertezas sistemáticas experimentales asociadas con la escala absoluta de las energías de los fotones. Cabe aclarar que, debido a que se encuentran grandes logaritmos en la región de $p_{T,H}$ pequeño de la figura 4.1, esta zona resulta menos confiable que la zona de $p_{T,H}$ grande. Para mejorar la incerteza teórica, se tomó un primer bin más ancho.

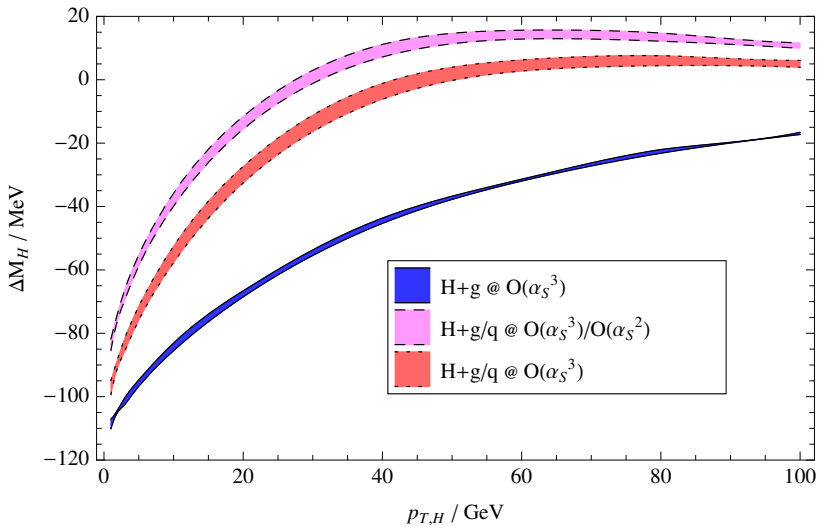


Figura 4.1: Corrimiento en el pico de la masa invariante del bosón de Higgs del SM Δm_H en función del corte en el valor mínimo del impulso transverso del Higgs $p_T > p_{T,H}$.

Finalmente, permitieron que el ancho del Higgs tome valores distintos al que predice el SM. Al hacer esto, los acoplamientos del Higgs a gluones, fotones, y otros estados finales también se deben cambiar, para que la magnitud de la señal del SM se mantenga inalterada ya que, hasta el momento, se encuentra en perfecto acuerdo con las mediciones realizadas en el LHC. En particular, en la fusión de gluones, la contribución dominante del canal $\gamma\gamma$,

tenemos el producto $c_g c_\gamma = c_{g\gamma}$, para el cual se resuelve la siguiente ecuación:

$$\frac{c_{g\gamma}^2 S}{m_H \Gamma_H} + c_{g\gamma} I = \left(\frac{S}{m_H \Gamma_H^{\mathrm{SM}}} + I \right) \mu_{\gamma\gamma} \,, \tag{4.1}$$

donde $\mu_{\gamma\gamma}$ denota el cociente entre la magnitud de la señal (*signal strength*) experimental en el canal $gg \to H \to \gamma\gamma$ y la predicción del SM ($\sigma/\sigma^{\mathrm{SM}}$). Para anchos del Higgs mucho menores que la resolución del detector (en este caso $1,7$ GeV), el corrimiento Δm_H resulta proporcional a $c_{g\gamma}/\mu_{\gamma\gamma}$. Además, el término de interferencia imaginaria I resulta despreciable, ya que la fracción de interferencia destructiva del SM $m_H \Gamma_H^{\mathrm{SM}}\, I/S \approx -1{,}6\,\%$ [32]. Si miramos valores de Γ_H hasta 100 veces el valor del SM, podemos también despreciar el término I del lado izquierdo de la ecuación 4.1, obteniendo entonces:

$$c_{g\gamma} = \sqrt{\frac{\mu_{\gamma\gamma} \Gamma_H}{\Gamma_H^{\mathrm{SM}}}}. \tag{4.2}$$

En la figura 4.2 se muestra el desplazamiento Δm_H en función del cociente entre el ancho utilizado, y el del SM $\Gamma_H/\ \Gamma_H^{SM}$, considerando $\mu_{\gamma\gamma} = 1$. Se puede ver entonces que el corrimiento resulta proporcional a $\sqrt{\Gamma_H}$ para los valores analizados. Si alguna señal de nueva física revirtiera el signo de la amplitud del Higgs a dos fotones, la interferencia sería constructiva, y el desplazamiento sería positivo.

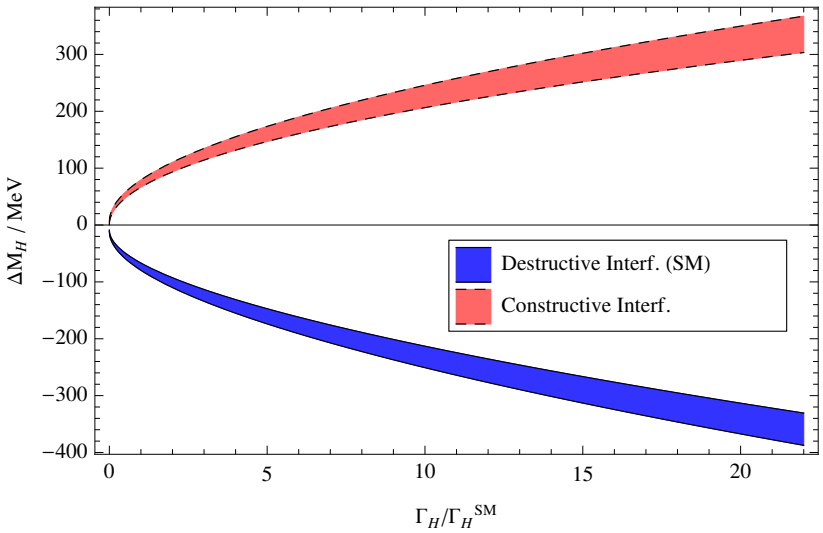


Figura 4.2: Corrimiento en el pico de la masa invariante del bosón de Higgs del SM Δm_H en función del ancho de decaimiento del Higgs Γ_H. Se ajustó el acoplamiento $c_{g\gamma}$ de forma tal de que la magnitud de la señal permanezca constante, que en este caso vale $\mu_{\gamma\gamma} = 1$.

En principio, uno podría utilizar las mediciones de la masa del Higgs de los canales ZZ^* y $\gamma\gamma$ para obtener un límite sobre el valor del ancho del Higgs con este método. Sin embargo, existen motivos para optar por otros mecanismos. Por un lado, las mediciones actuales de ATLAS [66] y CMS [67, 68] presentan diferencias que se encuentran dentro de las incertezas,

$$\begin{aligned} m_H^{\gamma\gamma} - m_H^{ZZ} &= +2{,}3^{+0{,}6}_{-0{,}7} \pm 0{,}6 \text{ GeV (ATLAS)} \\ &= -0{,}4 \pm 0{,}7 \pm 0{,}6 \text{ GeV (CMS)}, \end{aligned} \tag{4.3}$$

donde la primer incerteza es estadística, y la segunda sistemática. Además, la resolución experimental difiere entre un bin y otro, y tiene colas no Gaussianas. Finalmente, el modelo que se utilice para ajustar la señal de fondo, puede influir sobre el desplazamiento en masa invariante. Lo que se puede decir entonces, es que si se toma $\Gamma_H = 200\,\Gamma_H^{\rm SM} = 800$ MeV, y se desprecian estos últimos factores, se obtiene un desplazamiento del orden de 1 GeV, del mismo orden que lo indicado en la ecuación 4.3. Esto ofrece una cota significativamente menor a la obtenida con la primer medición directa de CMS, $\Gamma_H < 6{,}9$ GeV con un 95 % de confianza [69].

Como ha sido mencionado anteriormente, este método para obtener cotas sobre el ancho de decaimiento del Higgs resulta menos dependiente del modelo específico que se esté considerando. En particular, a diferencia del método basado en la medición de la producción *off-shell* de pares ZZ y WW, el método propuesto en [26] opera en una zona muy cercana a la resonancia del Higgs, y por lo tanto no es sensible a efectos de nueva física que puedan surgir a escalas de energías mayores. Sin embargo, será un gran desafío reducir las incertezas en un orden de magnitud, para lograr mejorar los límites que dan otros métodos para Γ_H. Hasta el momento las incertezas principales son las estadísticas, pero eventualmente las incertezas sistemáticas cobrarán importancia. En particular, la incerteza sistemática sobre $m_H^{\gamma\gamma}$ se encuentra determinada principalmente por la calibración de la energía del fotón, mientras que la de $m_H^{ZZ^*}$ es una combinación de las calibraciones del electrón y del muón. Los momentos de los muones se encuentran determinados por el detector de trazas, mientras que las energías de los fotones y electrones vienen del calorímetro electromagnético. Sin embargo, la respuesta para los electrones y los fotones no es idéntica, y esa diferencia juega

un papel importante a la hora de utilizar la masa del bosón Z en el proceso $Z \to e^+e^-$ para calibrar $m_H^{\gamma\gamma}$ [70,71]. Encontrar otro valor de referencia para la masa, aparte de $m_H^{ZZ^*}$, con fotones en el estado final, podría reducir las incertezas sistemáticas. Vimos recién los resultados que se obtienen al utilizar una subconjunto de la muestra inclusiva de producción de fotones vía fusión de gluones con valores del impulso transverso del Higgs distintos de cero [26], haciendo uso de la fuerte dependencia que existe entre el desplazamiento en masa invariante y $p_{T,H}$ [65]. Sin embargo, esta dependencia resulta difícil de predecir teóricamente.

Procedimos entonces a proponer un nuevo método, que consiste en utilizar otra muestra con fotones en el estado final, pero donde los fotones son producidos en asociación con dos jets. Si bien este proceso es relativamente poco frecuente, también lo es su fondo, por lo que resulta posible obtener incertezas estadísticas razonables sobre la posición del pico en la masa invariante de este canal, a pesar del bajo número de eventos. La producción de un bosón de Higgs asociado a dos jets es una señal característica del mecanismo de producción conocido como fusión de bosones vectoriales (*Vector Boson Fusion*, o VBF). Mientras que, en términos generales, VBF es un mecanismo subdominante frente al mecanismo de fusión de gluones (*Gluon Fusion*, o GF), este presenta una señal cinemática distintiva, y puede ser seleccionado mediante una serie de cortes experimentales. Desde un punto de vista teórico, el mecanismo de producción VBF presenta una ventaja adicional, que es que las correcciones perturbativas son mucho menores a las del mecanismo GF (ver, por ejemplo, la referencia [72]). A continuación vamos a estudiar los efectos de la interferencia entre señal y background, tanto para el mecanismo de producción VBF, como para GF en el canal de Higgs decayendo a dos fotones en asociación con 2 jets.

4.2. Canal $gg \to H \to \gamma\gamma + 2$ jets

La interferencia entre el proceso resonante $i_1 i_2 \to H(\to \gamma\gamma) + 2j$ y la señal de fondo $i_1 i_2 \to \gamma\gamma + 2j$ puede expresarse, tal como lo hicimos en el capítulo anterior, según la ecuación 3.3, donde en este caso X se reemplaza por $2j$, los dos partones presentes en el

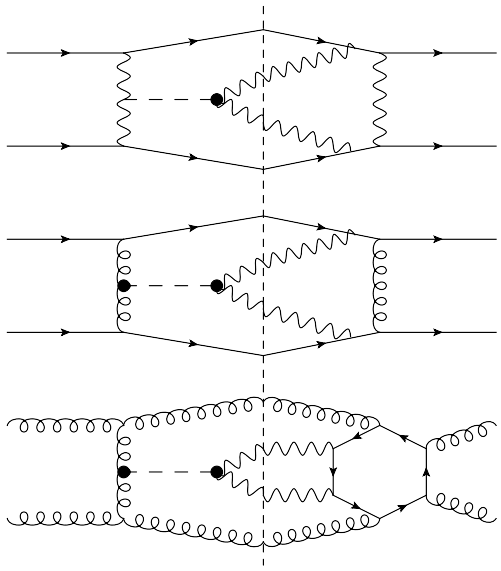


Figura 4.3: Diagramas de Feynman de algunas contribuciones. La línea punteada vertical separa la señal del bosón de Higgs (izquierda) del fondo continuo (derecha). El primer diagrama representa las contribuciones provenientes de la señal vía VBF y el background electrodebil; el segundo diagrama muestra la señal mediante GF y al fondo de QCD a orden árbol; el último diagrama presenta la señal iniciada por gluones, con el fondo de QCD a 1 loop.

estado final:

$$\begin{aligned}\delta\hat{\sigma}_{i_1 i_2\to H(\to\gamma\gamma)+2j} &= -2(\hat{s}-m_H^2)\,\frac{\mathrm{Re}\left(\mathcal{A}_{i_1 i_2\to H+2j}\mathcal{A}_{H\to\gamma\gamma}\mathcal{A}^*_{\mathrm{cont}}\right)}{(\hat{s}-m_H^2)^2+m_H^2\Gamma^2} \\ &\quad -2m_H\Gamma\frac{\mathrm{Im}\left(\mathcal{A}_{i_1 i_2\to H+2j}\mathcal{A}_{H\to\gamma\gamma}\mathcal{A}^*_{\mathrm{cont}}\right)}{(\hat{s}-m_H^2)^2+m_H^2\Gamma^2}\,, \end{aligned} \tag{4.4}$$

donde $\hat{s}=s_{i_1 i_2}$ es la raíz cuadrada de la energía en el centro de masa de los dos partones incidentes i_1 e i_2, y nuevamente m_H y Γ son la masa y el ancho de decaimiento del Higgs respectivamente.

Para la señal del Higgs incluiremos tanto la producción vía GF, como vía VBF. Para el fondo, por otro lado, consideraremos todas las contribuciones de orden árbol, incluyendo efectos electrodébiles puros ($\mathcal{O}(\alpha_{QED}^4)$) y contribuciones de QCD ($\mathcal{O}(\alpha_{QED}^2\alpha_s^2)$), así como también el proceso iniciado por gluones a 1 loop $gg\to\gamma\gamma+gg$. Este último, a pesar de ser de un orden más alto en el desarrollo en α_{S}, se encuentra realzado debido a la alta luminosidad de los gluones en el LHC, y por lo tanto es necesario cuantificar el efecto que pueda tener. En la figura 4.3 podemos ver ejemplos de los diagramas de Feynman relevantes.

En principio, es posible que las contribuciones de los mecanismos GF y VBF interfieran

entre sí, tanto en la señal como en el background. Para la señal del Higgs, este efecto ya ha sido estudiado, y se encontró que era muy pequeño [73–76]. A orden árbol, la ausencia de interferencia entre VBF y GF se debe a que en el canal t de los diagramas de la figura 4.3 se intercambian distintos números cuánticos de color (singlete versus octete). En el caso de la fusión de dos bosones Z, si los dos quarks son idénticos, entonces sí habría interferencia, pero se encuentra muy suprimida cinemáticamente [73]. A un loop, la restricción del color se relaja, pero de todos modos la interferencia es muy pequeña [74–76]. Un argumento similar se aplica a la interferencia entre VBF y GF en el background, y en la interferencia entre señal y background. Si bien al calcular la sección eficaz total según la ecuación 4.4 incluimos todos los términos, en la práctica alcanza con referirse a las contribuciones de VBF y GF de forma separada. A continuación detallaremos los resultados obtenidos para ambas contribuciones.

En primer lugar, calculamos todos los diagramas de Feynman relevantes mediante el paquete de Mathematica FeynArts [35]. Luego, obtuvimos las expresiones analíticas correspondientes utilizando una versión personalizada del paquete FormCalc [77]. Finalmente, desarrollamos un código en lenguaje Fortran para ensamblar las contribuciones de los diferentes canales, convolucionar estas expresiones con las PDFs, e integrarlas numéricamente sobre el espacio de fases del estado final. Paralelamente, se llevó adelante un cálculo independiente de este mismo proceso, con el objetivo de verificar nuestros resultados. Este método utilizó el generador de eventos SHERPA [78, 79] con su generador interno de elementos de matrices COMIX [80] para computar todas las amplitudes de orden árbol, verificadas, a su vez, con MADGRAPH5 [81]. Para el canal partónico $gg \to H \to gg\gamma\gamma$, como dijimos previamente, el background continuo comienza a un loop. El elemento de matriz correspondiente a ese diagrama fue provisto por la librería BlackHat [82–85].

Ambas implementaciones se encuentran en perfecto acuerdo. Además, los resultados de varios de los canales de señal y background fueron verificados comparándolos con los resultados obtenidos con el código MCFM [86, 87].

Para las distribuciones de partones utilizamos los resultados de MSTW2008 a LO [37], junto con su valor correspondiente de $\alpha_s(M_Z)$. Fijamos las escalas de factorización y re-

normalización iguales a la masa del bosón de Higgs ($\mu_F = \mu_R = m_H$), y consideramos 5 sabores de quarks no masivos. Para el mecanismo de producción GF, trabajamos en el límite de la masa del top infinita $m_t \to \infty$, utilizando la aproximación del Lagrangiano efectivo para el acoplamiento del Higgs a dos gluones ggH. Esta aproximación es muy buena, incluso para valores grandes de masa invariante de los dijets, siempre y cuando los momentos transversos de los jets sean chicos en comparación con m_t [88]. Para el decaimiento a dos fotones, las contribuciones tanto del loop mediante el quark top, como el del bosón W, resultan considerables; la primera fue calculada en el límite de m_t grande, mientras que para la segunda utilizamos $m_W = 80{,}385$ GeV. Para la masa del bosón de Higgs utilizamos $m_H = 125$ GeV, y para su ancho de decaimiento el valor correspondiente al SM $\Gamma = 4{,}07$ MeV. Fijamos además $\alpha_{QED} = 1/137$, y el valor de expectación del Higgs en el vacío $v = 246$ GeV. Todos los cálculos que presentamos a continuación fueron realizados para una energía del colisionador de 14 TeV.

Para todos los gráficos que mostraremos a continuación, se establecieron una serie de restricciones sobre distintas variables. Por un lado, se impuso un corte asimétrico sobre el impulso transverso de los fotones $p_{T,\gamma}^{\text{hard (soft)}} > 40$ (30) GeV, y otro similar sobre el impulso transverso de lo jets $p_{T,j}^{\text{hard (soft)}} > 40$ (25) GeV. Se estableció también una restricción sobre las pseudorapidities de los fotones y los jets $|\eta_\gamma| < 2{,}5$ and $|\eta_j| < 4{,}5$, y cortes de aislación estándar para los fotones y los jets, pidiendo radios mínimos de $R_{\gamma\gamma}, R_{\gamma j}, R_{jj} > 0{,}4$, donde $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$. Pedimos también que la masa invariante del sistema formado por los dos jets cumpla la condición $M_{jj} > 400$ GeV. Para la diferencia entre las pseudorapidities entre los jets $\Delta\eta_{jj}$ consideramos distintos cortes. En particular, pedir que $|\Delta\eta_{jj}| > |\Delta\eta_{jj}|_{\text{min}}$ realza la contribución del mecanismo de producción VBF, que se caracteriza por presentar dos jets impulsados en la dirección del haz (*forward*). Finalmente pedimos que el impulso transverso del Higgs/par de difotones $p_{T,H} \equiv |\vec{p}_{T,\gamma}^{\,\text{hard}} + \vec{p}_{T,\gamma}^{\,\text{soft}}|$ cumpla que $p_{T,H} > p_{T,H}^{\text{min}}$, variando el valor mínimo $p_{T,H}^{\text{min}}$ entre 0 y 160 GeV.

Siguiendo el procedimiento detallado en el capítulo anterior, para simular la resolución del detector, convolucionamos nuestros resultados con una función Gaussiana. En esta oportunidad utilizamos distintas resoluciones σ_{MR} de alrededor 1 GeV, y los gráficos que

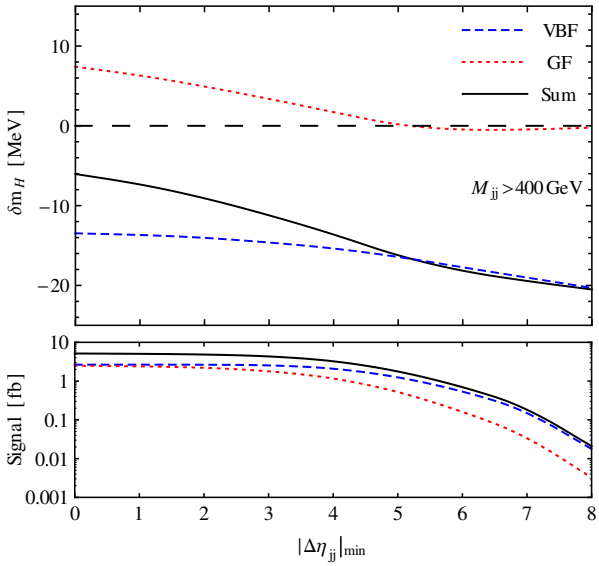


Figura 4.4: Arriba: Gráfico del corrimiento en masa invariante δm_H para distintos valores de $|\Delta\eta_{jj}|_{\text{min}}$. La línea azul a rayas representa la contribución de VBF únicamente, la curva punteada roja muestra los resultados para GF, y la línea continua negra muestra la suma de ambas contribuciones, dando el corrimiento total del pico en la masa invariante del bosón de Higgs. Abajo: Sección eficaz total de la señal integrada, también separando las contribuciones de VBF y GF para los mismos cortes. No se utilizó ninguna restricción sobre $p_{T,H}^{\text{min}}$, y se fijó un corte adicional de $M_{jj} > 400$ GeV.

mostraremos fueron calculados utilizando $\sigma_{\text{MR}} = 1,7$ GeV.

En primer lugar, estudiamos el corrimiento en la masa invariante del Higgs δm_H para distintos cortes en $|\Delta\eta_{jj}|$. Presentamos en la figura 4.4 los resultados obtenidos para VBF y GF por separado, así como también el resultado de ambos mecanismos combinados. En la zona inferior del gráfico podemos ver la señal total integrada, también separando las contribuciones de VBF y GF con los mismos cortes. Para estos resultados, no se aplicaron cortes en $p_{T,H}$, y consideramos únicamente eventos con $M_{jj} > 400$ GeV. Cuando no se imponen cortes en $|\Delta\eta_{jj}|$, el desplazamiento de la posición del pico de masa invariante del Higgs generado por VBF y por GF resulta ser de magnitud similar, pero de signo opuesto. Por este motivo, observamos una cancelación parcial entre ellos, con un desplazamiento neto de alrededor de -6 MeV. A medida que aumentamos el valor de $|\Delta\eta_{jj}|_{\text{min}}$, VBF se convierte en la contribución dominante, alcanzando corrimientos de alrededor de 20 MeV hacia masas invariantes menores.

Luego procedimos a estudiar la dependencia del corrimiento δm_H con $p_{T,H}^{\text{min}}$. En la figura 4.5 podemos ver el desplazamiento y la sección eficaz de la señal para un rango de $p_{T,H}^{\text{min}}$ entre

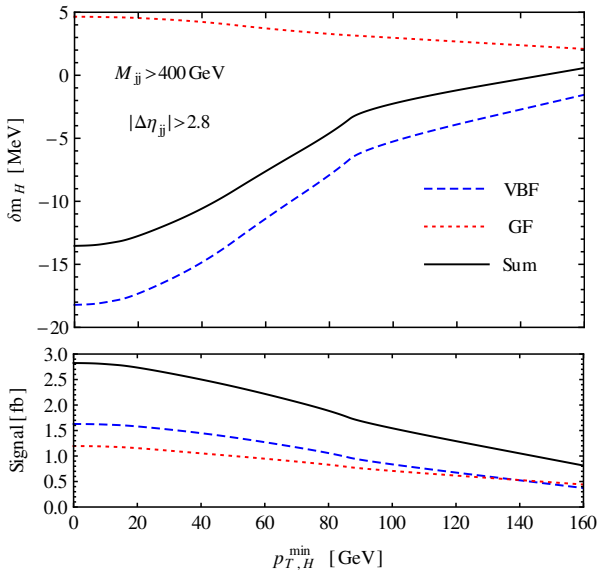


Figura 4.5: Arriba: Gráfico del desplazamiento en masa invariante δm_H para distintos valores de $p_{T,H}^{\min}$ tanto para las contribuciones de VBF y GF por separado, como para la contribución total. Las curvas se encuentran etiquetadas del mismo modo que en la figura 4.4. Abajo: Señal total integrada, también separando las contribuciones de VBF y GF para los mismos cortes. Además, se utilizaron los siguientes cortes adicionales: $M_{jj} > 400$ GeV y $|\Delta\eta_{jj}| > 2{,}8$.

0 GeV y 160 GeV. Se utilizó el mismo código para identificar las contribuciones que en la figura 4.4. Una vez más, se puede ver como ambos mecanismos de producción contribuyen al desplazamiento en masa invariante con signos opuestos. En este caso, se aplicaron cortes adicionales de $M_{jj} > 400$ GeV y $|\Delta\eta_{jj}| > 2{,}8$, para realzar las contribuciones de VBF. Sin embargo, para valores mayores de $p_{T,H}^{\min}$, la contribución de GF se vuelve tan importante como VBF.

Para poder representar el efecto que tienen los términos de interferencia, estudiamos la asimetría $\mathcal{A}$, que se define como la diferencia entre la contribución de la interferencia a la sección eficaz hadrónica $\delta\sigma$ para masas de los difotones menores a la masa del Higgs, y eso mismo pero para masas de los difotones mayores a la masa del Higgs. Más específicamente, definimos:

$$\mathcal{A} = \int_{115\text{ GeV}}^{125\text{ GeV}} \frac{d(\delta\sigma)}{dM_{\gamma\gamma}} dM_{\gamma\gamma} - \int_{125\text{ GeV}}^{135\text{ GeV}} \frac{d(\delta\sigma)}{dM_{\gamma\gamma}} dM_{\gamma\gamma}\,. \tag{4.5}$$

Vamos a utilizar esta cantidad para estudiar en profundidad los corrimientos en masa invariante. Cabe aclarar que no llevamos a cabo convoluciones con funciones Gaussianas en este caso. En la figura 4.6 graficamos la asimetría para distintos valores de $|\Delta\eta_{jj}|_{\min}$, y en

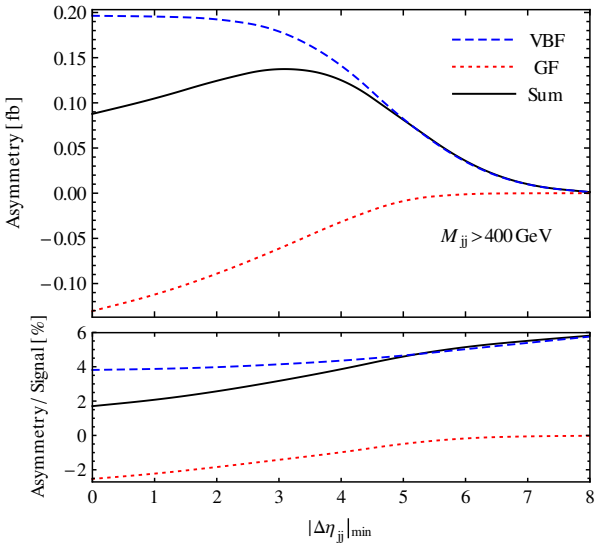


Figura 4.6: Arriba:Gráfico de asimetría $\mathcal{A}$ para distintos valores de $|\Delta\eta_{jj}|_{\min}$, para las contribuciones de VBF, GF, y la suma de ambas. Las curvas se encuentran etiquetadas del mismo modo que en la figura 4.4. Abajo: Gráfico del cociente entre la asimetría y la señal total integrada, también separando las contribuciones de VBF y GF para los mismos cortes. No se utilizó ningún corte en $p_{T,H}^{\min}$, pero sí una restricción adicional de $M_{jj} > 400$ GeV.

la figura 4.7 lo análogo pero para distintos valores de $p_{T,H}^{\min}$. Una vez más, podemos ver en ambos casos que las contribuciones provenientes de VBF y GF presentan signos opuestos, y por lo tanto se observa una cancelación parcial en el efecto total. Debajo de las dos figuras, mostramos el cociente entre la asimetría y la señal total integrada, siento ésta última la señal del Higgs integrada a lo largo de la resonancia, y no el background continuo en un rango amplio de $M_{\gamma\gamma}$.

Estudiamos también la dependencia del desplazamiento en masa invariante con el ancho de la función Gaussiana utilizada para simular la resolución de masa experimental del detector σ_{MR}. En la figura 4.8 podemos ver que δm_H aumenta con σ_{MR} en un modo prácticamente lineal, para cinco conjuntos de cortes distintos estudiados. Este comportamiento es similar al que observamos en la figura 3.5.

Como vimos hasta ahora, el desplazamiento en el pico de masa invariante del proceso visto en esta sección, $pp \to H(\to \gamma\gamma) + 2 \text{ jets} + X$, es considerablemente menor que el observado en el caso inclusivo $pp \to H(\to \gamma\gamma) + X$ del capítulo anterior. Para cierta elección de cortes, puede ser prácticamente nulo. Esto significa que este proceso representa una buena opción como referente para las mediciones experimentales de la diferencia de

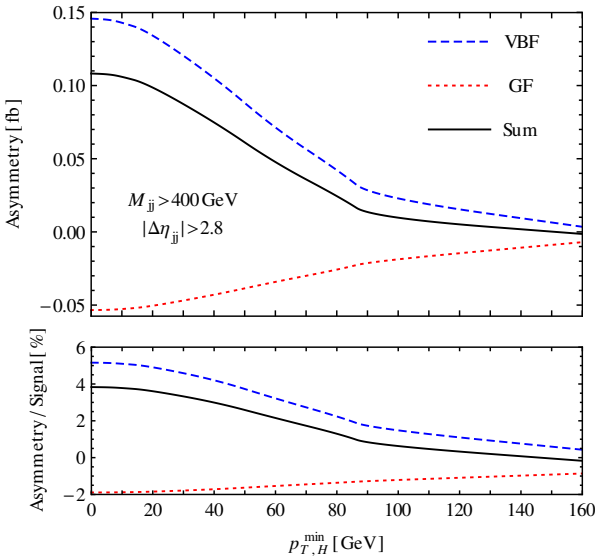


Figura 4.7: Arriba:Gráfico de asimetría $\mathcal{A}$ para distintos valores de $p_{T,H}^{\min}$, para las contribuciones de VBF, GF, y la suma de ambas. Las curvas se encuentran etiquetadas del mismo modo que en la figura 4.4. Abajo: Gráfico del cociente entre la asimetría y la señal total integrada, también separando las contribuciones de VBF y GF para los mismos cortes. Se utilizaron además restricciones adicionales: $M_{jj} > 400$ GeV y $|\Delta\eta_{jj}| > 2{,}8$.

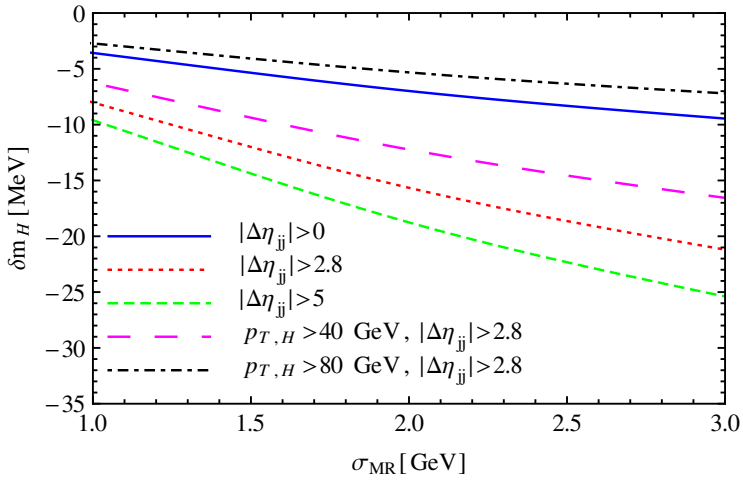


Figura 4.8: Gráfico del corrimiento en masa invariante para distintos valores de resolución σ_{MR}. Todos los resultados fueron calculados con un corte en $M_{jj} > 400$ GeV. La curva azul continua muestra los resultados sin ningún otro corte adicional; la curva punteada roja fue calculada con un corte adicional de $|\Delta\eta_{jj}| > 2{,}8$; la línea a rayas verde presenta resultados donde $|\Delta\eta_{jj}| > 5$; la línea magenta con rayas largas fue calculada para $p_{T,H}^{\min} > 40$ GeV y $|\Delta\eta_{jj}| > 2{,}8$; y la curva negra punteada y rayada utiliza $p_{T,H}^{\min} > 80$ GeV y $|\Delta\eta_{jj}| > 2{,}8$.

masas,

$$\Delta m_H^{\gamma\gamma} \equiv \delta m_H^{\gamma\gamma,\,\mathrm{incl}} - \delta m_H^{\gamma\gamma,\,\mathrm{VBF}}\,, \tag{4.6}$$

donde $\delta m_H^{\gamma\gamma,\,\mathrm{incl}}$ representa el corrimiento en el pico de masa invariante del proceso inclusivo, calculado a NLO en la referencia [26], y $\delta m_H^{\gamma\gamma,\,\mathrm{VBF}}$ es la variable calculada en nuestro trabajo. Al calcular $\delta m_H^{\gamma\gamma,\,\mathrm{VBF}}$ para reemplazar en la ecuación 4.6, impusimos los cortes básicos para el impulso transverso p_T y rapidity η de los fotones y jets, y también pedimos $M_{jj} > 400$ GeV, pero no fijamos ningún corte adicional sobre $p_{T,H}$ ni sobre $\Delta\eta_{jj}$. Esta elección de cortes genera un desplazamiento de referencia pequeño, y una tasa relativamente alta con la cual se puede medir.

Todos los cálculos presentados en esta sección hasta ahora fueron realizados fijando el ancho de decaimiento del bosón de Higgs al valor del SM $\Gamma_{\mathrm{SM}} = 4{,}07$ MeV. Del mismo modo que en la sección anterior, utilizamos el modelo de la referencia [26] para calcular el corrimiento en masa invariante para un ancho de decaimiento variable Γ, de un modo que sea relativamente independiente de posible nueva física que altere el valor de Γ con respecto al valor que toma en el SM. Como ya hemos mencionado previamente, para ser consistente con la magnitud de la señal del bosón de Higgs, cuyas mediciones en el LHC se encuentran en perfecto acuerdo con las predicciones del SM, también se deben modificar los acoplamientos del Higgs, para que la sección eficaz total no se encuentre alterada significativamente. Como se hizo en la sección anterior, trabajamos en un modelo donde los acoplamientos del Higgs al quark top y a los bosones débiles masivos se desvían de las predicciones del SM por factores reales c_t y c_V respectivamente. Esto, a su vez, genera una variación en el acoplamiento efectivo del Higgs a gluones y fotones por factores reales c_g y c_γ. Para el canal $\gamma\gamma$, vimos en la sección anterior que podemos plantear la ecuación 4.1 para fusión de gluones. Podemos hacer algo análogo para la producción vía VBF del bosón de Higgs con decaimiento a dos fotones,

$$\frac{c_{V\gamma}^2 S}{m_H \Gamma} = \frac{S}{m_H \Gamma_{\mathrm{SM}}} \mu_{\mathrm{VBF}}\,, \tag{4.7}$$

donde $c_{V\gamma} \equiv c_V c_\gamma$, y μ_{VBF} denota el cociente entre la magnitud de la señal experimental y la predicha por el SM sobre la producción en VBF con decaimiento a $\gamma\gamma$. En este caso despreciamos el término de interferencia I, ya que en este caso es aún más pequeño que

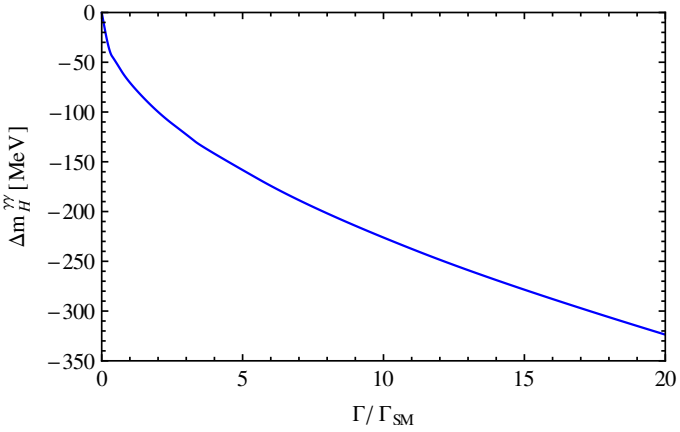


Figura 4.9: Gráfico del corrimiento en la masa invariante medible experimentalmente $\Delta m_H^{\gamma\gamma}$ definido en la ecuación 4.6, en función del cociente entre el ancho del Higgs, y el valor del SM $\Gamma/\Gamma_{\rm SM}$.

en el caso anterior. Si también despreciamos I en 4.1, ambas ecuaciones se reducen a $c_{g\gamma}^2/\Gamma = \mu_{\rm GF}/\Gamma_{\rm SM}$ y $c_{V\gamma}^2/\Gamma = \mu_{\rm VBF}/\Gamma_{\rm SM}$, cuyas soluciones son

$$c_{g\gamma} = \sqrt{\frac{\mu_{\rm GF}\Gamma}{\Gamma_{\rm SM}}}\,, \qquad c_{V\gamma} = \sqrt{\frac{\mu_{\rm VBF}\Gamma}{\Gamma_{\rm SM}}}\,. \tag{4.8}$$

Los valores experimentales de la magnitud de la señal al momento de nuestro análisis son para ATLAS $\mu_{\rm VBF} = 0{,}8 \pm 0{,}7$ y $\mu_{\rm GF} = 1{,}32 \pm 0{,}38$ [89], y para CMS $\mu_{\rm VBF} = 1{,}58 \pm 0{,}7$ y $\mu_{\rm GF} = 1{,}12 \pm 0{,}37$ [71], que son compatibles con las predicciones del SM.[1] Luego para nuestro análisis, utilizamos $\mu_{\rm GF} = \mu_{\rm VBF} = 1$.

En la figura 4.9 mostramos la dependencia que existe entre el observable $\Delta m_H^{\gamma\gamma}$ y el ancho de decaimiento del bosón de Higgs. Se puede ver, del mismo modo que se vio en la figura 4.2, que la dependencia resulta aproximadamente proporcional a $\sqrt{\Gamma/\Gamma_{\rm SM}}$, tal como predecía la ecuación 4.8. Esta dependencia se encuentra dominada por la variación en la masa invariante de la muestra inclusiva.

A partir de los resultados presentados en la figura 4.9, y contando con una medición precisa de las masas invariantes de las resonancias difotónicas correspondientes al bosón de Higgs en la muestra inclusiva y la correspondiente a $\gamma\gamma + 2$ jets, será posible obtener una cota sobre el ancho de decaimiento Γ_H de una forma mucho más general que las obtenidas por otros métodos más dependientes de los modelos en consideración.

[1] Cabe aclarar que estos valores no corresponden exactamente a las mismas cantidades que definimos, ya que incluyen información tanto de procesos con $\gamma\gamma$ en el estado final, como así también procesos con ZZ^* de estado final.

Capítulo 5

Resumación en momento transverso

Al estudiar la distribución en momento transverso q_T del bosón de Higgs en teoría de perturbaciones de QCD, resulta conveniente considerar separadamente las regiones de q_T grande y q_T pequeño. La región de q_T grande se caracteriza por tener $q_T \sim m_H$, donde la serie perturbativa es controlada por el parámetro $\alpha_{\rm S}(m_H^2)$. Por lo tanto, al igual que en los capítulos anteriores, podemos truncar la serie a órdenes fijos en $\alpha_{\rm S}$.

Por otro lado, en la zona de q_T pequeño ($q_T \ll m_H$), donde se produce gran parte de los eventos, los coeficientes de los términos del desarrollo perturbativo en $\alpha_{\rm S}(m_H^2)$ contienen potencias de logaritmos de la forma $\ln^m(m_H^2/q_T^2)$ que, cuando q_T es muy pequeño, toman valores muy grandes. Por lo tanto, para lograr predicciones perturbativas confiables ya no es posible utilizar el desarrollo a orden fijo de la serie perturbativa, sino que es necesario resumar estos términos a todo orden en $\alpha_{\rm S}$. El método para resumar sistemáticamente estos logaritmos a todo orden en teoría de perturbaciones es conocido [90–98]. En el presente capítulo vamos a presentar este formalismo en detalle siguiendo, principalmente, la formulación utilizada en la referencia [99].

5.1. Introducción al formalismo

El formalismo de resumación en momento transverso que presentamos en este capítulo es válido para procesos donde, a partir de una colisión hadrónica, se produce un sistema incoloro en el estado final. Éste método se ha utilizado, hasta el momento, en cálculos de

producción de un bosón de Higgs del SM [99–104], producción de Higgs vía aniquilación de quarks bottom [105], producción de Higgs mediante el mecanismo de fusión de gluones en el contexto del modelo supersimétrico mínimo (MSSM) [106], producción de bosones vectoriales [107, 108] y de pares de bosones W^+W^- [109, 110] y ZZ [111], entre otros. En esta tesis, este formalismo será aplicado para la interferencia entre señal y background de la producción de un bosón de Higgs decayendo a dos fotones. Sin embargo, estudiaremos primero el formalismo para un proceso genérico de la forma

$$h_1(p_1) + h_2(p_2) \to F(M, q_T) + X \ , \tag{5.1}$$

donde colisionan dos hadrones h_1 y h_2 de momentos p_1 y p_2 respectivamente, dando lugar a un sistema final F (sin color)[1], junto a un sistema X arbitrario. Siendo la energía del centro de masa de la colisión $\sqrt{s}$, tenemos que $s = (p_1 + p_2)^2 \simeq 2p_1p_2$. El sistema F tiene una masa invariante M, y momento transverso q_T.

Como vimos en la sección 2.2.2, de acuerdo al teorema de factorización de QCD [114], podemos escribir la sección eficaz diferencial en momento transverso de la siguiente manera:

$$\frac{d\sigma_F}{dq_T^2}(q_T, M, s) = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \, f_{a/h_1}(x_1, \mu_F^2) \, f_{b/h_2}(x_2, \mu_F^2) \, \frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}}{dq_T^2} \, (q_T, M, \hat{s}; \alpha_{\rm S}(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2), \tag{5.2}$$

donde $f_{a/h}(x, \mu_F^2)$ con $a = q_f, \bar{q}_f, g$ son las funciones de densidad partónica de los hadrones del estado inicial para una escala de factorización μ_F, $d\hat{\sigma}_{F\,ab}/dq_T^2$ son las secciones eficaces partónicas, $\hat{s} = x_1x_2s$ es la energía de centro de masa partónica, y μ_R es la escala de renormalización.

Por su parte, la sección eficaz partónica $d\hat{\sigma}_{F\,ab}/dq_T^2$ puede ser calculada utilizando la teoría de QCD perturbativa como un desarrollo en potencias de $\alpha_{\rm S}$ (ver el capítulo 2). Podemos suponer que al orden más bajo de este desarrollo, el sistema F se produce sin radiación extra, es decir, con momento transverso nulo, de manera tal de que su sección eficaz partónica resulta $d\hat{\sigma}^{(0)}_{F\,ab}/dq_T^2 \propto \delta(q_T^2)$. Además, como F es incoloro, al orden más bajo las opciones para el proceso partónico $a + b \to F$ son acotadas. Tenemos o bien la

[1]Para resumación en momento transverso de procesos con estados finales con color, como por ejemplo producción de quarks pesados, ver las referencias [112, 113].

aniquilación de un par quark-antiquark ($ab = q\bar{q}$) como en el caso de producción de γ^*, W o Z, o bien fusión de gluones ($ab = gg$) como en el caso de la producción de un bosón de Higgs del SM. El trabajo que presentamos en esta tesis se basa en este último caso. Sin embargo, por completitud, en este capítulo mantenemos la notación general, incluyendo también el caso de la aniquilación de quarks.

Al proceder al cálculo de órdenes superiores de la sección eficaz partónica, recordamos que surgen términos con potencias de logaritmos del tipo $\ln^m(M^2/q_T^2)$, que se vuelven muy grandes en la región de momento transverso pequeño ($q_T \ll M$). Se propone entonces la siguiente descomposición teórica de la sección eficaz de la ecuación 5.2:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}}{dq_T^2} = \frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{res.})}}{dq_T^2} + \frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{fin.})}}{dq_T^2}\,. \tag{5.3}$$

El término $d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{res.})}$ se refiere a la parte que debe ser resumada a todo orden en α_{S}, que incluye todas las contribuciones provenientes de los logaritmos $(\alpha_{\text{S}}^n/q_T^2)\,\ln^m(M^2/q_T^2)$ que son grandes para q_T chico. El segundo término $d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{fin.})}$ se refiere a la componente finita, que no presenta estos términos logarítmicos, y puede ser computada truncando la serie perturbativa a orden fijo. Más precisamente, definimos esta componente de manera tal de que

$$\lim_{Q_T\to 0} \int_0^{Q_T^2} dq_T^2 \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{fin.})}}{dq_T^2}\right]_{\text{f.o.}} = 0\,, \tag{5.4}$$

donde el subíndice f.o. (*fixed order*) se refiere a que la sección eficaz partónica se calcula truncando la serie perturbativa a un orden fijo en α_{S}. Por lo tanto, la expresión se anula para cada término de la serie. En particular, esto significa que todas las contribuciones proporcionales a $\delta(q_T^2)$ no forman parte de $d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{fin.})}$, sino que se han incluido en $d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{res.})}$. En la sección 5.2 se estudiará la componente resumada más en detalle, y en la sección 5.4 la componente finita.

Por otro lado, para la componente resumada $d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{res.})}$ no es posible computar todas las contribuciones logarítmicas de la serie. Por lo tanto, se organizan estos términos en distintas clases. Llamamos LL (*Leading Logarithmic*) a la contribución de logaritmos al orden más bajo, NLL (*Next-to-Leading Logarithmic*) al orden siguiente, y así sucesivamente. Se puede entonces truncar este desarrollo en distintos órdenes de precisión, que se indicará con el

subíndice l.a. (*logarithmic accuracy*).

Para calcular la sección eficaz de la ecuación 5.2, entonces, vamos a realizar el siguiente reemplazo

$$\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}}{dq_T^2} \longrightarrow \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{res.})}}{dq_T^2}\right]_{\text{l.a.}} + \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{fin.})}}{dq_T^2}\right]_{\text{f.o.}}, \tag{5.5}$$

donde el cálculo se trunca a un orden de precisión logarítmica para la parte resumada, y a un orden fijo para la parte finita. La componente resumada presenta la contribución dominante en la región de momento transverso pequeño, mientras que la componente finita domina a q_T mayor.

Para obtener una predicción teórica confiable en todo el rango de q_T, es necesario combinar ambos términos. Con este objetivo, se calcula $\left[d\hat{\sigma}_{ab}^{(\text{fin.})}\right]_{\text{f.o.}}$ a partir del desarrollo perturbativo de la sección eficaz partónica usual $\left[d\hat{\sigma}_{ab}\right]_{\text{f.o.}}$, truncada a un orden fijo en α_{S}. Luego, se le sustrae el desarrollo perturbativo truncado al mismo orden en α_{S} de la componente resumada:

$$\left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{fin.})}}{dq_T^2}\right]_{\text{f.o.}} = \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}}{dq_T^2}\right]_{\text{f.o.}} - \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{res.})}}{dq_T^2}\right]_{\text{f.o.}}. \tag{5.6}$$

Además, se impone la siguiente condición:

$$\left[\left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{res.})}}{dq_T^2}\right]_{\text{l.a.}}\right]_{\text{f.o.}} = \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{res.})}}{dq_T^2}\right]_{\text{f.o.}}. \tag{5.7}$$

Gracias a este procedimiento, se puede garantizar que el reemplazo de la ecuación 5.5 preserva toda la información del cálculo perturbativo hasta un cierto orden fijo, y además contiene la resumación de lo términos logarítmicos correspondientes a órdenes más altos. Las ecuaciones 5.6 y 5.7, en efecto, indican que el resultado es exacto a nivel perturbativo, en el sentido de que el truncamiento a orden fijo del lado derecho de la ecuación 5.5 reproduce de manera exacta el truncamiento usual a orden fijo de la sección eficaz partónica de la ecuación 5.2. De este modo, podemos combinar la parte resumada (para q_T pequeños) y la finita (q_T mayores) de manera consistente, sin solapamientos ni perdiendo información, sin tener que agregar límites ad-hoc entre una región y la otra.

Como dijimos previamente, las contribuciones resumadas del término $\left[d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\text{res.})}\right]_{\text{l.a.}}$ de la ecuación 5.5 son necesarias para momentos transversos pequeños. Sin embargo, para q_T grandes también pueden introducir efectos considerables, donde la aproximación logarítmica

para q_T pequeño ya no es válida. Para reducir el impacto de estos términos, se pedirá que los mismos no contribuyan a la sección eficaz total, imponiendo que la integral en q_T de la ecuación 5.5 coincida con el cálculo a orden fijo. Es decir, se pide que se cumpla la siguiente condición:

$$\int_0^\infty dq_T^2 \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{res.})}}{dq_T^2}\right]_{\mathrm{l.a.}} = \int_0^\infty dq_T^2 \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{res.})}}{dq_T^2}\right]_{\mathrm{f.o.}} . \tag{5.8}$$

Cabe notar que la mayor parte de los eventos en la distribución en q_T se da en la región de $q_T \lesssim m_H$. Ya que la teoría de perturbaciones de resumación y de orden fijo controlan las regiones de q_T pequeño y q_T grande respectivamente, esta restricción sobre la sección eficaz total actúa principalmente sobre el tamaño de las contribuciones de órdenes más altos introducidas por el procedimiento de empalme en la región intermedia de q_T .

5.2. Componente resumada

Nos concentramos ahora en el cálculo de la parte resumada de la sección eficaz diferencial en q_T de la ecuación 5.3. Este procedimiento debe realizarse en el espacio del parámetro de impacto b, para poder tener en cuenta las restricciones cinemáticas de la conservación de momento transverso. Luego, se realiza una transformación de Fourier inversa con respecto al parámetro de impacto:

$$\begin{aligned}
\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{res.})}}{dq_T^2}(q_T, M, \hat{s}; \alpha_{\mathrm{S}}(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2) &= \frac{M^2}{\hat{s}} \int \frac{d^2\mathbf{b}}{4\pi}\, e^{i\mathbf{b}\cdot q_T}\, \mathcal{W}_{ab}^F(b, M, \hat{s}; \alpha_{\mathrm{S}}(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2) \quad (5.9)\\
&= \frac{M^2}{\hat{s}} \int_0^\infty db\, \frac{b}{2}\, J_0(bq_T)\, \mathcal{W}_{ab}^F(b, M, \hat{s}; \alpha_{\mathrm{S}}(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2) ,
\end{aligned}$$

donde $J_0(x)$ es la función de Bessel de orden 0.

El factor perturbativo $\mathcal{W}_{ab}^F$ depende del proceso en consideración, y contiene la dependencia a todo orden de los términos logarítmicos $\ln M^2 b^2$ que aumentan para valores grandes de b, que corresponden a los términos logarítmicos $\ln M^2/q_T^2$ del espacio de q_T que son grandes para valores pequeños de momento transverso. En otras palabras, el límite $q_T \ll M$ corresponde a $Mb \gg 1$, ya que b es la variable conjugada a q_T.

Se puede expresar la resumación de estos términos logarítmicos de una forma más con-

veniente haciendo uso de los N-momentos[2] $\mathcal{W}_N$ de $\mathcal{W}$ con respecto a $z = M^2/\hat{s}$ para un valor fijo de M de la siguiente manera:

$$\mathcal{W}^F_{ab,\,N}(b, M; \alpha_{\rm S}(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2) \equiv \int_0^1 dz\; z^{N-1}\; \mathcal{W}^F_{ab}(b, M, \hat{s} = M^2/z; \alpha_{\rm S}(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2)\;. \quad (5.10)$$

En lo que resta de esta sección, se sobreentienden los subíndices de sabor, y se presentan las fórmulas de resumación en una forma simplificada, válida cuando participa una única especie de partón. De este modo, se logra ilustrar de forma más clara la estructura de los componentes fundamentales de la sección eficaz partónica resumada. Luego, en la sección 5.3 se discute la generalización a más especies de partones (esta generalización no requiere de nuevos conceptos, sino de pasos algebraicos adicionales).

Los términos logarítmicos incluidos en $\mathcal{W}^F_{ab,\,N}$ provienen de radiaciones de partones en el estado final que son *soft* o colineales a los partones incidentes. Por lo tanto, la resumación de estos términos a todo orden puede ser realizada de manera análoga a los cálculos de resumación de gluones *soft* en procesos de *scattering* duros [98, 115–117]. Se postula entonces:

$$\begin{aligned}\mathcal{W}^F_N(b, M; \alpha_{\rm S}(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2) = \mathcal{H}^F_N\left(M, \alpha_{\rm S}(\mu_R^2); M^2/\mu_R^2, M^2/\mu_F^2, M^2/Q^2\right) \\ \times \exp\{\mathcal{G}_N(\alpha_{\rm S}(\mu_R^2), L; M^2/\mu_R^2, M^2/Q^2)\}\;\;, \qquad (5.11)\end{aligned}$$

donde la función $\mathcal{H}^F_N$ no depende del parámetro de impacto b, y por lo tanto contiene todos los términos perturbativos que se comportan como constantes en el límite $b \to \infty$. La función $\mathcal{G}$, en cambio, incluye toda la dependencia de b. En particular, incluye los términos que, orden a orden en $\alpha_{\rm S}$, son logarítmicamente divergentes cuando $b \to \infty$. Esta factorización entre los términos constantes y logarítmicos presenta un cierto grado de arbitrariedad [118], ya que los argumentos de los logaritmos pueden correrse de escala de la forma $\ln M^2 b^2 = \ln Q^2 b^2 + \ln M^2/Q^2$, siempre que Q sea independiente de b, y que $\ln M^2/Q^2 = \mathcal{O}(1)$ cuando $bM \gg 1$. Con el objetivo de parametrizar esta arbitrariedad fue que se introdujo la escala Q en el lado derecho de la ecuación 5.11, de forma tal de que

[2] En general, para los N-momentos h_N de cualquier función $h(z)$ de una variable z se definen como $h_N = \int_0^1 dz\, z^{N-1}\, h(z)$.

$Q \sim M$. Se define también el parámetro de expansión logarítmica L como

$$L \equiv \ln \frac{Q^2 b^2}{b_0^2} \ , \tag{5.12}$$

donde el coeficiente $b_0 = 2e^{-\gamma_E}$ ($\gamma_E = 0{,}5772\ldots$ es el número de Euler) tiene un origen cinemático, y su uso es puramente convencional, dado que simplifica la expresión algebraica de $\mathcal{G}$.

Esta escala Q, que denominamos escala de resumación, resulta análoga a las escalas de renormalización o factorización introducidas en el capítulo 2. Del mismo modo que ocurre con estas otras escalas, si bien $\mathcal{W}_N^F$ no depende de Q al considerar el cálculo perturbativo a todo orden, al truncar la serie en algún orden logarítmico se introduce una dependencia explícita en Q. En principio, al igual que se hizo con μ_R y μ_F, se fija también $Q \cong M$, y se utilizan las variaciones de la escala alrededor de ese valor central para estimar las incertezas teóricas provenientes de las correcciones logarítmicas de órdenes más altos.

Todos los términos logarítmicos grandes $\alpha_{\rm S}^n L^m$ con $1 \leq m \leq 2n$ se incluyen en el factor de forma $\exp\{\mathcal{G}\}$. En particular, las contribuciones logarítmicas a $\mathcal{G}$ con $n+2 \leq m \leq 2n$ son nulas. Esta propiedad se conoce como exponenciación, y viene de la dinámica de las teorías de gauge (abelianas y no abelianas), y de la factorización cinemática en el espacio del parámetro de impacto [91–95]. Por lo tanto, el exponente $\mathcal{G}$ se puede desarrollar sistemáticamente de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_N(\alpha_{\rm S}, L; M^2/\mu_R^2, M^2/Q^2) = {} & L\, g^{(1)}(\alpha_{\rm S} L) + g_N^{(2)}(\alpha_{\rm S} L; M^2/\mu_R^2, M^2/Q^2) \\ & + \frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\, g_N^{(3)}(\alpha_{\rm S} L; M^2/\mu_R^2, M^2/Q^2) \\ & + \sum_{n=4}^{+\infty} \left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^{n-2}\ g_N^{(n)}(\alpha_{\rm S} L; M^2/\mu_R^2, M^2/Q^2) \ , \end{aligned} \tag{5.13}$$

donde $\alpha_{\rm S} = \alpha_{\rm S}(\mu_R^2)$ y las funciones $g^{(n)}(\alpha_{\rm S} L)$ se definen de manera tal de que $g^{(n)} = 0$ cuando $\alpha_{\rm S} L = 0$. De este modo, el término $L g^{(1)}$ reune las contribuciones a LL $\alpha_{\rm S}^n L^{n+1}$; la función $g^{(2)}$ resuma las contribuciones a NLL $\alpha_{\rm S}^n L^n$; $g^{(3)}$ controla los términos a NNLL $\alpha_{\rm S}^n L^{n-1}$, y así sucesivamente. Cabe aclarar que en el contexto del formalismo de resumación, el parámetro $\alpha_{\rm S} L$ suele considerarse del orden de la unidad, por lo que la razón entre dos términos sucesivos del desarrollo de la ecuación 5.13 es formalmente de $\mathcal{O}(\alpha_{\rm S})$, sin presentar

acrecentamientos debido a L. En este sentido, este desarrollo logarítmico de resumación resulta comparable a los desarrollos usuales a orden fijo en potencias de $\alpha_{\rm S}$.

Por otro lado, la función $\mathcal{H}_N^F$ de la ecuación 5.11 no contiene términos logarítmicos grandes que deban ser resumados. Se puede, entonces, desarrollar esta función en potencias de $\alpha_{\rm S}$ del siguiente modo:

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_N^F(M,\alpha_{\rm S};M^2/\mu_R^2,M^2/\mu_F^2,M^2/Q^2) = \sigma_F^{(0)}(\alpha_{\rm S},M)\Big[1+\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\,\mathcal{H}_N^{F\,(1)}(M^2/\mu_R^2,M^2/\mu_F^2,M^2/Q^2) \\ +\left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^2\,\mathcal{H}_N^{F\,(2)}(M^2/\mu_R^2,M^2/\mu_F^2,M^2/Q^2) \\ +\sum_{n=3}^{+\infty}\left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^n\,\mathcal{H}_N^{F\,(n)}(M^2/\mu_R^2,M^2/\mu_F^2,M^2/Q^2)\,\Big]\ ,\end{aligned} \tag{5.14}$$

donde $\sigma_F^{(0)} = \alpha_{\rm S}^p\ \sigma_F^{(\rm LO)}$ se refiere al orden más bajo de la sección eficaz partónica para el proceso que se está considerando (ecuación 5.1).

Como ya sabemos, la sección eficaz hadrónica de la ecuación 5.2 es un observable físico, y por lo tanto no puede depender de la escala de factorización μ_F. Sin embargo, en la práctica, es necesario truncar el cálculo en algún orden perturbativo, y esto es lo que introduce la dependencia de μ_F en la sección eficaz partónica $d\hat{\sigma}_{F\,ab}$. Esta dependencia se encuentra controlada por las funciones de densidad partónicas $f_{a/h}(x,\mu_F^2)$, que también presentan una dependencia de μ_F. Sin embargo, estas funciones de densidad no dependen de q_T, ni del parámetro de impacto b. Al implementar la resumación en q_T, se hace a nivel de la sección eficaz partónica $d\hat{\sigma}_{F\,ab}$ usando las ecuaciones 5.9 y 5.11. Por lo tanto, la dependencia de las densidades partónicas con μ_F no puede introducir una dependencia logarítmica con b al factor de forma $\exp\{\mathcal{G}\}$. En otras palabras, el desarrollo perturbativo de la función $\mathcal{H}_N^F$ (ecuación 5.14) depende de μ_F, mientras que el exponente $\mathcal{G}$ del factor de forma, y sus funciones logarítmicas $g_N^{(n)}$ correspondientes de la ecuación 5.13 no presentan dependencia con la escala ni con el esquema de factorización utilizados al definir las funciones de densidad partónicas. Además, el factor de forma $\exp\{\mathcal{G}\}$ es independiente del proceso; se produce mediante las radiaciones universales de partones de QCD *soft* y colineales que participan del proceso de *scattering* duro. En la sección 5.3 se mostrará esto explícitamente. La dependencia del proceso específico aparece únicamente en la función de *scattering* $\mathcal{H}_N^F$, que incluye las contribuciones producidas por correcciones virtuales a escalas de momento

transverso $q_T \sim M$.

Al momento de truncar la sección eficaz resumada a un cierto orden de precisión logarítmica $\left[\mathcal{W}_N^F\right]_{\text{l.a.}}$, seguimos la siguiente convención. Para una precisión LL, se incluye únicamente la función $g^{(1)}$ en el exponente $\mathcal{G}$, y se aproxima $\mathcal{H}_N^F$ por la sección eficaz *born* $\sigma_F^{(0)}$. Si nos interesa un orden más alto, hasta NLL, incluimos entonces las funciones $g^{(1)}$ y $g_N^{(2)}$, y el coeficiente $\mathcal{H}_N^{F\,(1)}$. En el próximo capítulo vamos a presentar los resultados del cálculo de la interferencia entre señal y background de la producción de un bosón de Higgs decayendo a dos fotones incluyendo la resumación a NLL. Además, esta componente resumada se puede combinar, como en la ecuación 5.5, con el desarrollo a orden fijo de la componente finita de la ecuación 5.6. Por ejemplo, el resultado NLL+LO se obtiene al considerar la resumación a NLL con el desarrollo hasta LO para q_T grandes, respetando siempre las condiciones de empalme de las ecuaciones 5.4 y 5.7.

Como dijimos previamente, los logaritmos resumados pueden tener un efecto injustificado sobre la región de q_T grande. Para reducir el impacto de estas contribuciones, se utiliza el procedimiento propuesto en la referencia [116]. Se considera el exponente $\mathcal{G}(\alpha_{\text{S}}, L)$ del factor de forma de las ecuaciones 5.11 y 5.13, y se lleva a cabo el siguiente cambio de variables:

$$\mathcal{G}(\alpha_{\text{S}}, L) \;\longrightarrow\; \mathcal{G}(\alpha_{\text{S}}, \widetilde{L}) \;\; . \tag{5.15}$$

En otras palabras, se reemplaza la variable logarítmica L en el argumento de $\mathcal{G}(\alpha_{\text{S}}, L)$ por la variable $\widetilde{L}$, definida como

$$\widetilde{L} \equiv \ln\left(\frac{Q^2 b^2}{b_0^2} + 1\right) \;\; . \tag{5.16}$$

Si se comparan las definiciones de las ecuaciones 5.12 y 5.16, se puede ver que en la región $Qb \gg 1$, se tiene que $\widetilde{L} = L + \mathcal{O}(1/(Qb)^2)$, y por lo tanto el cambio de variables de la ecuación 5.15 resulta válido. Si bien las variables L y $\widetilde{L}$ resultan equivalentes en la región donde $Qb \gg 1$, generan un comportamiento distinto en el factor de forma para valores pequeños de b (o valores grandes de q_T): cuando $Qb \ll 1$, tenemos que $\widetilde{L} \to 0$ y $\exp\{\mathcal{G}(\alpha_{\text{S}}, \widetilde{L})\} \to 1$. De este modo entonces, se reducen las contribuciones de los términos logarítmicos en la región de b pequeño, donde el formalismo de resumación no se encuentra justificado.

En particular, dado que $\exp\{\mathcal{G}(\alpha_{\rm S},\widetilde{L})\}=1$ cuando $b=0$, utilizando las ecuaciones 5.9 y 5.11, se obtiene la siguiente relación:

$$\int_0^\infty dq_T^2\ \frac{d\hat{\sigma}_F^{(\rm res.)}}{dq_T^2}(q_T,M,\hat{s};\alpha_{\rm S}(\mu_R^2),\mu_R^2,\mu_F^2,Q^2)=\frac{M^2}{\hat{s}}\ \mathcal{H}^F\big(M,\hat{s},\alpha_{\rm S}(\mu_R^2);M^2/\mu_R^2,M^2/\mu_F^2,M^2/Q^2\big)\ , \tag{5.17}$$

que proviene del hecho de que el valor de la transformada de Fourier (en el espacio del parámetro de impacto) de la distribución en q_T para $b=0$ es igual a la integral sobre q_T de la propia distribución. Como la función $\mathcal{H}^F$ se evalúa a un orden fijo en teoría de perturbaciones, esta última relación implica que el cambio de variables propuesto en la ecuación 5.15 también permite imponer las restricciones perturbativas de la ecuación 5.8 sobre la sección eficaz total. Es decir, si se integra sobre q_T la distribución $d\hat{\sigma}_F/dq_T$ calculada a NLL+LO, se reproduce exactamente el cálculo de la sección eficaz total a NLO.

El objetivo del programa de resumación en momento transverso [91–95] es evaluar explícitamente las funciones logarímicas $g_N^{(n)}$ de la ecuación 5.13 en términos de algunos pocos coeficientes que sean computables perturbativamente. Como se verá en la sección 5.3, este objetivo se alcanza al mostrar que la fórmula de resumación a todo orden de la ecuación 5.13, presenta la siguiente representación integral:

$$\mathcal{G}_N(\alpha_{\rm S}(\mu_R^2),L;M^2/\mu_R^2,M^2/Q^2)=-\int_{b_0^2/b^2}^{Q^2}\frac{dq^2}{q^2}\left[A(\alpha_{\rm S}(q^2))\ \ln\frac{M^2}{q^2}+\widetilde{B}_N(\alpha_{\rm S}(q^2))\right]\ , \tag{5.18}$$

donde $A(\alpha_{\rm S})$ y $\widetilde{B}_N(\alpha_{\rm S})$ son funciones perturbativas:

$$A(\alpha_{\rm S}) = \frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}A^{(1)}+\left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^2A^{(2)}+\left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^3A^{(3)}+\sum_{n=4}^{\infty}\left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^nA^{(n)}\ , \tag{5.19}$$

$$\widetilde{B}_N(\alpha_{\rm S}) = \frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\widetilde{B}_N^{(1)}+\left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^2\widetilde{B}_N^{(2)}+\sum_{n=3}^{\infty}\left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^n\widetilde{B}_N^{(n)}\ . \tag{5.20}$$

Los coeficientes $A^{(n)}$ y $\widetilde{B}_N^{(n)}$ están relacionados (ver sección 5.3) con los coeficientes usuales de los factores de forma de Sudakov, y las dimensiones anómalas de los partones.

Partiendo de la ecuación 5.9, se puede determinar completamente la componente resumada $d\hat{\sigma}_F^{(\rm res.)}/dq_T^2$ de la distribución en q_T a partir de las funciones $\mathcal{H}_N^F$ y $\mathcal{G}_N$ de la ecuación 5.11. Estas funciones, a su vez, se calculan a través de los coeficientes perturbativos $\mathcal{H}_N^{F\,(n)}$ (ecuación 5.14), $A^{(n)}$ y $\widetilde{B}_N^{(n)}$ (ecuaciones 5.18–5.20), que pueden ser extraídos de los términos logarítmicos del desarrollo perturbativo de la distribución en q_T al orden n en $\alpha_{\rm S}$. Por

lo tanto, el cómputo a orden fijo de la distribución en q_T resulta suficiente para obtener toda la información necesaria para realizar la resumación al nivel de precisión logarítmica requerida.

De la ecuación 5.18 se desprende, también, que el exponente $\mathcal{G}_N$ del factor de forma independiente del proceso de la ecuación 5.11 presenta la estructura logarítmica de la ecuación 5.13. Para las funciones $g_N^{(n)}$, se utiliza el hecho de que dependen de los coeficientes de las ecuaciones 5.19 y 5.20. Partiendo de la representación integral de la ecuación 5.18, se puede obtener fácilmente las formas funcionales explícitas de las funciones $g_N^{(n)}$ (para valores arbitrarios de n) mediante el método descripto en el Apéndice C de la referencia [119]. A continuación se muestran las expresiones explícitas de las funciones a LL $g_N^{(1)}$ y NLL $g_N^{(2)}$:

$$g^{(1)}(\alpha_S L) = \frac{A^{(1)}}{\beta_0}\frac{\lambda + \ln(1-\lambda)}{\lambda} \quad , \tag{5.21}$$

$$\begin{aligned} g_N^{(2)}\left(\alpha_S L; \frac{M^2}{\mu_R^2}, \frac{M^2}{Q^2}\right) = {} & \frac{\overline{B}_N^{(1)}}{\beta_0}\ln(1-\lambda) - \frac{A^{(2)}}{\beta_0^2}\left(\frac{\lambda}{1-\lambda} + \ln(1-\lambda)\right) \\ & + \frac{A^{(1)}}{\beta_0}\left(\frac{\lambda}{1-\lambda} + \ln(1-\lambda)\right)\ln\frac{Q^2}{\mu_R^2} \\ & + \frac{A^{(1)}\beta_1}{\beta_0^3}\left(\frac{1}{2}\ln^2(1-\lambda) + \frac{\ln(1-\lambda)}{1-\lambda} + \frac{\lambda}{1-\lambda}\right) \quad , \end{aligned} \tag{5.22}$$

donde

$$\lambda = \frac{1}{\pi}\,\beta_0\,\alpha_S(\mu_R^2)\,L \quad , \tag{5.23}$$

$$\overline{B}_N^{(n)} = \widetilde{B}_N^{(n)} + A^{(n)}\ln\frac{M^2}{Q^2} \quad , \tag{5.24}$$

y β_n son los coeficientes de la función β de QCD:

$$\frac{d\ln\alpha_S(\mu^2)}{d\ln\mu^2} = \beta(\alpha_S(\mu^2)) = -\sum_{n=0}^{+\infty}\beta_n\left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^{n+1} \quad . \tag{5.25}$$

La expreción explícita de los coeficientes β_0 y β_1, que resultan necesarios al orden de interés, son:

$$\beta_0 = \frac{1}{12}\left(11C_A - 2n_f\right) \quad , \qquad \beta_1 = \frac{1}{24}\left(17C_A^2 - 5C_A n_f - 3C_F n_f\right) \quad . \tag{5.26}$$

5.3. Factor de Sudakov y coeficientes universales

El procedimiento de resumación en el espacio del parámetro de impacto fue formalizado por Collins, Soper y Sterman [93, 97] en términos de coeficientes perturbativos. Para un proceso genérico como el de la ecuación 5.1, la sección eficaz diferencial en momento transverso de la ecuación 5.2 puede escribirse como

$$\frac{d\sigma_F}{dq_T^2}(q_T, M, s) = \frac{M^2}{s} \int_0^\infty db\, \frac{b}{2}\, J_0(bq_T)\, W^F(b, M, s) + \dots \,, \tag{5.27}$$

donde los puntos suspensivos a la derecha refieren a los términos subdominantes para valores pequeños de q_T. Cabe notar que esta última ecuación se refiere a la sección eficaz hadrónica (no partónica), y por lo tanto la función del espacio b que contiene los términos logarítmicos dominantes, $W^F(b, M, s)$, depende de las PDFs de los hadrones iniciales.

La resumación a todo orden de los términos logaritmos del tipo $\ln(M^2b^2)$ en la región donde $Mb \gg 1$ se logra mostrando que los N momentos $W_N(b, M)$ de $W(b, M, s)$ con respecto a $z = M^2/s$ para un valor fijo de M se pueden reorganizar del siguiente modo [97, 98]:

$$\begin{aligned} W_N^F(b, M) = \sum_c \sigma^{(0)}_{c\bar{c},\,F}(\alpha_{\rm S}(M^2), M)\; H_c^F(\alpha_{\rm S}(M^2))\; S_c(M, b) \\ \times \sum_{a,b} C_{ca,\,N}(\alpha_{\rm S}(b_0^2/b^2))\; C_{\bar{c}b,\,N}(\alpha_{\rm S}(b_0^2/b^2))\; f_{a/h_1,\,N}(b_0^2/b^2)\; f_{b/h_2,\,N}(b_0^2/b^2) \;\;, \end{aligned} \tag{5.28}$$

donde $f_{a/h,\,N}(\mu^2)$ son los N momentos de las PDFs $f_{a/h}(z, \mu^2)$, y $\sigma^{(0)}_{c\bar{c},\,F}$ es la sección eficaz partónica al orden más bajo del proceso $c + \bar{c} \to F$. La función $S_c(M, b)$ es el factor de forma Sudakov del quark ($c = q, \bar{q}$) o del gluón ($c = g$), y tiene la siguiente expresión [3]:

$$S_c(M, b) = \exp\left\{ - \int_{b_0^2/b^2}^{M^2} \frac{dq^2}{q^2} \left[A_c(\alpha_{\rm S}(q^2))\; \ln\frac{M^2}{q^2} + B_c(\alpha_{\rm S}(q^2)) \right] \right\} \;\;. \tag{5.29}$$

Las funciones A, B, C y H^F de las ecuaciones 5.28 y 5.29 son, a su vez, series perturbativas

[3] En nuestro trabajo usaremos únicamente el caso $c = g$, pero incluimos también los coeficientes correspondientes a quarks por completitud.

en α_S:

$$A_c(\alpha_S) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^n A_c^{(n)} \ , \tag{5.30}$$

$$B_c(\alpha_S) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^n B_c^{(n)} \ , \tag{5.31}$$

$$C_{ab}(\alpha_S, z) = \delta_{ab}\,\delta(1-z) + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^n C_{ab}^{(n)}(z) \ , \tag{5.32}$$

$$H_c^F(\alpha_S) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^n H_c^{F\,(n)} \ . \tag{5.33}$$

Las funciones A_c, B_c and C_{ab} son universales, es decir, no dependen del proceso, mientras que H_c^F sí depende del proceso de *scattering* específico.

Las fórmulas de resumación 5.28 y 5.29 resultan invariantes ante las siguientes transformaciones del esquema de resumación [98]:

$$\begin{aligned} H_c^F(\alpha_S) &\to H_c^F(\alpha_S)\ [\,h(\alpha_S)\,]^{-1} \ , \\ B_c(\alpha_S) &\to B_c(\alpha_S) - \beta(\alpha_S)\,\frac{d\ln h(\alpha_S)}{d\ln\alpha_S} \ , \\ C_{ab}(\alpha_S, z) &\to C_{ab}(\alpha_S, z)\ [\,h(\alpha_S)\,]^{1/2} \ . \end{aligned} \tag{5.34}$$

Esta invariancia puede ser probada fácilmente utilizando la siguiente identidad del grupo de renormalización (ver ecuación 5.25):

$$h(\alpha_S(b_0^2/b^2)) = h(\alpha_S(M^2))\ \exp\left\{-\int_{b_0^2/b^2}^{M^2} \frac{dq^2}{q^2}\ \beta(\alpha_S(q^2))\ \frac{d\ln h(\alpha_S(q^2))}{d\ln\alpha_S(q^2)}\right\} \ , \tag{5.35}$$

que es válida para cualquier función perturbativa $h(\alpha_S)$.

Para una discusión detallada sobre el origen físico de la invariancia del esquema de resumación de la ecuación 5.28 véase la referencia [98]. Esta invariancia implica que los factores H_c^F, S_c y C_{ab} no se pueden determinar orden a orden en teoría de pertubraciones, sino que para que se definan sin ambigüedades es necesario elegir un esquema de resumación. En nuestro caso, utilizamos el esquema *Drell Yan*, del que hablaremos en el capítulo siguiente.

Comparando la sección eficaz partónica y hadrónica de las ecuaciones 5.10 y 5.28, se puede ver que los factores resumados $\mathcal{W}_{ab}^F$ y $W^F(b, M)$ se encuentran relacionados de la

siguiente forma:

$$W_N^F(b,M) = \sum_{a,b} \mathcal{W}^F_{ab,\,N}(b,M;\alpha_{\rm S}(\mu_R^2),\mu_R^2,\mu_F^2)\; f_{a/h_1,\,N}(\mu_F^2)\; f_{b/h_2,\,N}(\mu_F^2) \quad . \tag{5.36}$$

Se puede entonces expresar la sección eficaz partónica resumada $\mathcal{W}^F_{ab}$ en términos de los coeficientes perturbativos de las ecuaciones 5.30–5.33, utilizando la ecuación 5.28 y reemplazando las PDFs $f_{a/h,\,N}(b_0^2/b^2)$ por las mismas funciones evaluadas en la escala de factorización μ_F. Este reemplazo puede hacerse utilizando

$$f_{a/h,\,N}(\mu^2) = \sum_b \; U_{ab,\,N}(\mu^2,\mu_0^2)\; f_{b/h,\,N}(\mu_0^2) \quad , \tag{5.37}$$

donde el operador de evolución de QCD $U_{ab,\,N}(\mu^2,\mu_0^2)$ satisface las ecuaciones de evolución

$$\frac{d\,U_{ab,\,N}(\mu^2,\mu_0^2)}{d\ln\mu^2} = \sum_c \gamma_{ac,\,N}(\alpha_{\rm S}(\mu^2))\; U_{cb,\,N}(\mu^2,\mu_0^2) \quad , \tag{5.38}$$

y $\gamma_{ab,\,N}(\alpha_{\rm S})$ son las dimensiones anómalas o, más precisamente, los N momentos de las funciones de *splitting* de Altarelli y Parisi $P_{ab}(\alpha_{\rm S},z)$ [14]:

$$\gamma_{ab,\,N}(\alpha_{\rm S}) = \int_0^1 dz\; z^{N-1}\; P_{ab}(\alpha_{\rm S},z) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^n \gamma^{(n)}_{ab,\,N} \quad . \tag{5.39}$$

Finalmente, se obtiene [98]

$$\begin{aligned} \mathcal{W}^F_{ab,\,N}(b,M;\alpha_{\rm S}(\mu_R^2),\mu_R^2,\mu_F^2) \;=\; & \sum_c \sigma^{(0)}_{c\bar{c},\,F}(\alpha_{\rm S}(M^2),M)\; H_c^F(\alpha_{\rm S}(M^2))\; S_c(M,b) \\ & \times \sum_{a_1,\,b_1} C_{ca_1,\,N}(\alpha_{\rm S}(b_0^2/b^2))\; C_{\bar{c}b_1,\,N}(\alpha_{\rm S}(b_0^2/b^2)) \\ & \times \; U_{a_1a,\,N}(b_0^2/b^2,\mu_F^2)\; U_{b_1b,\,N}(b_0^2/b^2,\mu_F^2) \quad , \end{aligned} \tag{5.40}$$

que relaciona la sección eficaz partónica de la ecuación 5.10 con los coeficientes perturbativos de las ecuaciones 5.30–5.33 y las dimensiones anómalas de la ecuación 5.39.

Veamos ahora cómo la ecuación 5.40 se puede relacionar con la estructura exponencial de la ecuación 5.11 en el caso de considerar una única especie de partones.

La sección eficaz partónica de la ecuación 5.40 puede ser reescrita en la forma exponencial de las ecuaciones 5.11 y 5.18. Con este objetivo, se utiliza la identidad 5.35 con $h(\alpha_{\rm S}) = C_N(\alpha_{\rm S})$ para reescribir $C_N(\alpha_{\rm S}(b_0^2/b^2))$ de la ecuación 5.40 en términos de $C_N(\alpha_{\rm S}(M^2))$.

Luego, se inserta la solución de la ecuación de evolución 5.38 en la ecuación 5.40:

$$U_N(b_0^2/b^2, \mu_F^2) = \exp\left\{ -\int_{b_0^2/b^2}^{\mu_F^2} \frac{dq^2}{q^2}\, \gamma_N(\alpha_{\rm S}(q^2)) \right\} \ . \tag{5.41}$$

Finalmente, se obtiene la forma exponencial de la ecuación 5.18, donde la función perturbativa $A(\alpha_{\rm S})$ es precisamente la función perturbativa de la ecuación 5.30, y la función $\widetilde{B}_N(\alpha_{\rm S})$ se escribe en términos de las funciones perturbativas de las ecuaciones 5.25, 5.31, 5.32 y 5.39:

$$\widetilde{B}_N(\alpha_{\rm S}) = B(\alpha_{\rm S}) + 2\beta(\alpha_{\rm S})\, \frac{d\ln C_N(\alpha_{\rm S})}{d\ln \alpha_{\rm S}} + 2\gamma_N(\alpha_{\rm S}) \ . \tag{5.42}$$

La expresión de la función $\mathcal{H}_N^F$ de la ecuación 5.11 es entonces

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_N^F(M, \alpha_{\rm S}(\mu_R^2); M^2/\mu_R^2, M^2/\mu_F^2, M^2/Q^2) &= \sigma_F^{(0)}(\alpha_{\rm S}(M^2), M)\ H^F(\alpha_{\rm S}(M^2))\ C_N^2(\alpha_{\rm S}(M^2)) \\ &\times \exp\left\{ \int_{M^2}^{Q^2} \frac{dq^2}{q^2} \left[A(\alpha_{\rm S}(q^2))\ \ln\frac{M^2}{q^2} + \widetilde{B}_N(\alpha_{\rm S}(q^2)) \right] + \int_{\mu_F^2}^{M^2} \frac{dq^2}{q^2}\, 2\,\gamma_N(\alpha_{\rm S}(q^2)) \right\} \ . \end{aligned} \tag{5.43}$$

Cabe notar que, como se discutió en la sección 5.2, el factor de forma $\exp\{\mathcal{G}\}$ no depende de la escala de factorización μ_F, y por lo tanto tampoco lo hacen las funciones perturbativas $A(\alpha_{\rm S})$ y $\widetilde{B}_N(\alpha_{\rm S})$ de la ecuación 5.18. Por este motivo, estas funciones perturbativas son también independendientes del esquema de factorización utilizado para definir las PDFs. Además, como es sabido, las dimensiones anómalas $\gamma_{ab,\,N}(\alpha_{\rm S})$ sí dependen del esquema de factorización, por lo que la relación 5.42 implica que las funciones $B_c(\alpha_{\rm S})$ y $C_{ab}(\alpha_{\rm S})$ dependen del esquema de factorización de forma tal de que $\widetilde{B}_N(\alpha_{\rm S})$ resulte independiente de éste.

La ecuación 5.42 también implica que el factor de forma $\exp\{\mathcal{G}\}$ no depende del esquema de resumación utilizado para expresar los factores de las ecuaciones 5.28 y 5.29, contrario al caso del factor de forma Sudakov $S_c(M, b)$ de la ecuación 5.29, que sí depende del esquema de resumación.

A diferencia del factor de forma $\exp\{\mathcal{G}\}$, la función no logarítmica $\mathcal{H}_N^F$ de la ecuación 5.43 depende explícitamente de la escala de factorización, del esquema de factorización (por las funciones $C_{ab,\,N}(\alpha_{\rm S})$ y $\gamma_{ab,\,N}(\alpha_{\rm S})$), y del estado final del proceso F (por $\sigma_F^{(0)}$ y H^F).

Sin embargo, $\mathcal{H}_N^F$ no depende del esquema de resumación, ya que el factor $H^F(\alpha_S)C_N^2(\alpha_S)$ resulta invariante ante transformaciones de la ecuación 5.34.

Como dijimos, entonces, la función perturbativa $A_c(\alpha_S)$ de las ecuaciones 5.19 y 5.30 es universal, es decir, no depende ni del proceso ni de los equemas de resumación y factorización. Se conoce su expresión hasta orden $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$. A continuación se encuentran los coeficientes a orden LL $A_c^{(1)}$ y NLL $A_c^{(2)}$ [95, 120]:

$$A_c^{(1)} = C_c \ , \qquad A_c^{(2)} = \frac{1}{2}\, C_c \left[\left(\frac{67}{18} - \frac{\pi^2}{6} \right) C_A - \frac{5}{9} n_f \right] \ , \tag{5.44}$$

donde $C_c = C_F$ si $c = q, \bar{q}$ y $C_c = C_A$ si $c = g$.

El coeficiente a primer orden $\widetilde{B}_{c,\,N}^{(1)}$ de la función perturbativa universal $\widetilde{B}_N(\alpha_S)$ de las ecuaciones 5.20 y 5.42 es

$$\widetilde{B}_{c,\,N}^{(1)} = B_c^{(1)} + 2\gamma_{cc,\,N}^{(1)} \ , \tag{5.45}$$

donde [95, 120]

$$B_q^{(1)} = B_{\bar{q}}^{(1)} = -\frac{3}{2}\, C_F \ , \qquad B_g^{(1)} = -\frac{1}{6}\,(11 C_A - 2 n_f) \ . \tag{5.46}$$

Cabe notar que, ya que las dimensiones anómalas a LO $\gamma_{cc,\,N}^{(1)}$ son universales, los coeficientes a NLL $B_c^{(1)}$ de la ecuación 5.46 resultan independientes de los esquemas de factorización y resumación.

Los coeficientes de primer orden $C_{qg}^{(1)}$ [121] y $C_{gq}^{(1)}$ [122] de la ecuación 5.32, no dependen del proceso ni del esquema de resumación. A continuación se encuentran sus expresiones en el esquema de factorización $\overline{\text{MS}}$:

$$C_{qg}^{(1)}(z) = C_{\bar{q}g}^{(1)}(z) = \frac{1}{2}\, z(1-z) \ , \qquad C_{gq}^{(1)}(z) = C_{g\bar{q}}^{(1)}(z) = \frac{1}{2}\, C_F\, z \ . \tag{5.47}$$

Tanto los coeficientes a primer orden de igual sabor $C_{qq}^{(1)}$ y $C_{gg}^{(1)}$, como los coeficientes $H_q^{F\,(1)}$ y $H_g^{F\,(1)}$, dependen del esquema de resumación. Esta dependencia se cancela en los coeficientes perturbativos de la función de *scattering* $\mathcal{H}_N^F$. Por ejemplo, al desarrollar la ecuación 5.43 en potencias de $\alpha_S(\mu_R^2)$, se obtiene la siguiente expresión para los coeficientes de primer orden de $\mathcal{H}_N^{F\,(1)}$ de la ecuación 5.14:

$$\mathcal{H}_N^{F\,(1)}(M^2/\mu_R^2, M^2/\mu_F^2, M^2/Q^2) = H^{F\,(1)} + 2C_N^{(1)} - p\beta_0 \ell_R + 2\gamma_N^{(1)} \ell_F - \left(\frac{1}{2} A^{(1)} \ell_Q + \widetilde{B}_N^{(1)} \right) \ell_Q \ , \tag{5.48}$$

donde se definió

$$\ell_R = \ln \frac{M^2}{\mu_R^2} \quad , \quad \ell_F = \ln \frac{M^2}{\mu_F^2} \quad , \quad \ell_Q = \ln \frac{M^2}{Q^2} \quad . \tag{5.49}$$

El coeficiente $\mathcal{H}_N^{F\,(1)}$ depende del proceso, y se conoce explícitamente para muchos procesos (ver referencia [102] y sus referencias). En el próximo capítulo presentaremos el cálculo del coeficiente $\mathcal{H}_N^{F\,(1)}$ correspondiente al proceso de interferencia entre señal y background de un bosón de Higgs decayendo a dos fotones.

5.4. Componente finita

Pasamos ahora a analizar la componente finita de la sección eficaz en momento transverso $d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{fin.})}/dq_T^2$. Ésta se calcula a un orden fijo en α_{S} de acuerdo a la ecuación 5.6. Para implementar esta ecuación, debemos sustraer $\left[d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{res.})}\right]_{\mathrm{f.o.}}$ de $\left[d\hat{\sigma}_{F\,ab}\right]_{\mathrm{f.o.}}$.

Como se discutió en las secciones 5.1 y 5.2, la componente finita $d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{fin.})}/dq_T^2$ no presenta contribuciones perturbativas proporcionales a $\delta(q_T^2)$, ya que esas contribuciones, al igual que los términos logarítmicamente aumentados para valores pequeños de q_T, se encuentran incluidos en $d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{res.})}/dq_T^2$. Por lo tanto, al calcular $\left[d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{fin.})}\right]_{\mathrm{f.o.}}$, siguiendo el procedimiento de sustracción de la ecuación 5.6, podemos descartar de forma consistente todos los términos que sean proporcionales a $\delta(q_T^2)$, tanto en $\left[d\hat{\sigma}_{F\,ab}\right]_{\mathrm{f.o.}}$, como en $\left[d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{res.})}\right]_{\mathrm{f.o.}}$. Esto resulta equivalente a evaluar ambas cantidades, $\left[d\hat{\sigma}_{F\,ab}\right]_{\mathrm{f.o.}}$ y $\left[d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{res.})}\right]_{\mathrm{f.o.}}$, en la región de q_T grande o , más precisamente, en la región donde $q_T \neq 0$. Los desarrollos de $\left[d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{fin.})}\right]_{\mathrm{f.o.}}$ a primer y segundo orden perturbativo se pueden escribir entonces como

$$\left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{fin.})}}{dq_T^2}\right]_{\mathrm{LO}} = \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}}{dq_T^2}\right]_{\mathrm{LO}} - \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{res.})}}{dq_T^2}\right]_{\mathrm{LO}} , \tag{5.50}$$

$$\left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{fin.})}}{dq_T^2}\right]_{\mathrm{NLO}} = \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}}{dq_T^2}\right]_{\mathrm{NLO}} - \left[\frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}^{(\mathrm{res.})}}{dq_T^2}\right]_{\mathrm{NLO}} , \tag{5.51}$$

donde los subíndices LO y NLO denotan el orden al que la serie perturbativa se ha truncado en la región donde $q_T \neq 0$. Análogamente, se puede extender este procedimiento a órdenes perturbativos más altos.

Las contribuciones $\left[d\hat{\sigma}_{F\,ab}\right]_{\mathrm{f.o.}}$ del lado derecho de las ecuaciones 5.50 y 5.51 pueden obtenerse mediante el cálculo perturbativo tradicional de la sección eficaz a un cierto orden

fijo (f.o. = LO, NLO, ...) en $\alpha_{\rm S}$. El truncamiento a orden fijo de la componente resumada $\left[d\hat{\sigma}^{(\rm res.)}_{F\,ab}\right]_{\rm f.o.}$ se obtiene realizando un desarrollo perturbativo de $d\hat{\sigma}^{(\rm res.)}_{ab}$ (ver ecuación 5.10). Con este objetivo, se definen los coeficientes perturbativos $\widetilde{\Sigma}^{(n)}$ de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}\mathcal{W}^{F}_{ab}(b,M,\hat{s};\alpha_{\rm S},\mu_R^2,\mu_F^2,Q^2) = &\sum_c \sigma^{(0)}_{c\bar{c},\,F}(\alpha_{\rm S},M)\Big\{\delta_{ca}\;\delta_{\bar{c}b}\;\delta(1-z)\\ &+\;\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^n\left[\widetilde{\Sigma}^{F\,(n)}_{c\bar{c}\leftarrow ab}\left(z,\widetilde{L};\frac{M^2}{\mu_R^2},\frac{M^2}{\mu_F^2},\frac{M^2}{Q^2}\right)\right.\\ &\left.+\;\mathcal{H}^{F\,(n)}_{c\bar{c}\leftarrow ab}\left(z;\frac{M^2}{\mu_R^2},\frac{M^2}{\mu_F^2},\frac{M^2}{Q^2}\right)\right]\Big\}\,,\end{aligned} \tag{5.52}$$

donde $z = M^2/\hat{s}$, $\alpha_{\rm S} = \alpha_{\rm S}(\mu_R^2)$, $\sigma^{(0)}_{c\bar{c},\,F}(\alpha_{\rm S},M) = \alpha_{\rm S}^{p_{cF}}\,\sigma^{(\rm LO)}_{c\bar{c},\,F}(M)$ y la potencia p_{cF} depende del proceso partónico a orden más bajo $c+\bar{c}\to F$. Además, $\mathcal{W}^F_{ab}$ es la sección eficaz resumada del lado derecho de la ecuación 5.10. Cabe notar que la ecuación 5.52 depende de la escala de resumación Q^2, una dependencia que se introdujo en las ecuaciones 5.10 y 5.11 vía el reemplazo de la ecuación 5.15. Los coeficientes perturbativos $\widetilde{\Sigma}^{(n)}$ son polinomios de grado $2n$ en la variable logarítmica $\widetilde{L}$ definida en la ecuación 5.16. Estos coeficientes $\widetilde{\Sigma}^{(n)}$ se anulan por definición cuando $\widetilde{L}=0$ (es decir, cuando $b=0$), y la parte de $\mathcal{W}^F_{ab,\,N}(b,M)$ que no depende de b se encuentra en los coeficientes $\mathcal{H}^{(n)}$.

El desarrollo perturbativo de la ecuación 5.11 o, más precisamente, de la ecuación 5.40, nos da la siguiente relación

$$\widetilde{\Sigma}^{F\,(1)}_{c\bar{c}\leftarrow ab}(z,\widetilde{L}) = \Sigma^{F\,(1;2)}_{c\bar{c}\leftarrow ab}(z)\;\widetilde{L}^2 + \Sigma^{F\,(1;1)}_{c\bar{c}\leftarrow ab}(z)\;\widetilde{L}\;, \tag{5.53}$$

donde se sobreentiende la dependencia en los cocientes de escalas M^2/μ_R^2, M^2/μ_F^2 y M^2/Q^2. Incluimos únicamente la relación correspondiente al primer orden, pero la extensión a órdenes más altos es inmediata. Los coeficientes independientes de b, $\Sigma^{F\,(1;k)}(z)$ y $\mathcal{H}^{F\,(1)}(z)$, se presentan más fácilmente si se consideran sus N momentos respecto a la variable z. Se tiene entonces

$$\Sigma^{F\,(1;2)}_{c\bar{c}\leftarrow ab,\,N} = -\,\frac{1}{2}A^{(1)}_c\;\delta_{ca}\delta_{\bar{c}b}\;, \tag{5.54}$$

$$\Sigma^{F\,(1;1)}_{c\bar{c}\leftarrow ab,\,N}(M^2/Q^2) = -\left[\delta_{ca}\delta_{\bar{c}b}\;\left(B^{(1)}_c + A^{(1)}_c\,\ell_Q\right) + \delta_{ca}\gamma^{(1)}_{\bar{c}b,\,N} + \delta_{\bar{c}b}\gamma^{(1)}_{ca,\,N}\right]\;, \tag{5.55}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{H}^{F\,(1)}_{c\bar{c}\leftarrow ab,\,N}\left(\frac{M^2}{\mu_R^2},\frac{M^2}{\mu_F^2},\frac{M^2}{Q^2}\right) &= \delta_{ca}\delta_{\bar{c}b}\left[H^{F\,(1)}_c - \left(B^{(1)}_c + \frac{1}{2}A^{(1)}_c\ell_Q\right)\ell_Q - p_{cF}\beta_0\ell_R\right]\\ &+\;\delta_{ca}C^{(1)}_{\bar{c}b,\,N} + \delta_{\bar{c}b}C^{(1)}_{ca,\,N} + \left(\delta_{ca}\gamma^{(1)}_{\bar{c}b,\,N} + \delta_{\bar{c}b}\gamma^{(1)}_{ca,\,N}\right)(\ell_F-\ell_Q)\;.\end{aligned} \tag{5.56}$$

El lado derecho de las ecuaciones 5.54–5.56 se expresa en términos de los coeficientes dados en la sección 5.3 que son independientes del esquema de resumación, y de los logaritmos ℓ_Q, ℓ_F y ℓ_R definidos en la ecuación 5.49.

Si se insertan las ecuaciones 5.52 y 5.53 en la ecuación 5.10, se lleva a cabo la integral sobre el parámetro de impacto b, y se descartan los términos proporcionales a $\delta(q_T^2)$ (por ejemplo, todas las contribuciones que provienen de $\mathcal{H}^{F\,(n)}_{c\bar{c}\leftarrow ab}$ en la ecuación 5.52), se obtiene la siguiente expresión para la contribución a orden fijo $\left[d\hat{\sigma}^{(\text{res.})}_{F\,ab}\right]_{\text{LO}}$ de la ecuación 5.50:

$$\left[\ \frac{d\hat{\sigma}^{(\text{res.})}_{F\,ab}}{dq_T^2}(q_T, M, \hat{s} = \frac{M^2}{z}; \alpha_{\text{S}}(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2, Q^2)\ \right]_{\text{LO}} = \frac{\alpha_{\text{S}}(\mu_R^2)}{\pi}\ \frac{z}{Q^2}\ \sum_c \sigma^{(0)}_{c\bar{c},\,F}(\alpha_{\text{S}}(\mu_R^2), M)$$
$$\times \left[\Sigma^{F\,(1;2)}_{c\bar{c}\leftarrow ab}(z)\ \widetilde{I}_2(q_T/Q) + \Sigma^{F\,(1;1)}_{c\bar{c}\leftarrow ab}\left(z; \frac{M^2}{Q^2}\right)\ \widetilde{I}_1(q_T/Q)\right]\ . \tag{5.57}$$

Del lado derecho de la ecuación 5.57, la dependencia en q_T se incluye en las funciones $\widetilde{I}_n(q_T/Q)$, que se obtienen a través de la siguiente transformación de Bessel:

$$\widetilde{I}_n(q_T/Q) = Q^2 \int_0^\infty db\ \frac{b}{2}\ J_0(bq_T)\ \ln^n\left(\frac{Q^2b^2}{b_0^2} + 1\right)\ . \tag{5.58}$$

Finalmente, se incluyen algunas observaciones sobre la función de *scattering* $\mathcal{H}^F_{c\bar{c}\leftarrow ab}$. Como dijimos previamente, esta función es independiente del esquema de resumación, pero sí depende del proceso específico $c + \bar{c} \to F$ que se considere. Los coeficientes $\mathcal{H}^{F\,(n)}_{c\bar{c}\leftarrow ab}$ de su desarrollo perturbativo, pueden determinarse mediante un cálculo perturbativo tradicional de la distribución en q_T en el límite $q_T \to 0$. Además, como se discutió en la sección 5.2, dentro del formalismo de resumación, $\mathcal{H}^F$ controla la normalización de la sección eficaz total. Esta propiedad se puede aprovechar para determinar los coeficientes $\mathcal{H}^{F\,(n)}_{c\bar{c}\leftarrow ab}$ a partir del cálculo perturbativo de la sección eficaz total. Para ver esto específicamente, consideramos la sección eficaz total a nivel partónico,

$$\hat{\sigma}^{\text{tot}}_{F\,ab}(M, \hat{s}; \alpha_{\text{S}}(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2) = \int_0^\infty dq_T^2\ \frac{d\hat{\sigma}_{F\,ab}}{dq_T^2}(q_T, M, \hat{s}; \alpha_{\text{S}}(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2)\ , \tag{5.59}$$

y evaluamos el espectro de q_T siguiendo la descomposición en la componente resumada y la componente finita (ver ecuación 5.3). Luego, utilizamos la ecuación 5.17 para integrar la componente resumada en q_T, y se obtiene

$$\hat{\sigma}^{\text{tot}}_{F\,ab} = \frac{M^2}{\hat{s}}\ \mathcal{H}^F_{ab} + \int_0^\infty dq_T^2\ \frac{d\hat{\sigma}^{(\text{fin.})}_{F\,ab}}{dq_T^2}\ . \tag{5.60}$$

Esta expresión es válida orden a orden en teoría de perturbaciones de QCD. Una vez que se conocen los coeficientes perturbativos de los desarrollos a orden fijo de $\hat{\sigma}^{\rm tot}_{F\,ab}$, $\mathcal{H}^{F}_{ab}$ y $d\hat{\sigma}^{\rm (fin.)}_{F\,ab}/dq_T^2$, la ecuación 5.60 puede considerarse como una identidad, pudiendo ser verificada explícitamente. Sin embargo, cabe notar que, ya que el término truncado a orden fijo $\left[d\hat{\sigma}^{\rm (fin.)}_{F\,ab}/dq_T^2\right]_{\rm f.o.}$ no incluye contribuciones que sean proporcionales a $\delta(q_T^2)$, $\left[d\hat{\sigma}^{\rm (fin.)}_{F\,ab}/dq_T^2\right]_{\rm LO}$ no depende explícitamente del coeficiente $\mathcal{H}^{F\,(1)}_{ab}$ (ver ecuaciones 5.50 y 5.57). Por lo tanto, la ecuación 5.60 puede ser utilizada para determinar el coeficiente $\mathcal{H}^{F\,(n)}_{ab}$ a N$^{\rm n}$LO, a partir de $\hat{\sigma}^{\rm tot}_{F\,ab}$ a N$^{\rm n}$LO, y de $d\hat{\sigma}^{\rm (fin.)}_{F\,ab}/dq_T^2$ a N$^{\rm n-1}$LO, sin necesidad de calcular explícitamente el comportamiento del espectro $d\hat{\sigma}_{F\,ab}/dq_T^2$ a N$^{\rm n}$LO para valores pequeños de q_T. Por ejemplo, a NLO la ecuación 5.60 nos da

$$\begin{aligned}\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\,\frac{M^2}{\hat{s}}\sum_c \sigma^{(0)}_{c\bar{c},\,F}(\alpha_{\rm S},M)\;\mathcal{H}^{F\,(1)}_{c\bar{c}\leftarrow ab}\!\left(\frac{M^2}{\hat{s}};\frac{M^2}{\mu_R^2},\frac{M^2}{\mu_F^2},\frac{M^2}{Q^2}\right) &= \left[\hat{\sigma}^{\rm tot}_{F\,ab}(M,\hat{s};\alpha_{\rm S},\mu_R^2,\mu_F^2)\right]_{\rm NLO} \\ &- \left[\hat{\sigma}^{\rm tot}_{F\,ab}(M,\hat{s};\alpha_{\rm S})\right]_{\rm LO} - \int_0^\infty dq_T^2\left[\frac{d\hat{\sigma}^{\rm (fin.)}_{F\,ab}}{dq_T^2}(q_T,M,\hat{s};\alpha_{\rm S},\mu_R^2,\mu_F^2,Q^2)\right]_{\rm LO},\end{aligned} \tag{5.61}$$

donde $\alpha_{\rm S}=\alpha_{\rm S}(\mu_R^2)$ y se usó que

$$\left[\hat{\sigma}^{\rm tot}_{F\,ab}(M,\hat{s};\alpha_{\rm S})\right]_{\rm LO} = \delta(1-M^2/\hat{s})\;\sum_c \sigma^{(0)}_{c\bar{c},\,F}(\alpha_{\rm S},M)\;\delta_{ca}\;\delta_{\bar{c}b}\;\;. \tag{5.62}$$

Si bien no se usará en esta tesis, incluimos que este procedimiento se puede generalizar para órdenes más altos, obteniendo

$$\begin{aligned}\left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^n\,\frac{M^2}{\hat{s}}\sum_c \sigma^{(0)}_{c\bar{c},\,F}(\alpha_{\rm S},M)\;\mathcal{H}^{F\,(n)}_{c\bar{c}\leftarrow ab} &= \left\{\left[\hat{\sigma}^{\rm tot}_{F\,ab}\right]_{\rm N^nLO} - \left[\hat{\sigma}^{\rm tot}_{F\,ab}\right]_{\rm N^{n-1}LO}\right\} \\ &- \int_0^\infty dq_T^2\left\{\left[\frac{d\hat{\sigma}^{\rm (fin.)}_{F\,ab}}{dq_T^2}\right]_{\rm N^{n-1}LO} - \left[\frac{d\hat{\sigma}^{\rm (fin.)}_{F\,ab}}{dq_T^2}\right]_{\rm N^{n-2}LO}\right\}.\end{aligned} \tag{5.63}$$

En el próximo capítulo vamos a utilizar la ecuación 5.61 para obtener el valor del coeficiente perturbativo $\mathcal{H}^{(1)}$ correspondiente a la interferencia entre señal y background de un bosón de Higgs decayendo a dos fotones.

Capítulo 6

Cálculo de la interferencia entre señal y background de $H \to \gamma\gamma$ a NLL+NLO

Habiendo estudiado el formalismo de resumación en momento transverso, procedemos en este capítulo a aplicarlo sobre las contribuciones a la sección eficaz del proceso $pp \to \gamma\gamma$ provenientes de la interferencia entre la señal correspondiente al bosón de Higgs y el background continuo de QCD.

En primer lugar describiremos el procedimiento para la extracción del coeficiente H_c^F a partir de las correcciones virtuales de un determinado proceso. Luego, presentaremos todas las expresiones necesarias para obtenerlo en el caso particular de nuestro interés, la interferencia entre señal y background a NLL.

Por otra parte, además de incluir la componente resumada a NLL, es necesario también completar el orden fijo correspondiente a NLO. Para esto, debemos incluir en el cálculo las correcciones reales de la interferencia, que también detallamos en este capítulo.

Finalmente, presentamos predicciones numéricas para el LHC, mostrando en particular el efecto de los resultados que hemos obtenido en la distribución de impulso transverso del bosón de Higgs, y la dependencia del corrimiento del pico de masa invariante descrito en capítulos anteriores, también en función de dicho impulso transverso.

6.1. Cálculo de $H_{int}^{(1)}$

En el capítulo anterior discutimos la descomposición de la sección eficaz en una componente resumada y una finita, donde la primera incluye aquellas contribuciones que a orden fijo presentan divergencias para valores pequeños de q_T. A continuación vamos a estudiar, dentro de la componente resumada, las contribuciones provenientes de la función *hard* H_c^F, viendo cómo extraerla a partir de las correcciones virtuales del proceso correspondiente. Para esto, resulta conveniente reescribir algunas de las expresiones del capítulo anterior, en particular las ecuaciones 5.27 y 5.28, de la siguiente manera [97, 98, 123]:

$$\frac{d\sigma_F^{(\mathrm{sing})}(p_1,p_2;\mathbf{q_T},M,y,\mathbf{\Omega})}{d^2\mathbf{q_T}\,dM^2\,dy\,d\mathbf{\Omega}} = \frac{M^2}{s}\sum_{c=q,\bar{q},g}\left[d\sigma_{c\bar{c},F}^{(0)}\right]\int\frac{d^2\mathbf{b}}{(2\pi)^2}\;e^{i\mathbf{b}\cdot\mathbf{q_T}}\;S_c(M,b) \tag{6.1}$$
$$\times\sum_{a_1,a_2}\int_{x_1}^1\frac{dz_1}{z_1}\int_{x_2}^1\frac{dz_2}{z_2}\;\left[H^F C_1 C_2\right]_{c\bar{c};a_1a_2}\;f_{a_1/h_1}(x_1/z_1,b_0^2/b^2)\;f_{a_2/h_2}(x_2/z_2,b_0^2/b^2)\;\;,$$

donde $b_0 = 2e^{-\gamma_E}$ ($\gamma_E = 0{,}5772\ldots$ es el número de Euler) es un coeficiente numérico, y las variables cinemáticas x_1 y x_2 son

$$x_1 = \frac{M}{\sqrt{s}}\,e^{+y}\;\;,\qquad x_2 = \frac{M}{\sqrt{s}}\,e^{-y}\;\;. \tag{6.2}$$

La ecuación 6.1 incluye la transformada de Fourier respecto del parámetro de impacto b, y dos convoluciones sobre las fracciones de momento z_1 y z_2. Una vez más, $f_{a_i/h_i}(x,\mu^2)$ son las funciones de densidad de los partones que colisionan evaluadas en la escala $\mu = b_0/b$, y la función $S_c(M,b)$ es el factor de forma Sudakov de la ecuación 5.29. El factor que se denota como $\left[d\sigma_{c\bar{c},F}^{(0)}\right]$ representa la sección eficaz del subproceso partónico $c\bar{c}\to F$ al orden más bajo en α_S. Es claro que este último término depende del proceso que se considera, y el resto de la dependencia sobre el proceso particular de la ecuación 6.1 se concentra en el denominado factor *hard-colineal* $\left[H^F C_1 C_2\right]$. Este factor toma distintas formas dependiendo de si el proceso es iniciado por gluones o por la aniquilación de un par $q\bar{q}$. El proceso que nos interesa para el trabajo presentado en esta tesis, involucra únicamente gluones en el estado inicial. Por lo tanto nos vamos a concentrar en este caso. Cabe notar que este término presenta una estructura más compleja que el correspondiente a $q\bar{q}$. Esto se debe a que estos procesos presentan radiación de partículas colineales a los gluones incidentes, que conllevan

a correlaciones de espín y azimutales [123,124]. Explícitamente, el factor *hard-colineal* para gluones toma la siguiente forma [123]:

$$\begin{aligned}\left[H^F C_1 C_2\right]_{gg;a_1a_2} &= H^F_{g;\mu_1\,\nu_1,\mu_2\,\nu_2}(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}; \alpha_{\rm S}(M^2)) \\ &\times\; C^{\mu_1\,\nu_1}_{g\,a_1}(z_1; p_1, p_2, \mathbf{b}; \alpha_{\rm S}(b_0^2/b^2))\; C^{\mu_2\,\nu_2}_{g\,a_2}(z_2; p_1, p_2, \mathbf{b}; \alpha_{\rm S}(b_0^2/b^2)) \;\; . \end{aligned} \tag{6.3}$$

donde la función H_g^F se desarrolla perturbativamente:

$$\begin{aligned} H_g^{F\mu_1\nu_1,\mu_2\nu_2}(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}; \alpha_{\rm S}) =& H_g^{F(0)\mu_1\nu_1,\mu_2\nu_2}(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}) \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^n H_g^{F(n)\mu_1\nu_1,\mu_2\nu_2}(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}) \;\; , \end{aligned} \tag{6.4}$$

y presenta la siguiente normalización al orden más bajo:

$$H_g^{F(0)\mu_1\nu_1,\mu_2\nu_2}\; g_{\mu_1\nu_1}\; g_{\mu_2\nu_2} = 1 \;\; . \tag{6.5}$$

A diferencia del caso en que los partones iniciales son quarks, el caso de gluones presenta una estructura más compleja, donde la función *hard* H_g^F depende de índices de Lorentz (y, por lo tanto, de los espínes) $\{\mu_i\,\nu_i\}$ de los gluones incidentes con momentos x_ip_i $(i = 1, 2)$. Esta dependencia se encuentra correlacionada con las funciones partónicas $C^{\mu_i\,\nu_i}_{g a_i}$, que presentan la siguiente estructura tensorial [123]:

$$C^{\mu\nu}_{g\,a}(z; p_1, p_2, \mathbf{b}; \alpha_{\rm S}) = d^{\,\mu\nu}(p_1, p_2)\; C_{g\,a}(z; \alpha_{\rm S}) + D^{\,\mu\,\nu}(p_1, p_2; \mathbf{b})\; G_{g\,a}(z; \alpha_{\rm S}) \;\; , \tag{6.6}$$

donde

$$d^{\,\mu\nu}(p_1, p_2) = -\,g^{\mu\nu} + \frac{p_1^\mu p_2^\nu + p_2^\mu p_1^\nu}{p_1 \cdot p_2} \;\; , \tag{6.7}$$

$$D^{\,\mu\nu}(p_1, p_2; \mathbf{b}) = d^{\,\mu\nu}(p_1, p_2) - 2\,\frac{b^\mu\, b^\nu}{\mathbf{b^2}} \;\; , \tag{6.8}$$

y $b^\mu = (0, \mathbf{b}, 0)$ es el vector de bidimensional del parámetro de impacto en una notación de cuatro dimensiones ($b^\mu b_\mu = -\mathbf{b^2}$). La función $C_{g\,a}(z; \alpha_{\rm S})$ $(a = q, \bar{q}, g)$ de la ecuación 6.6 (la misma que ya habíamos definido en el capítulo anterior) también tiene una estructura perturbativa:

$$C_{g\,a}(z; \alpha_{\rm S}) = \delta_{g\,a}\;\, \delta(1-z) + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^n C^{(n)}_{g\,a}(z) \;\; . \tag{6.9}$$

La función G_{ga}, en cambio, comienza recién a orden $\mathcal{O}(\alpha_{\rm S})$,

$$G_{g\,a}(z; \alpha_{\rm S}) = \frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\; G^{(1)}_{g\,a}(z) \;+ \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{\alpha_{\rm S}}{\pi}\right)^n G^{(n)}_{g\,a}(z) \;\; . \tag{6.10}$$

Para los cálculos que se presentan en esta tesis, nos interesan únicamente observables que se encuentran promediados respecto del ángulo azimutal. En tal caso, se puede demostrar que la estructura del coeficiente *hard-colineal* promediado azimutalmente se reescribe de la siguiente forma [123]:

$$\begin{aligned}\left[H^F C_1 C_2\right]^{\phi}_{gg;a_1a_2} = {} & H_g^F(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}; \alpha_{\rm S}(M^2))\, C_{g\,a_1}(z_1; \alpha_{\rm S}(b_0^2/b^2))\; C_{g\,a_2}(z_2; \alpha_{\rm S}(b_0^2/b^2)) \\ & + H_G^F(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}; \alpha_{\rm S}(M^2))\, G_{g\,a_1}(z_1; \alpha_{\rm S}(b_0^2/b^2))\; G_{g\,a_2}(z_2; \alpha_{\rm S}(b_0^2/b^2))\,, \quad (6.11)\end{aligned}$$

donde el factor H_g^F se puede definir como:

$$H_g^F(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}; \alpha_{\rm S}) \equiv H^F_{\mu_1\,\nu_1,\mu_2\,\nu_2}(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}; \alpha_{\rm S})\; g^{\mu_1\,\nu_1}\; g^{\mu_2\,\nu_2} \quad . \qquad (6.12)$$

Análogamente, el factor de correlación H_G^F tiene la siguiente expresión:

$$H_G^F(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}; \alpha_{\rm S}) = H^F_{\mu_1\,\nu_1,\mu_2\,\nu_2}(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}; \alpha_{\rm S})\; d_{(4)}^{\mu_1\,\nu_1,\mu_2\,\nu_2}(p_1, p_2) \quad , \qquad (6.13)$$

donde el tensor de rango 4 $d_{(4)}^{\mu_1\,\nu_1,\mu_2\,\nu_2}$ está dado por

$$d_{(4)}^{\mu_1\,\nu_1,\mu_2\,\nu_2}(p_1, p_2) = \frac{1}{2}\left[\, d^{\,\mu_1\mu_2}\, d^{\,\nu_1\nu_2} + d^{\,\mu_1\nu_2}\, d^{\,\mu_2\nu_1} - d^{\,\mu_1\nu_1}\, d^{\,\mu_2\nu_2}\right], \qquad (6.14)$$

donde $d^{\mu\nu} = d^{\mu\nu}(p_1, p_2)$ (ver ecuación 6.7). Cabe notar, sin embargo, que en nuestro caso en particular sólo debemos considerar la primer línea de la ecuación 6.11, ya que para los observables promediados azimutalmente las contribuciones proporcionales al factor H_G^F no se encuentran presentes a NLO. Nos alcanza entonces con calcular únicamente el factor H_g^F para la interferencia entre señal y *background*. A continuación procedemos a detallar este procedimiento.

Considerando una vez más el proceso partónico $c(\hat{p}_1) + \bar{c}(\hat{p}_2) \to F(\{q_i\})$, el elemento de matriz renormalizado a todo orden se denota $\mathcal{M}_{c\bar{c}\to F}(\hat{p}_1, \hat{p}_2; \{q_i\})$, y presenta el siguiente desarrollo perturbativo:

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{c\bar{c}\to F}(\hat{p}_1, \hat{p}_2; \{q_i\}) = {} & \left(\alpha_{\rm S}(\mu_R^2)\, \mu_R^{2\epsilon}\right)^k \left[\mathcal{M}^{(0)}_{c\bar{c}\to F}(\hat{p}_1, \hat{p}_2; \{q_i\}) + \left(\frac{\alpha_{\rm S}(\mu_R^2)}{2\pi}\right)^1 \mathcal{M}^{(1)}_{c\bar{c}\to F}(\hat{p}_1, \hat{p}_2; \{q_i\}; \mu_R)\right. \\ & \left. + \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{\alpha_{\rm S}(\mu_R^2)}{2\pi}\right)^n \mathcal{M}^{(n)}_{c\bar{c}\to F}(\hat{p}_1, \hat{p}_2; \{q_i\}; \mu_R)\right], \qquad (6.15)\end{aligned}$$

donde la potencia global de α_S, k, varía dependiendo del proceso en particular que se considere. Por ejemplo, para la producción de un bosón de Higgs vía un loop de un quark pesado $gg \to H$, $k = 1$.

Cabe aclarar que el orden más bajo del desarrollo perturbativo, $\mathcal{M}^{(0)}_{c\bar{c}\to F}$, no se refiere necesariamente a una amplitud de orden árbol. De hecho, tanto en la producción de Higgs $gg \to H$, como en la producción de dos fotones $gg \to \gamma\gamma$, esta amplitud incluye un loop.

Los términos perturbativos $\mathcal{M}^{(l)}_{c\bar{c}\to F}$ $(l = 1, 2, \dots)$ no presentan divergencias UV, pero sí dependen de ϵ, por lo que son divergentes cuando $\epsilon \to 0$. Explícitamente, presentan divergencias IR,

$$\mathcal{M}^{(l)}_{c\bar{c}\to F} \sim \left(\frac{1}{\epsilon}\right)^{2l} + \dots , \tag{6.16}$$

donde los puntos suspensivos se refieren a polos en ϵ de ordenes más bajos. Las divergencias IR de las amplitudes de *scattering* tienen una estructura universal [125], que se conoce explícitamente a un loop [125, 126] para el tipo de procesos que estamos considerando en esta tesis.

El coeficiente $H^{F\,(1)}$ a NLO está relacionado explícitamente con la amplitud a LO $\mathcal{M}^{(0)}_{c\bar{c}\to F}$ y con la parte finita IR de la amplitud a NLO $\mathcal{M}^{(1)}_{c\bar{c}\to F}$, independientemente del proceso que se considere [127]. Esta relación entre H^F_c y $\mathcal{M}_{c\bar{c}\to F}$ puede extenderse a NNLO, y a ordenes más altos. Para hacer esto, se define la amplitud *hard-virtual* $\widetilde{\mathcal{M}}_{c\bar{c}\to F}$, que se obtiene a partir de la amplitud $\mathcal{M}_{c\bar{c}\to F}$ de manera universal. Específicamente, esta última se obtiene quitándole las divergencias IR a $\mathcal{M}_{c\bar{c}\to F}$, así como también algunos términos finitos, que provienen de las contribuciones de emisiones reales a la sección eficaz.

Esta amplitud *hard-virtual* $\widetilde{\mathcal{M}}_{c\bar{c}\to F}$, también se desarrolla perturbativamente de manera análoga a la ecuación 6.15:

$$\begin{aligned}\widetilde{\mathcal{M}}_{c\bar{c}\to F}(\hat{p}_1, \hat{p}_2; \{q_i\}) = \left(\alpha_S(\mu_R^2)\,\mu_R^{2\epsilon}\right)^k \Bigg[\widetilde{\mathcal{M}}^{(0)}_{c\bar{c}\to F}(\hat{p}_1, \hat{p}_2; \{q_i\}) + \left(\frac{\alpha_S(\mu_R^2)}{2\pi}\right) \widetilde{\mathcal{M}}^{(1)}_{c\bar{c}\to F}(\hat{p}_1, \hat{p}_2; \{q_i\}; \mu_R) \\ + \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{\alpha_S(\mu_R^2)}{2\pi}\right)^n \widetilde{\mathcal{M}}^{(n)}_{c\bar{c}\to F}(\hat{p}_1, \hat{p}_2; \{q_i\}; \mu_R) \Bigg] .\end{aligned} \tag{6.17}$$

De ahora en más entonces vamos a trabajar con estas nuevas amplitudes. A LO, $\widetilde{\mathcal{M}}_{c\bar{c}\to F}$ y

$\mathcal{M}_{c\bar{c}\to F}$ coinciden, es decir

$$\widetilde{\mathcal{M}}^{(0)}_{c\bar{c}\to F} = \mathcal{M}^{(0)}_{c\bar{c}\to F}\,. \tag{6.18}$$

Para ordenes más altos, $\widetilde{\mathcal{M}}^{(l)}_{c\bar{c}\to F}$ se puede obtener a partir de $\mathcal{M}^{(n)}_{c\bar{c}\to F}$ para $n \leq l$. En nuestro caso necesitamos la amplitud a NLO, por lo que tenemos

$$\widetilde{\mathcal{M}}^{(1)}_{c\bar{c}\to F} = \mathcal{M}^{(1)}_{c\bar{c}\to F} - \tilde{I}^{(1)}_c(\epsilon, M^2/\mu_R^2)\ \mathcal{M}^{(0)}_{c\bar{c}\to F}\,, \tag{6.19}$$

donde el término perturbativo $\tilde{I}^{(1)}_c$ actúa como un operador de sustracción de las divergencias IR. Este operador es independiente del proceso, es decir no depende de F, sino que sólo depende de la masa invariante M del sistema F, del tipo de partones que colisionan c ($c = q, g$), y de ϵ. El operador $\tilde{I}^{(1)}_c$ incluye polos en ϵ que cancelan las divergencias IR de $\mathcal{M}^{(1)}_{c\bar{c}\to F}$, de forma tal de que la amplitud *hard-virtual* $\widetilde{\mathcal{M}}^{(1)}_{c\bar{c}\to F}$ sea finita cuando $\epsilon \to 0$. Explícitamente, podemos escribir:

$$\tilde{I}^{(1)}_c(\epsilon, M^2/\mu_R^2) = \tilde{I}^{(1)\,\mathrm{soft}}_c(\epsilon, M^2/\mu_R^2) + \tilde{I}^{(1)\,\mathrm{coll}}_c(\epsilon, M^2/\mu_R^2)\,, \tag{6.20}$$

con

$$\tilde{I}^{(1)\,\mathrm{soft}}_c(\epsilon, M^2/\mu_R^2) = -\frac{e^{\epsilon\gamma_E}}{\Gamma(1-\epsilon)}\left(\frac{1}{\epsilon^2} + i\pi\,\frac{1}{\epsilon} + \delta^{q_T}\right) C_c \left(\frac{M^2}{\mu_R^2}\right)^{-\epsilon}\,, \tag{6.21}$$

$$\tilde{I}^{(1)\,\mathrm{coll}}_c(\epsilon, M^2/\mu_R^2) = -\frac{1}{\epsilon}\,\gamma_c \left(\frac{M^2}{\mu_R^2}\right)^{-\epsilon}\,, \tag{6.22}$$

y

$$\gamma_q = \gamma_{\bar{q}} = \frac{3}{2}\,C_F\,, \qquad \gamma_g = \frac{11}{6}\,C_A - \frac{1}{3}\,N_f\,. \tag{6.23}$$

El coeficiente δ^{q_T} afecta únicamente a la parte finita IR del operador. Los resultados conocidos a NLO de los coeficientes $H^{F\,(1)}_c$ [127] se pueden recuperar fijando

$$\delta^{q_T} = 0\,. \tag{6.24}$$

Habiendo definido la amplitud modificada $\widetilde{\mathcal{M}}_{c\bar{c}\to F}$, podemos utilizarla para el cálculo del coeficiente de resumación H^F_c. Para procesos iniciados por fusión de gluones (ecuaciones 6.3 y 6.4), se puede escribir la siguiente relación:

$$\alpha_{\mathrm{S}}^{2k}(M^2)\, h_g^{F\,\mu_1\nu_1\mu_2\nu_2}(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}; \alpha_{\mathrm{S}}(M^2)) = \frac{\left[\widetilde{\mathcal{M}}^{\mu_1\mu_2}_{gg\to F}(x_1p_1, x_2p_2; \{q_i\})\right]^\dagger \widetilde{\mathcal{M}}^{\nu_1\nu_2}_{gg\to F}(x_1p_1, x_2p_2; \{q_i\})}{|\mathcal{M}^{(0)}_{gg\to F}(x_1p_1, x_2p_2; \{q_i\})|^2}\,, \tag{6.25}$$

donde $\mu_1\mu_2$ y $\nu_1\nu_2$ son los índices de Lorentz correspondientes a los gluones incidentes, es decir, $\widetilde{\mathcal{M}}^{\mu_1\mu_2}_{gg\to F}(x_1p_1, x_2p_2; \{q_i\})$ es la amplitud habiendo removido los tensores de polarización ϵ^μ de los gluones. El coeficiente $H_g^{F\mu_1\nu_1\mu_2\nu_2}$ (válido a todo orden) está dado por [123]

$$H_g^{F\mu_1\nu_1\mu_2\nu_2}(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}; \alpha_S) = d^{\mu_1}_{\ \mu_1'}\, d^{\nu_1}_{\ \nu_1'}\, d^{\mu_2}_{\ \mu_2'}\, d^{\nu_2}_{\ \nu_2'}\, h_g^{F\,\mu_1'\nu_1'\mu_2'\nu_2'}(x_1p_1, x_2p_2; \mathbf{\Omega}; \alpha_S)\,, \qquad (6.26)$$

donde $d^{\mu\nu} = d^{\mu\nu}(p_1, p_2)$ es el tensor de polarización de la ecuación 6.7, que proyecta sobre los índices de Lorentz del plano transverso. Podemos entonces reemplazarlo en la ecuación 6.12, y así obtener el factor H_g^F buscado. Finalmente, la contracción del coeficiente h_g^F con los tensores de polarización de la ecuación 6.26, y con las métricas de Lorentz de la ecuación 6.12, hace que el coeficiente H_g^F de esa misma ecuación sea proporcional al módulo cuadrado del elemento de matriz no polarizado.

A continuación procederemos a detallar las amplitudes de *scattering* necesarias de acuerdo a la ecuación 6.25, es decir $\widetilde{\mathcal{M}}^{(0)}$ y $\widetilde{\mathcal{M}}^{(1)}$ para el proceso de nuestro interés, la interferencia entre señal y background de un bosón de Higgs decayendo a dos fotones. Por lo que acabamos de mencionar, alcanza con presentar las amplitudes para cada helicidad relevante, para luego simplemente sumar las contribuciones de todas las polarizaciones relevantes.

6.1.1. Correcciones virtuales del background y la señal

Comenzamos con las correcciones virtuales del *background*, que se extrayeron de la referencia [49].

En primer lugar, presentamos las amplitudes correspondientes al LO. A continuación se pueden encontrar las amplitudes de helicidad para la producción de dos fotones mediante fusión de gluones via un loop, es decir para el proceso

$$g(-p_1, -\lambda_1) + g(-p_2, -\lambda_2) \to \gamma(p_3, \lambda_3) + \gamma(p_4, \lambda_4), \qquad (6.27)$$

utilizando la convención de que todos los momentos p_i y helicidades λ_i son salientes. Tenemos entonces:

$$\mathcal{M}^{1-\text{loop}}_{gg\to\gamma\gamma} = 4\alpha\alpha_S(\mu_R)\,\delta^{a_1a_2}\left(\sum_{j=1}^{N_f} Q_j^2\right) M^{(1)}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}\,, \qquad (6.28)$$

donde α es la constante de acoplamiento de QED, y $\alpha_{\rm S}(\mu_R)$ es la constante de acoplamiento de QCD en el esquema $\overline{\rm MS}$, evaluada en la escala de renormalización μ_R. Además, $a_{1,2}$ son los índices de color de los gluones, y Q_j las cargas de los quarks (en unidades de e), considerando cinco sabores livianos de quarks, es decir $N_f = 5$. Se tiene entonces que las amplitudes $M^{(1)}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}$ son [33]:

$$\begin{aligned}
M^{(1)}_{++++} &= 1\,, \\
M^{(1)}_{-+++} &= M^{(1)}_{+-++} = M^{(1)}_{++-+} = M^{(1)}_{+++-} = 1\,, \\
M^{(1)}_{--++} &= -\frac{1}{2}\frac{t^2+u^2}{s^2}\left[\ln^2\!\left(\frac{t}{u}\right)+\pi^2\right] - \frac{t-u}{s}\ln\!\left(\frac{t}{u}\right) - 1\,, \\
M^{(1)}_{-+-+} &= -\frac{1}{2}\frac{t^2+s^2}{u^2}\ln^2\!\left(-\frac{t}{s}\right) - \frac{t-s}{u}\ln\!\left(-\frac{t}{s}\right) - 1 - i\pi\left[\frac{t^2+s^2}{u^2}\ln\!\left(-\frac{t}{s}\right)+\frac{t-s}{u}\right], \\
M^{(1)}_{+--+} &= M^{(1)}_{-+-+}\big|_{t\leftrightarrow u}\,,
\end{aligned} \tag{6.29}$$

donde $s=(p_1+p_2)^2$, $t=(p_2+p_3)^2$, $u=(p_1+p_3)^2$. Las combinaciones de helicidad restantes puede obtenerse a partir de estas mediante paridad.

Son necesarias también las amplitudes de las correcciones a dos loops de QCD. Estas amplitudes regularizadas y renormalizadas se pueden escribir de la siguiente manera [33]

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}^{2-\text{loop}}_{gg\to\gamma\gamma} &= \frac{2\alpha\alpha_s^2(\mu_R)}{\pi}\delta^{a_1a_2}\left(\sum_{j=1}^{N_f}Q_j^2\right)\times\left\{\left[I^{(1)}(\epsilon)+b_0\left(\ln\!\left(\frac{\mu_R^2}{s}\right)+i\pi\right)\right]M^{(1)}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}\right. \\
&\qquad \left. + N F^{\rm L}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}(s,t) - \frac{1}{N}F^{\rm SL}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}(s,t)\right\},
\end{aligned} \tag{6.30}$$

donde el número de dimensiones es $D = 4-2\epsilon$, y todos los polos en ϵ se encuentran en

$$I^{(1)}(\epsilon) = -\frac{e^{-\epsilon\psi(1)}}{\Gamma(1-\epsilon)}\left[\frac{N}{\epsilon^2}+\frac{b_0}{\epsilon}\right]\left(\frac{\mu_R^2}{-s}\right)^{\epsilon}, \tag{6.31}$$

siendo

$$b_0 = \frac{11N-2N_f}{6}\,, \tag{6.32}$$

y el número de colores $N=3$. Las expresiones de las funciones $F^{\rm L}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}(s,t)$ y $F^{\rm SL}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}(s,t)$ de la ecuación 6.30 se extraen también de la referencia [33]:

$$F^{\rm L}_{++++} = \frac{1}{2}\,, \tag{6.33}$$

$$\begin{aligned}
F^{\rm L}_{-+++} &= \frac{1}{8}\left[\left(2+4\frac{x}{y^2}-5\frac{x^2}{y^2}\right)((X+i\pi)^2+\pi^2) - (1-xy)((X-Y)^2+\pi^2)\right. \\
&\qquad \left. + 2\left(\frac{9}{y}-10x\right)(X+i\pi)\right] + \Big\{t\leftrightarrow u\Big\}\,,
\end{aligned} \tag{6.34}$$

$$
\begin{aligned}
F^{\mathrm{L}}_{--++} &= -(x^2+y^2)\Big[4\mathrm{Li}_2 4(-x)+(Y-3X-2i\pi)\mathrm{Li}_2 3(-x)+((X+i\pi)^2+\pi^2)\mathrm{Li}_2 2(-x)\\
&\qquad +\frac{1}{48}(X+Y)^4+i\frac{\pi}{12}(X+Y)^3+i\frac{\pi^3}{2}X-\frac{\pi^2}{12}X^2-\frac{109}{720}\pi^4\Big]\\
&+\frac{1}{2}x(1-3y)\Big[\mathrm{Li}_2 3(-x/y)-(X-Y)\mathrm{Li}_2 2(-x/y)-\zeta_3+\frac{1}{2}Y((X-Y)^2+\pi^2)\Big]\\
&+\frac{1}{4}x^2\Big[(X-Y)^3+3(Y+i\pi)((X-Y)^2+\pi^2)\Big]\\
&+\frac{1}{8}\left(14(x-y)-\frac{8}{y}+\frac{9}{y^2}\right)((X+i\pi)^2+\pi^2)\\
&+\frac{1}{16}(38xy-13)((X-Y)^2+\pi^2)-\frac{\pi^2}{12}-\frac{9}{4}\left(\frac{1}{y}+2x\right)(X+i\pi)+\frac{1}{4}\\
&\qquad +\Big\{t\leftrightarrow u\Big\}, \qquad (6.35)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
F^{\mathrm{L}}_{-+-+} &= -2\frac{x^2+1}{y^2}\Big[\mathrm{Li}_2 4(-x)-\zeta_4-\frac{1}{2}(X+i\pi)(\mathrm{Li}_2 3(-x)-\zeta_3)-\frac{1}{48}X^4\\
&\qquad +\frac{\pi^2}{6}\left(\mathrm{Li}_2 2(-x)-\frac{\pi^2}{6}-\frac{1}{2}X^2\right)+\frac{1}{24}(X+i\pi)^2((X+i\pi)^2+\pi^2)\Big]\\
&+2\frac{3(1-x)^2-2}{y^2}\Big[\mathrm{Li}_2 4(-x)+\mathrm{Li}_2 4(-x/y)-\mathrm{Li}_2 4(-y)-(Y+i\pi)(\mathrm{Li}_2 3(-x)-\zeta_3)\\
&\qquad +\frac{\pi^2}{6}\left(\mathrm{Li}_2 2(-x)+\frac{1}{2}Y^2\right)-\frac{1}{6}XY^3+\frac{1}{24}Y^4-\frac{7}{360}\pi^4\Big]\\
&-\frac{2}{3}(8-x+30\frac{x}{y})\Big[\mathrm{Li}_2 3(-y)-\zeta_3-(Y+i\pi)\left(\mathrm{Li}_2 2(-y)-\frac{\pi^2}{6}\right)\\
&\qquad -\frac{1}{2}X((Y+i\pi)^2+\pi^2)\Big]\\
&+\frac{1}{6}\left(4y+27+\frac{42}{y}+\frac{4}{y^2}\right)\Big[\mathrm{Li}_2 3(-x)-\zeta_3-(X+i\pi)\left(\mathrm{Li}_2 2(-x)-\frac{\pi^2}{6}\right)\\
&\qquad +i\frac{\pi}{2}X^2-\pi^2X\Big]\\
&+\frac{1}{12}\left(3-\frac{2}{y}-12\frac{x}{y^2}\right)(X+i\pi)((X+i\pi)^2+\pi^2)\\
&-\frac{1}{3}y(X+i\pi)((Y+i\pi)^2+\pi^2)+2\left(1+\frac{2}{y}\right)\left(\zeta_3-\frac{\pi^2}{6}(Y+i\pi)\right)\\
&+\frac{1}{24}\left(y^2-24y+44-8\frac{x^3}{y}\right)((X-Y)^2+\pi^2)\\
&-\frac{1}{24}\left(15-14\frac{x}{y}-48\frac{x}{y^2}\right)((X+i\pi)^2+\pi^2)\\
&+\frac{1}{24}\left(8\frac{x}{y}+60-24\frac{y}{x}+27\frac{y^2}{x^2}\right)((Y+i\pi)^2+\pi^2)+\frac{4}{9}\pi^2\frac{x}{y}\\
&+\frac{1}{12}(2x^2-54x-27y^2)\left(\frac{1}{y}(X+i\pi)+\frac{1}{x}(Y+i\pi)\right), \qquad (6.36)
\end{aligned}
$$

$$F^{\rm L}_{++-+} = \frac{1}{8}\Bigg[\bigg(2+6\frac{x}{y^2}-3\frac{x^2}{y^2}\bigg)((X+i\pi)^2+\pi^2)-(x-y)^2((X-Y)^2+\pi^2) + 2\bigg(\frac{9}{y}-8x\bigg)(X+i\pi)\Bigg]+\Big\{t\leftrightarrow u\Big\}\,,$$

donde

$$x=\frac{t}{s}\,,\quad y=\frac{u}{s}\,,\quad X=\ln\bigg(-\frac{t}{s}\bigg)\,,\quad Y=\ln\bigg(-\frac{u}{s}\bigg)\,. \tag{6.37}$$

Cabe notar que, a diferencia de lo que ocurre en el caso de un loop, ahora la amplitud de helicidad $--++$ resulta distinta a la amplitud de helicidad $++-+$. Esto se debe a que en el caso de dos loops, el gluón externo puede acoplarse a un gluón interno mediante un acoplamiento no abeliano, mientras que con fotones esto no es posible.

Análogamente, se definen las expresiones correspondientes a $F^{\rm SL}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}(s,t)$:

$$F^{\rm SL}_{++++} = -\frac{3}{2}\,, \tag{6.38}$$

$$F^{\rm SL}_{-+++} = \frac{1}{8}\Bigg[\frac{x^2+1}{y^2}((X+i\pi)^2+\pi^2)+\frac{1}{2}(x^2+y^2)((X-Y)^2+\pi^2) - 4\bigg(\frac{1}{y}-x\bigg)(X+i\pi)\Bigg]+\Big\{t\leftrightarrow u\Big\}\,, \tag{6.39}$$

$$F^{\rm SL}_{++-+} = F^{\rm SL}_{+-++} = F^{\rm SL}_{+++-} = F^{\rm SL}_{-+++}\,, \tag{6.40}$$

$$\begin{aligned}F^{\rm SL}_{--++} = {}& -2x^2\Big[{\rm Li}_24(-x)+{\rm Li}_24(-y)-(X+i\pi)\Big({\rm Li}_23(-x)+{\rm Li}_23(-y)\Big) \\ & +\frac{1}{12}X^4-\frac{1}{3}X^3Y+\frac{\pi^2}{12}XY-\frac{4}{90}\pi^4+i\frac{\pi}{6}X\Big(X^2-3XY+\pi^2\Big)\Big] \\ & -(x-y)\Big({\rm Li}_24(-x/y)-\frac{\pi^2}{6}{\rm Li}_22(-x)\Big) \\ & -x\Big[2{\rm Li}_23(-x)-{\rm Li}_23(-x/y)-3\zeta_3-2(X+i\pi){\rm Li}_22(-x) \\ & \quad +(X-Y)({\rm Li}_22(-x/y)+X^2)+\frac{1}{12}(5(X-Y)+18i\pi)((X-Y)^2+\pi^2) \\ & \quad -\frac{2}{3}X(X^2+\pi^2)-i\pi(Y^2+\pi^2)\Big] \\ & +\frac{1-2x^2}{4y^2}((X+i\pi)^2+\pi^2)-\frac{1}{8}(2xy+3)((X-Y)^2+\pi^2)+\frac{\pi^2}{12} \\ & +\bigg(\frac{1}{2y}+x\bigg)(X+i\pi)-\frac{1}{4}+\Big\{t\leftrightarrow u\Big\}\,,\end{aligned} \tag{6.41}$$

$$F^{\rm SL}_{+--+}(s,t,u) \;=\; F^{\rm SL}_{-+-+}(s,u,t)\,. \tag{6.42}$$

$$\begin{aligned}
F^{\rm SL}_{-+-+} \;=\; & -2\frac{x^2+1}{y^2}\Big[\mathrm{Li}_2 4(-x/y)-\mathrm{Li}_2 4(-y)+\frac{1}{2}(X-2Y-i\pi)(\mathrm{Li}_2 3(-x)-\zeta_3)\\
& \qquad +\frac{1}{24}(X^4+2i\pi X^3-4XY^3+Y^4+2\pi^2Y^2)+\frac{7}{360}\pi^4\Big]\\
& -2\frac{x-1}{y}\Big[\mathrm{Li}_2 4(-x)-\zeta_4-\frac{1}{2}(X+i\pi)(\mathrm{Li}_2 3(-x)-\zeta_3)\\
& \qquad +\frac{\pi^2}{6}\Big(\mathrm{Li}_2 2(-x)-\frac{\pi^2}{6}-\frac{1}{2}X^2\Big)-\frac{1}{48}X^4\Big]\\
& +\left(2\frac{x}{y}-1\right)\Big[\mathrm{Li}_2 3(-x)-(X+i\pi)\mathrm{Li}_2 2(-x)+\zeta_3-\frac{1}{6}X^3-\frac{\pi^2}{3}(X+Y)\Big]\\
& +2\left(2\frac{x}{y}+1\right)\Big[\mathrm{Li}_2 3(-y)+(Y+i\pi)\mathrm{Li}_2 2(-x)-\zeta_3+\frac{1}{4}X(2Y^2+\pi^2)\\
& \qquad -\frac{1}{8}X^2(X+3i\pi)\Big]-\frac{1}{4}(2x^2-y^2)((X-Y)^2+\pi^2)\\
& -\frac{1}{4}\Big(3+2\frac{x}{y^2}\Big)((X+i\pi)^2+\pi^2)-\frac{2-y^2}{4x^2}((Y+i\pi)^2+\pi^2)+\frac{\pi^2}{6}\\
& +\frac{1}{2}(2x+y^2)\Big[\frac{1}{y}(X+i\pi)+\frac{1}{x}(Y+i\pi)\Big]-\frac{1}{2}\,,
\end{aligned} \tag{6.43}$$

Teniendo ya las expresiones necesarias para las amplitudes del *background* a NLO, procedemos a las correcciones virtuales de la señal. Para esto, utilizamos el hecho de que las amplitudes de la señal a NLO pueden calcularse muy fácilmente a partir de las amplitudes correspondientes a LO, que ya hemos presentado en la sección 3.1.1. Específicamente, siendo la amplitud para la producción de un bosón de Higgs vía fusión de gluones:

$$\mathcal{M}_{gg\to H}=\mathcal{M}^{(0)}_{gg\to H}+\left(\frac{\alpha_{\rm S}}{2\pi}\right)\mathcal{M}^{(1)}_{gg\to H}+\ldots, \tag{6.44}$$

tenemos que las correcciones virtuales a NLO son

$$\mathcal{M}^{(1)}_{gg\to H}=F_1\times\mathcal{M}^{(0)}_{gg\to H}, \tag{6.45}$$

con

$$F_1=-\frac{C_A}{\epsilon^2}-\frac{11/6C_A-N_f/3+iC_A\pi}{\epsilon}+\frac{7}{12}C_A\pi^2+c_H+\mathcal{O}(\epsilon), \tag{6.46}$$

donde en el límite $m_Q\to\infty$, la función c_H toma el siguiente valor:

$$c_H(m_Q)\longrightarrow\frac{5C_A-3C_F}{2}=\frac{11}{2}\,. \tag{6.47}$$

De este modo, completamos todos los ingredientes necesarios para la extracción del coeficiente $H_{\rm int}^{(1)}$, para poder así completar el cálculo de la interferencia entre señal y background a NLL.

6.2. Amplitudes reales

Como dijimos previamente, además de realizar el cálculo de la interferencia resumada a NLL, debemos contar con el orden fijo correspondiente a NLO. Por este motivo, en esta seccion incluimos las amplitudes necesarias para el cálculo de las correcciones reales de la interferencia, es decir, las contribuciones provenientes del proceso radiativo

$$g(-p_1,-\lambda_1)+g(-p_2,-\lambda_2)\to\gamma(p_3,\lambda_3)+\gamma(p_4,\lambda_4)+g(p_5,\lambda_5), \tag{6.48}$$

que comienza a orden α_s^3.

Las amplitudes a un loop del proceso con fotones pueden obtenerse a partir de las amplitudes de cinco gluones calculadas por Bern, Dixon y Kosower [128], en términos de las amplitudes parciales con descomposición de color. De este modo, podemos conseguir las amplitudes de nuestro interés cambiando factores de color, factores de normalización, y realizando ciertas permutaciones [129]. Veamos esto explícitamente.

Como nos va a interesar únicamente la parte de las amplitudes de cinco gluones que proviene del loop de quarks, vamos a mirar la parte proporcional a n_f, que puede descomponerse de la siguiente manera:

$$\mathcal{A}_{5\ [n_f]}^{1-\text{loop}}=g^5\sum_{\sigma\in S_5/Z_5}\text{Tr}\left[T^{a_{\sigma(1)}}T^{a_{\sigma(2)}}T^{a_{\sigma(3)}}T^{a_{\sigma(4)}}T^{a_{\sigma(5)}}\right]A_{5;1}^{[1/2]}(\sigma(1),\sigma(2),\sigma(3),\sigma(4),\sigma(5)), \tag{6.49}$$

donde S_5/Z_5 es el conjunto de las 24 permutaciones (no necesariamente cíclicas) de cinco elementos, y $A_{5;1}^{[1/2]}$ es la amplitud parcial. T^a son los generadores de SU(3) en la representación fundamental, normalizados de manera tal de que $\text{Tr}(T^aT^b)=\delta^{ab}$.

Las amplitudes de tres gluones y dos fotones presentan la misma descomposición de color, que puede obtenerse [130] a partir de la ecuación 6.49 reemplazando los generadores de SU(3) de los gluones, por los valores correspondientes de U(1) para cada fotón, y cambiando

la constante de acomplamiento de QCD g por la carga eléctrica del quark del loop, es decir,

$$\begin{aligned} T^{a_4} &\to \sqrt{2} \\ T^{a_5} &\to \sqrt{2} \\ g^5 &\to g^3 e_Q^2. \end{aligned} \tag{6.50}$$

Una vez que se realizan estos reemplazos, en los factores de color de los tres gluones se encuentran sólo dos estructuras de color distintas:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{3g2\gamma}^{1-\text{loop}}(1,2,3;4,5) &= g^3 \left(e_Q\sqrt{2}\right)^2 \\ &\times \left\{ \text{Tr}\left[T^{a_1}T^{a_2}T^{a_3}\right] A_5^{2\gamma}(1,2,3;4,5) + \text{Tr}\left[T^{a_3}T^{a_2}T^{a_1}\right] A_5^{2\gamma}(3,2,1;4,5) \right\}, \end{aligned} \tag{6.51}$$

donde $A_5^{2\gamma}(1,2,3;4,5)$ se obtiene a partir de las 12 permutaciones de $A_{5;1}^{[1/2]}$ con el orden cíclico correcto de $(1,2,3)$:

$$\begin{aligned} A_5^{2\gamma}(1,2,3;4,5) &= A_{5;1}^{[1/2]}(1,2,3,4,5) + A_{5;1}^{[1/2]}(1,2,3,5,4) + A_{5;1}^{[1/2]}(1,2,4,3,5) \\ &+ A_{5;1}^{[1/2]}(1,2,5,3,4) + A_{5;1}^{[1/2]}(1,2,4,5,3) + A_{5;1}^{[1/2]}(1,2,5,4,3) \\ &+ A_{5;1}^{[1/2]}(1,4,2,3,5) + A_{5;1}^{[1/2]}(1,4,2,5,3) + A_{5;1}^{[1/2]}(1,4,5,2,3) \\ &+ A_{5;1}^{[1/2]}(1,5,2,3,4) + A_{5;1}^{[1/2]}(1,5,2,4,3) + A_{5;1}^{[1/2]}(1,5,4,2,3). \end{aligned} \tag{6.52}$$

Además, mediante el teorema de Furry se tiene que

$$A_5^{2\gamma}(1,2,3;4,5) = -A_5^{2\gamma}(3,2,1;4,5). \tag{6.53}$$

Procedemos entonces a estudiar las amplitudes parciales $A_{5;1}^{[1/2]}$ para las cuatro estructuras de helicidad independientes $(+++++), (-++++), (--+++), (-+-++)$ [128], ya que las combinaciones restantes pueden obtenerse mediante permutaciones cíclicas y conjugación. Para poder presentar los resultados finales de las amplitudes de manera compacta, resulta conveniente definir las siguientes funciones,

$$
\begin{aligned}
\mathrm{L}_0(r) &= \frac{\ln(r)}{1-r}, \\
\mathrm{L}_1(r) &= \frac{\ln(r)+1-r}{(1-r)^2}, \\
\mathrm{L}_2(r) &= \frac{\ln(r)-(r-1/r)/2}{(1-r)^3}\,, \\
\mathrm{Ls}_1(r_1,r_2) &= \frac{1}{(1-r_1-r_2)^2}\left[\mathrm{Li}_2(1-r_1)+\mathrm{Li}_2(1-r_2)+\ln r_1\,\ln r_2-\frac{\pi^2}{6}\right. \\
&\quad \left.+(1-r_1-r_2)\left(\mathrm{L}_0(r_1)+\mathrm{L}_0(r_2)\right)\right]\,,
\end{aligned}
\tag{6.54}
$$

donde Li_2 es el dilogaritmo. Se define también un factor global c_Γ:

$$
c_\Gamma = \frac{(4\pi)^\epsilon}{16\pi^2}\frac{\Gamma(1+\epsilon)\Gamma^2(1-\epsilon)}{\Gamma(1-2\epsilon)}\,, \tag{6.55}
$$

y una función universal V^g:

$$
V^g = -\frac{1}{\epsilon^2}\sum_{j=1}^{5}\left(\frac{\mu^2}{-s_{j,j+1}}\right)^\epsilon + \sum_{j=1}^{5}\ln\left(\frac{-s_{j,j+1}}{-s_{j+1,j+2}}\right)\ln\left(\frac{-s_{j+2,j-2}}{-s_{j-2,j-1}}\right) + \frac{5}{6}\pi^2 - \frac{\delta_R}{3}\,. \tag{6.56}
$$

Además, para la configuración de helicidades $(1^-,2^-,3^+,4^+,5^+)$, se definen las siguientes funciones:

$$
\begin{aligned}
V^f &= -\frac{5}{2\epsilon}-\frac{1}{2}\left[\ln\left(\frac{\mu^2}{-s_{23}}\right)+\ln\left(\frac{\mu^2}{-s_{51}}\right)\right]-2, \qquad V^s = -\frac{1}{3}V^f+\frac{2}{9} \\
F^f &= -\frac{1}{2}\frac{\langle 1\,2\rangle^2\left(\langle 2\,3\rangle\,[3\,4]\,\langle 4\,1\rangle+\langle 2\,4\rangle\,[4\,5]\,\langle 5\,1\rangle\right)}{\langle 2\,3\rangle\,\langle 3\,4\rangle\,\langle 4\,5\rangle\,\langle 5\,1\rangle}\frac{\mathrm{L}_0\left(\frac{-s_{23}}{-s_{51}}\right)}{s_{51}} \\
F^s &= -\frac{1}{3}\frac{[3\,4]\,\langle 4\,1\rangle\,\langle 2\,4\rangle\,[4\,5]\left(\langle 2\,3\rangle\,[3\,4]\,\langle 4\,1\rangle+\langle 2\,4\rangle\,[4\,5]\,\langle 5\,1\rangle\right)}{\langle 3\,4\rangle\,\langle 4\,5\rangle}\frac{\mathrm{L}_2\left(\frac{-s_{23}}{-s_{51}}\right)}{s_{51}^3}-\frac{1}{3}F^f \\
&\quad -\frac{1}{3}\;\frac{\langle 3\,5\rangle\,[3\,5]^3}{[1\,2]\,[2\,3]\,\langle 3\,4\rangle\,\langle 4\,5\rangle\,[5\,1]}+\frac{1}{3}\frac{\langle 1\,2\rangle\,[3\,5]^2}{[2\,3]\,\langle 3\,4\rangle\,\langle 4\,5\rangle\,[5\,1]}+\frac{1}{6}\frac{\langle 1\,2\rangle\,[3\,4]\,\langle 4\,1\rangle\,\langle 2\,4\rangle\,[4\,5]}{s_{23}\,\langle 3\,4\rangle\,\langle 4\,5\rangle\,s_{51}}\,,
\end{aligned}
\tag{6.57}
$$

y para la combinación $(1^-,2^+,3^-,4^+,5^+)$ se define,

$$
\begin{aligned}
V^f &= -\frac{5}{2\epsilon}-\frac{1}{2}\left[\ln\left(\frac{\mu^2}{-s_{34}}\right)+\ln\left(\frac{\mu^2}{-s_{51}}\right)\right]-2, \qquad V^s = -\frac{1}{3}V^f+\frac{2}{9} \\
F^f &= -\frac{\langle 1\,3\rangle^2\langle 4\,1\rangle[2\,4]^2}{\langle 4\,5\rangle\langle 5\,1\rangle}\frac{\mathrm{Ls}_1\left(\frac{-s_{23}}{-s_{51}},\,\frac{-s_{34}}{-s_{51}}\right)}{s_{51}^2}+\frac{\langle 1\,3\rangle^2\langle 5\,3\rangle[2\,5]^2}{\langle 3\,4\rangle\langle 4\,5\rangle}\frac{\mathrm{Ls}_1\left(\frac{-s_{12}}{-s_{34}},\,\frac{-s_{51}}{-s_{34}}\right)}{s_{34}^2} \\
&\quad -\;\frac{1}{2}\frac{\langle 1\,3\rangle^3\left(\langle 1\,5\rangle\,[5\,2]\,\langle 2\,3\rangle-\langle 3\,4\rangle\,[4\,2]\,\langle 2\,1\rangle\right)}{\langle 1\,2\rangle\,\langle 2\,3\rangle\,\langle 3\,4\rangle\,\langle 4\,5\rangle\,\langle 5\,1\rangle}\frac{\mathrm{L}_0\left(\frac{-s_{34}}{-s_{51}}\right)}{s_{51}}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
F^s &= -\frac{\langle 1\,2\rangle\langle 2\,3\rangle\langle 3\,4\rangle\langle 4\,1\rangle^2[2\,4]^2}{\langle 4\,5\rangle\langle 5\,1\rangle\langle 2\,4\rangle^2}\,\frac{2\,\mathrm{Ls}_1\left(\frac{-s_{23}}{-s_{51}},\,\frac{-s_{34}}{-s_{51}}\right)+\mathrm{L}_1\left(\frac{-s_{23}}{-s_{51}}\right)+\mathrm{L}_1\left(\frac{-s_{34}}{-s_{51}}\right)}{s_{51}^2}\\
&+ \frac{\langle 3\,2\rangle\langle 2\,1\rangle\langle 1\,5\rangle\langle 5\,3\rangle^2[2\,5]^2}{\langle 5\,4\rangle\langle 4\,3\rangle\langle 2\,5\rangle^2}\,\frac{2\,\mathrm{Ls}_1\left(\frac{-s_{12}}{-s_{34}},\,\frac{-s_{51}}{-s_{34}}\right)+\mathrm{L}_1\left(\frac{-s_{12}}{-s_{34}}\right)+\mathrm{L}_1\left(\frac{-s_{51}}{-s_{34}}\right)}{s_{34}^2}\\
&+ \frac{2}{3}\frac{\langle 2\,3\rangle^2\langle 4\,1\rangle^3[2\,4]^3}{\langle 4\,5\rangle\langle 5\,1\rangle\langle 2\,4\rangle}\frac{\mathrm{L}_2\left(\frac{-s_{23}}{-s_{51}}\right)}{s_{51}^3}-\frac{2}{3}\frac{\langle 2\,1\rangle^2\langle 5\,3\rangle^3[2\,5]^3}{\langle 5\,4\rangle\langle 4\,3\rangle\langle 2\,5\rangle}\frac{\mathrm{L}_2\left(\frac{-s_{12}}{-s_{34}}\right)}{s_{34}^3}\\
&+ \frac{\mathrm{L}_2\left(\frac{-s_{34}}{-s_{51}}\right)}{s_{51}^3}\left(\frac{1}{3}\frac{\langle 1\,3\rangle\,[2\,4]\,[2\,5]\,(\langle 1\,5\rangle\,[5\,2]\,\langle 2\,3\rangle-\langle 3\,4\rangle\,[4\,2]\,\langle 2\,1\rangle)}{\langle 4\,5\rangle}\right.\\
&+ \left.\frac{2}{3}\frac{\langle 1\,2\rangle^2\langle 3\,4\rangle^2\,\langle 4\,1\rangle\,[2\,4]^3}{\langle 4\,5\rangle\,\langle 5\,1\rangle\,\langle 2\,4\rangle}-\frac{2}{3}\frac{\langle 3\,2\rangle^2\langle 1\,5\rangle^2\,\langle 5\,3\rangle\,[2\,5]^3}{\langle 5\,4\rangle\,\langle 4\,3\rangle\,\langle 2\,5\rangle}\right)\\
&+ \frac{1}{6}\frac{\langle 1\,3\rangle^3\,(\langle 1\,5\rangle\,[5\,2]\,\langle 2\,3\rangle-\langle 3\,4\rangle\,[4\,2]\,\langle 2\,1\rangle)}{\langle 1\,2\rangle\,\langle 2\,3\rangle\,\langle 3\,4\rangle\,\langle 4\,5\rangle\,\langle 5\,1\rangle}\,\frac{\mathrm{L}_0\left(\frac{-s_{34}}{-s_{51}}\right)}{s_{51}}+\frac{1}{3}\frac{[2\,4]^2[2\,5]^2}{[1\,2][2\,3][3\,4]\langle 4\,5\rangle[5\,1]}\\
&- \frac{1}{3}\frac{\langle 1\,2\rangle\langle 4\,1\rangle^2[2\,4]^3}{\langle 4\,5\rangle\langle 5\,1\rangle\langle 2\,4\rangle[2\,3][3\,4]s_{51}}+\frac{1}{3}\frac{\langle 3\,2\rangle\langle 5\,3\rangle^2[2\,5]^3}{\langle 5\,4\rangle\langle 4\,3\rangle\langle 2\,5\rangle[2\,1][1\,5]s_{34}}+\frac{1}{6}\frac{\langle 1\,3\rangle^2\,[2\,4]\,[2\,5]}{s_{34}\,\langle 4\,5\rangle\,s_{51}}\,.
\end{aligned}
$$

Para valores positivos de s_{ij}, los logaritmos y dilogaritmos adquieren una parte imaginaria de acuerdo a la prescripción $s_{ij} \to s_{ij} + i\varepsilon$. Recordamos también las expresiones de las amplitudes a orden árbol,

$$
\begin{aligned}
A_5^{\text{tree}}\left(1^-,2^-,3^+,4^+,5^+\right) &= \frac{i\langle 1\,2\rangle^4}{\langle 1\,2\rangle\,\langle 2\,3\rangle\,\langle 3\,4\rangle\,\langle 4\,5\rangle\,\langle 5\,1\rangle} \qquad \text{y} \qquad (6.59)\\
A_5^{\text{tree}}\left(1^-,2^+,3^-,4^+,5^+\right) &= \frac{i\langle 1\,3\rangle^4}{\langle 1\,2\rangle\,\langle 2\,3\rangle\,\langle 3\,4\rangle\,\langle 4\,5\rangle\,\langle 5\,1\rangle}.
\end{aligned}
$$

Finalmente, en términos de estas funciones podemos escribir:

$$
A_{5;1}^{[1/2]} = -c_\Gamma\left((V^f+V^s)A_5^{\text{tree}}+i(F^f+F^s)\right)\,. \qquad (6.60)
$$

Las amplitudes de helicidad restantes pueden obtenerse directamente a partir de estas últimas mediante permutaciones cíclicas y tomando el complejo conjugado.

Por último, sumando sobre helicidades y colores del estado final, promediando sobre las del estado inicial, e incluyendo un factor 1/2 por los fotones idénticos, se puede escribir el elemento de matriz al cuadrado del siguiente modo [129, 131]:

$$
\begin{aligned}
\overline{|\mathcal{M}|^2}_{\text{rad}} &\equiv \overline{\sum_{\text{hel.,color}}}\,|\mathcal{M}^{1-\text{loop}}_{gg\to\gamma\gamma g}|^2 \qquad (6.61)\\
&= 4\pi\alpha^2\alpha_s^3(\mu_R)\frac{N}{N^2-1}\left(\sum_{j=1}^{N_f}Q_j^2\right)^2\times\sum_{\text{hel.}}\left|\sum_{\sigma\in\text{COP}_4^{(125)}}A_{5;1}^{[1/2]}(\sigma_1,\sigma_2,\sigma_3,\sigma_4,\sigma_5)\right|^2,
\end{aligned}
$$

siendo σ_i índices de las helicidades y momentos de los gluones y fotones, y $\mathrm{COP}_4^{(125)}$ el subconjunto de 12 permutaciones de (1,2,3,4,5) que mencionamos anteriormente.

6.3. Resultados fenomenológicos para el LHC

Procedemos ahora a presentar los resultados obtenidos del cálculo resumado a NLO+NLL de la interferencia entre señal y *background* para el LHC. Nos vamos a concentrar en los efectos de la interferencia, especialmente en la región de impulso transverso pequeño, donde la resumación resulta de gran importancia.

El cálculo a orden fijo NLO fue implementado en el contexto del código 2γNNLO [132], donde se incluyeron las amplitudes presentadas en las secciones anteriores, junto con los contratérminos correspondientes, para completar el cálculo de la interferencia.

Los cortes utilizados en este cómputo son los propuestos por la colaboración ATLAS [133]. En los resultados numéricos que presentaremos a continuación, se utilizó una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 8$ TeV, e imponiendo ciertos requisitos sobre las partículas. Se pide que el impulso transverso de los fotones cumplan que $p_T^{\gamma_1} \geq 40\mathrm{GeV}$, $p_T^{\gamma_2} \geq 30\mathrm{GeV}$, y además que $|y_\gamma| \leq 2,5$. Utilizamos el conjunto de funciones de distribución partónicas MSTW 2008 NLO [37]. Se eligió como valor central para las escalas de renormalización y factorización $\mu_R = \mu_F = m_H$, mientras que la escala de resumación fue fijada en $m_H/2$. Tal como se realiza usualmente, la incerteza teórica debido al truncamiento del desarrollo perturbativo se estimó variando las escalas μ_R y μ_F. En este caso, se tomaron los casos asimétricos $\mu_R = 2m_H$, $\mu_F = m_H/2$ y $\mu_R = m_H/2$, $\mu_F = 2m_H$ para obtener las bandas de incerteza de todos los resultados que se muestran en esta sección.

Las distintas contribuciones utilizadas para el presente cálculo fueron corroboradas de diversas maneras. Por un lado, se verificó el cálculo de las contribuciones reales a NLO de la interferencia contrastando la señal con el código MCFM [86, 87], y el *background* con el código gamma2MC [49]. El contratérmino a NLO para el canal gg fue obtenido adaptando el código HRes [104, 134]. Luego, se estudió su cancelación con las contribuciones reales correspondientes. En la figura 6.1 se puede observar efectivamente como, en la región de

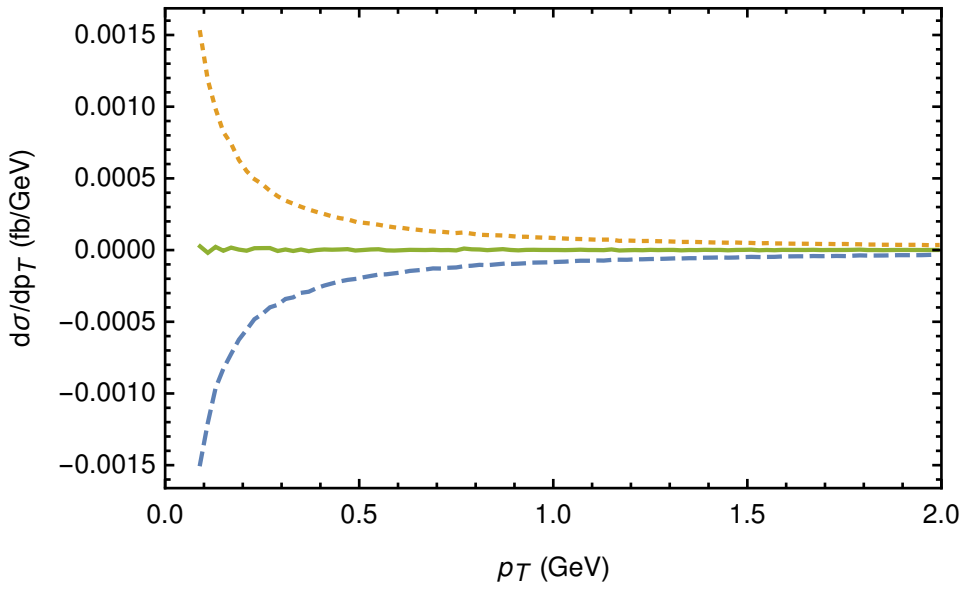


Figura 6.1: Cancelación entre las contribuciones a la sección eficaz en función del impulso transverso de los difotones. La curva naranja punteada muestra el contratérmino a NLO del canal gg; la curva azul rayada corresponde a las contribuciones reales de la interferencia, y la línea verde continua representa la suma de ambos términos.

impulso transverso pequeño (entre 0 y 2 GeV), el contratérmino reproduce los resultados de las contribuciones reales de la interferencia con signo opuesto, como es de esperar. Cabe mencionar, además, que esta cancelación entre las contribuciones reales y el contratérmino correspondiente continúa en un rango amplio de impulso transverso, resultando en una contribución combinada muy pequeña.

Procedemos ahora a mostrar en la figura 6.2 la distribución en impulso transverso de la interferencia, tanto a orden fijo (NLO, siendo este el órden más bajo no trivial para dicha distribución), como así también incluyendo la resumación de emisiones colineales a NLL.

En primer lugar, podemos observar que ambas distribuciones presentan diferencias muy marcadas. En particular, la distribución a orden fijo carece de sentido físico en la región de impulso transverso pequeño, donde los logaritmos de origen colineal imposibilitan la convergencia de la serie perturbativa. Podemos ver, en efecto, que la distribución divege cuando $q_T \to 0$. El cálculo resumado, en cambio, tiene un comportamiento regular en dicha región, y permite obtener predicciones confiables para este observable.

Como ya se ha discutido en capítulos anteriores, la contribución principal de la inter-

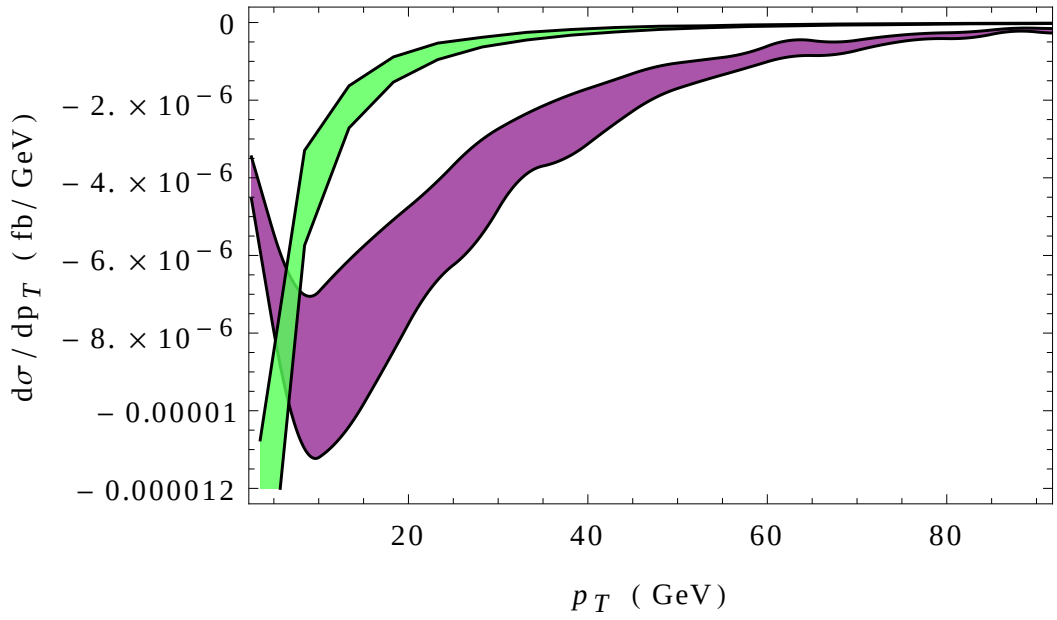


Figura 6.2: Gráfico de la sección eficaz diferencial en el impulso transverso. En verde se muestra el cálculo a NLO, mientras que en violeta se ve el cálculo resumado a NLO+NLL.

ferencia a la sección eficaz total, y por lo tanto también al espectro de q_T, proviene en su mayoría de las contribuciones proporcionales a la parte imaginaria del propagador del bosón de Higgs. Esto se debe a que la parte real se integra a cero en aquellos observables que sean inclusivos en la masa invariante de los dos fotones.

En la figura 6.3 se puede observar la distribución en q_T tanto para la señal únicamente, como así también incluyendo las contribuciones provenientes de la interferencia con el *background*, en ambos casos a NLO+NLL. Podemos ver que el efecto de incluir la interferencia es muy pequeño, resultando en una disminución de alrededor del 1,5 % que depende muy levemente del valor de q_T, tal como se puede observar en el panel inferior del gráfico. Resulta interesante observar cómo varía la correción a la sección eficaz en distintos puntos del espectro de q_T; para valores pequeños el efecto de la interferencia es mayor, precisamente en la zona donde la componente resumada es más relevante. En particular, en esta región se encuentra el máximo de la distribución. La menor magnitud del efecto de interferencia para valores de q_T más elevados puede asociarse a la fuerte cancelación entre las contribuciones reales y el contratérmino mencionada anteriormente.

Finalmente, al igual que se hizo en capítulos anteriores, procedemos a estudiar el des-

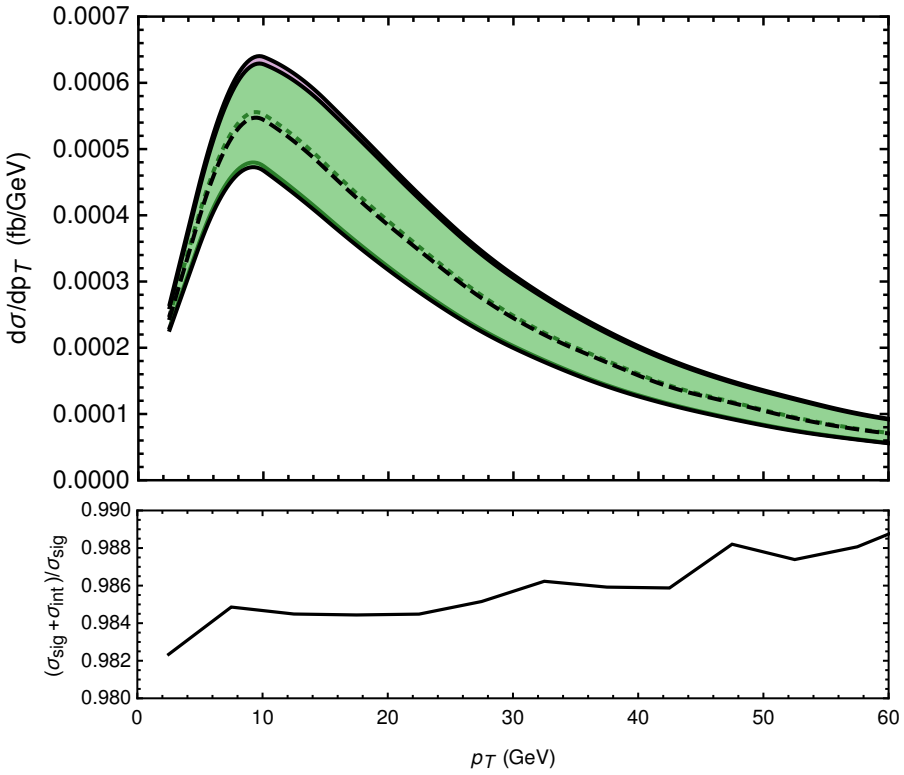


Figura 6.3: Arriba: gráfico de la distribución en impulso transverso. Las líneas punteadas representan los cálculos con escala central $\mu_R = \mu_F = m_H$, y las bandas muestran las incertezas provenientes de variar ambas escalas independientemente entre $m_H/2$ y $2m_H$. En violeta se muestran los resultados correspondientes a la señal a NLO+NLL, y en verde se ve la corrección debido a la inclusión de la interferencia. Abajo: cociente entre el cálculo de la señal con interferencia, y únicamente la señal.

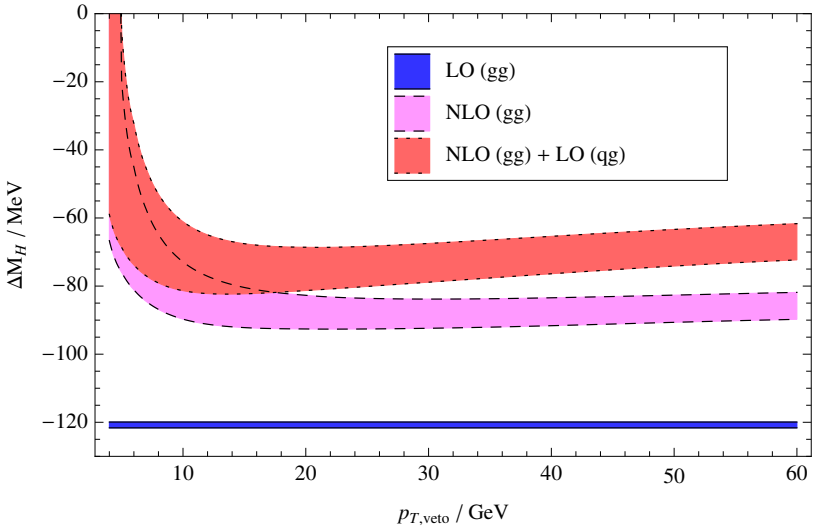


Figura 6.4: Gráfico del corrimiento en la posición del pico de masa invariante ΔM_H en función del veto al p_T del *jet* extraido de la referencia [26].

plazamiento del pico de la distribución en masa invariante de los difotones. En particular, nos vamos a concentrar en analizar el efecto que tiene la resumación sobre los resultados observados en la región de impulso transverso pequeño. Con este objetivo, presentamos primero los resultados obtenidos por Dixon y Li [26] en la figura 6.4, donde estudian el *shift* en función del veto al p_T del *jet*. Se puede ver, una vez más, como las curvas divergen en la región de $p_T^{veto} \to 0$ (dominada por emisiones *soft* y colineales), por lo que estos resultados no portan significado físico en esta región.

En la figura 6.5 presentamos el mismo gráfico, pero esta vez con el cálculo resumado a NLO+NLL [1]. Se puede ver ahora como, para valores altos de p_T^{veto}, ambos resultados son consistentes. Para valores pequeños de p_T^{veto}, en cambio, en este caso se obtienen corrimientos ΔM_H que son estables, y permiten predecir el comportamiento de manera adecuada en todo el rango de p_T^{veto}. En particular, se observa que en esta región el desplazamiento del pico de la distribución en masa invariante disminuye respecto de lo que ocurre para valores más altos de impulso transverso. Cabe mencionar también que los valores típicos utilizados por las colaboraciones ATLAS y CMS del LHC se encuentran fuera de la región de p_T^{veto}

[1] Técnicamente, nuestro formalismo de resumación nos permite obtener resultados para la sección eficaz con un veto en el impulso transverso del bosón de Higgs. Dado que este observable coincide con $p_{T,jet}$ a NLO, la diferencia entre los resultados para $p_{T,jet}^{veto}$ y $p_{T,H}^{veto}$, recién comienza al orden siguiente en α_S, y por lo tanto es de esperar que la misma sea muy pequeña.

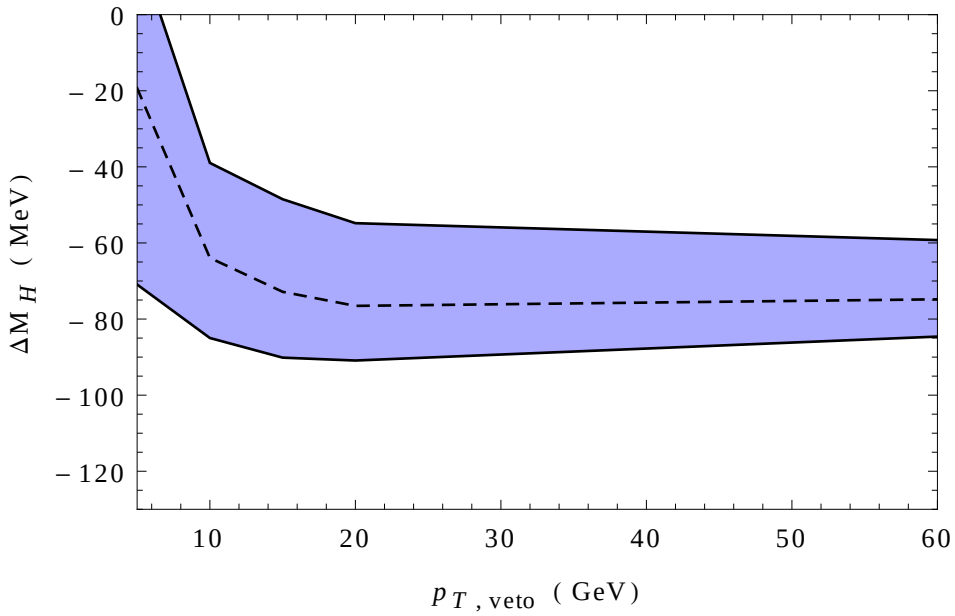


Figura 6.5: Gráfico del corrimiento en la posición del pico de masa invariante ΔM_H en función del veto al p_T del bosón de Higgs para el cálculo a NLO+NLL.

pequeño (alrededor de 25 GeV), donde el desplazamiento ΔM_H prácticamente no muestra dependencia con el mencionado corte.

Conclusiones

En la presente tesis hemos analizado los efectos de la interferencia entre la señal y el *background* del proceso de producción de un bosón de Higgs y su decaimiento a dos fotones para el LHC.

En una primera instancia, en el capítulo 3 presentamos el cálculo completo de la interferencia hasta orden $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ de la producción inclusiva de un bosón de Higgs. En particular, nuestra contribución consistió en incluir los canales de producción qg y $q\bar{q}$. Estos canales representan hasta un 35 % de la contribución dominante, dada por el proceso partónico de gluones gg. Además, estudiamos el efecto físico que tiene la interferencia sobre el espectro de masa invariante de los difotones, combinando nuestros cálculos con la señal del bosón de Higgs sin interferencia. Al hacer esto, se observó un corrimiento en la posición del pico de la distribución de masa invariante de alrededor de 60 MeV hacia masas mayores. Antes de incluir estos nuevos canales, la interferencia del canal gg generaba un corrimiento de aproximadamente 90 MeV. Los nuevos canales que presentamos en esta tesis, llevan un signo opuesto al canal gg, disminuyendo así el efecto sobre la posición del pico de masa invariante.

Luego, en el capítulo 4 analizamos la producción de un bosón de Higgs en asociación con dos *jets*. Este proceso presenta contribuciones importantes tanto del mecanismo de fusión de gluones, como del mecanismo de fusión de bosones vectoriales. Nuevamente estudiamos el corrimiento del pico de la distribución en masa invariante de los difotones generado por la inclusión de los términos de interferencia. En este caso, el efecto que se observa es mucho menor al del caso inclusivo del capítulo 3. El desplazamiento generado por VBF y por GF resulta ser de magnitud similar, pero de signo opuesto, lo que da lugar a una

cancelación parcial entre ellos. Dependiendo del conjunto de cortes utilizado, se obtienen desplazamientos que varían entre -6 y 20 MeV. El hecho de que el corrimiento del pico sea prácticamente nulo en este proceso, significa que podemos utilizarlo como referente para las mediciones experimentales de la diferencia de masas $\Delta m_H^{\gamma\gamma}$.

Por otra parte, se estudió también la relación entre este último observable y el ancho de decaimiento del bosón de Higgs, observando una dependencia aproximadamente proporcional a $\sqrt{\Gamma/\Gamma_{SM}}$. De este modo, contando con una medición precisa de las masas invariantes de las resonancias difotónicas correspondientes al bosón de Higgs en la muestra inclusiva, y en la muestra de $\gamma\gamma + 2$ *jets*, sería posible fijar una cota sobre el valor del ancho de decaimiento del bosón de Higgs de una forma mucho más general que las obtenidas por otros métodos que dependen de los modelos en consideración.

Finalmente, estudiamos los efectos de la interferencia en el espectro de momento transverso del bosón de Higgs. En el capítulo 5 se introdujo el formalismo de resumación en momento transverso, que consiste en llevar a cabo la suma a todo orden en teoría de perturbaciones de las contribuciones dominantes en el límite $q_T \to 0$. Esto permite la cancelación de divergencias que, de otro modo, no permitirían la convergencia de las predicciones perturbativas para este observable. En el capítulo 6 se presentan los resultados tras utilizar este formalismo en el proceso de interferencia entre señal y *background* del bosón de Higgs decayendo a dos fotones. Gracias a la resumación en q_T, es posible realizar predicciones para todo espectro de dicho observable, particularmente para valores pequeños de q_T, algo que no podría realizarse en un cálculo a orden fijo. En cuanto al efecto de esta interferencia en el espectro del bosón de Higgs, se observó que la contribución de la interferencia es muy pequeña, dando lugar a correcciones del orden del 1,5 %. Por último, este cálculo nos permite también realizar predicciones para el corrimiento del pico de la masa invariante de los difotones, obteniendo predicciones confiables para valores pequeños de impulso transverso.

Bibliografía

[1] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. Lond.* **A114** (1927) 243.

[2] C.-N. Yang and R. L. Mills, *Phys. Rev.* **96** (1954) 191–195.

[3] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588.

[4] A. Salam, *Conf. Proc.* **C680519** (1968) 367–377.

[5] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266.

[6] P. W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132–133.

[7] P. W. Higgs, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156–1163.

[8] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B33** (1971) 173–199.

[9] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B35** (1971) 167–188.

[10] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., *Phys.Lett.* **B716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214].

[11] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Phys.Lett.* **B716** (2012) 30–61, [arXiv:1207.7235].

[12] **ATLAS, CMS** Collaboration, G. Aad et al., *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 191803, [arXiv:1503.07589].

[13] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015), no. 9 091801, [arXiv:1504.05833].

[14] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber, *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* **8** (1996) 1–435.

[15] S. Tomonaga, *Prog. Theor. Phys.* **1** (1946) 27–42.

[16] S.-I. Tomonaga and J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **74** (1948) 224–225.

[17] J. S. Schwinger, *Phys. Rev.* **75** (1948) 651.

[18] J. S. Schwinger, *Phys. Rev.* **76** (1949) 790–817.

[19] R. P. Feynman, *Phys. Rev.* **76** (1949) 749–759.

[20] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to quantum field theory*. 1995.

[21] H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346–1349.

[22] J. C. Collins and D. E. Soper, *Nucl. Phys.* **B194** (1982) 445–492.

[23] L. A. Harland-Lang, A. D. Martin, P. Motylinski, and R. S. Thorne, *Eur. Phys. J.* **C75** (2015), no. 5 204, [arXiv:1412.3989].

[24] S. P. Martin, *Phys.Rev.* **D86** (2012) 073016, [arXiv:1208.1533].

[25] D. de Florian, N. Fidanza, R. Hernández-Pinto, J. Mazzitelli, Y. Rotstein Habarnau, and G. Sborlini, *Eur.Phys.J.* **C73** (2013) 2387, [arXiv:1303.1397].

[26] L. J. Dixon and Y. Li, *Phys.Rev.Lett.* **111** (2013) 111802, [arXiv:1305.3854].

[27] **CMS** Collaboration, V. Khachatryan et al., *Phys. Rev.* **D92** (2015), no. 7 072010, [arXiv:1507.06656].

[28] H. M. Georgi, S. L. Glashow, M. E. Machacek, and D. V. Nanopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 692.

[29] J. R. Ellis, M. K. Gaillard, and D. V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.* **B106** (1976) 292.

[30] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, M. B. Voloshin, and V. I. Zakharov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **30** (1979) 711–716. [Yad. Fiz.30,1368(1979)].

[31] D. A. Dicus and S. S. Willenbrock, *Phys.Rev.* **D37** (1988) 1801.

[32] L. J. Dixon and M. S. Siu, *Phys.Rev.Lett.* **90** (2003) 252001, [hep-ph/0302233].

[33] Z. Bern, A. De Freitas, and L. J. Dixon, *JHEP* **09** (2001) 037, [hep-ph/0109078].

[34] R. Karplus and M. Neuman, *Phys. Rev.* **83** (1951) 776–784.

[35] T. Hahn, *Comput.Phys.Commun.* **140** (2001) 418–431, [hep-ph/0012260].

[36] R. Mertig, M. Bohm, and A. Denner, *Comput. Phys. Commun.* **64** (1991) 345–359.

[37] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, *Eur.Phys.J.* **C63** (2009) 189–285, [arXiv:0901.0002].

[38] K. G. Chetyrkin, B. A. Kniehl, and M. Steinhauser, *Nucl. Phys.* **B510** (1998) 61–87, [hep-ph/9708255].

[39] Y. Schroder and M. Steinhauser, *JHEP* **01** (2006) 051, [hep-ph/0512058].

[40] K. G. Chetyrkin, J. H. Kuhn, and C. Sturm, *Nucl. Phys.* **B744** (2006) 121–135, [hep-ph/0512060].

[41] **LHC Higgs Cross Section Working Group** Collaboration, S. Dittmaier et al., arXiv:1101.0593.

[42] S. Dittmaier et al., arXiv:1201.3084.

[43] **Particle Data Group** Collaboration, J. Beringer et al., *Phys. Rev.* **D86** (2012) 010001.

[44] S. Frixione, *Phys. Lett.* **B429** (1998) 369–374, [hep-ph/9801442].

[45] A. Djouadi, M. Spira, and P. M. Zerwas, *Phys. Lett.* **B264** (1991) 440–446.

[46] S. Dawson, *Nucl. Phys.* **B359** (1991) 283–300.

[47] D. Graudenz, M. Spira, and P. M. Zerwas, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 1372–1375.

[48] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, and P. M. Zerwas, *Nucl. Phys.* **B453** (1995) 17–82, [hep-ph/9504378].

[49] Z. Bern, L. J. Dixon, and C. Schmidt, *Phys. Rev.* **D66** (2002) 074018, [hep-ph/0206194].

[50] F. Coradeschi, D. de Florian, L. J. Dixon, N. Fidanza, S. Höche, H. Ita, Y. Li, and J. Mazzitelli, *Phys. Rev.* **D92** (2015), no. 1 013004, [arXiv:1504.05215].

[51] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira, *Comput. Phys. Commun.* **108** (1998) 56–74, [hep-ph/9704448].

[52] F. Richard and P. Bambade in *International Linear Colliders (ILC) Workshop Valencia, Spain, November 6-10, 2006*, 2007. hep-ph/0703173.

[53] M. E. Peskin, arXiv:1207.2516.

[54] T. Han and Z. Liu, *Phys. Rev.* **D87** (2013), no. 3 033007, [arXiv:1210.7803].

[55] A. Conway and H. Wenzel, arXiv:1304.5270.

[56] B. A. Dobrescu and J. D. Lykken, *JHEP* **02** (2013) 073, [arXiv:1210.3342].

[57] A. Djouadi and G. Moreau, *Eur. Phys. J.* **C73** (2013), no. 9 2512, [arXiv:1303.6591].

[58] **CMS** Collaboration, CMS-PAS-HIG-13-005.

[59] F. Caola and K. Melnikov, *Phys.Rev.* **D88** (2013) 054024, [arXiv:1307.4935].

[60] J. M. Campbell, R. K. Ellis, and C. Williams, *JHEP* **1404** (2014) 060, [arXiv:1311.3589].

[61] J. M. Campbell, R. K. Ellis, and C. Williams, *Phys.Rev.* **D89** (2014), no. 5 053011, [arXiv:1312.1628].

[62] J. M. Campbell and R. K. Ellis, *JHEP* **1504** (2015) 030, [arXiv:1502.02990].

[63] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., arXiv:1503.01060.

[64] **CMS** Collaboration, V. Khachatryan et al., *Phys.Lett.* **B736** (2014) 64, [arXiv:1405.3455].

[65] S. P. Martin, *Phys.Rev.* **D88** (2013), no. 1 013004, [arXiv:1303.3342].

[66] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., *Phys. Lett.* **B726** (2013) 88–119, [arXiv:1307.1427]. [Erratum: Phys. Lett.B734,406(2014)].

[67] **CMS** Collaboration, CMS-PAS-HIG-13-001.

[68] **CMS** Collaboration, CMS-PAS-HIG-13-002.

[69] **CMS** Collaboration, V. Khachatryan et al., CMS-PAS-HIG-13-016.

[70] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., *Phys.Rev.* **D90** (2014), no. 5 052004, [arXiv:1406.3827].

[71] **CMS** Collaboration, V. Khachatryan et al., *Eur.Phys.J.* **C74** (2014), no. 10 3076, [arXiv:1407.0558].

[72] P. Bolzoni, F. Maltoni, S.-O. Moch, and M. Zaro, *Phys.Rev.Lett.* **105** (2010) 011801, [arXiv:1003.4451].

[73] J. R. Andersen and J. M. Smillie, *Phys.Rev.* **D75** (2007) 037301, [hep-ph/0611281].

[74] J. Andersen, T. Binoth, G. Heinrich, and J. Smillie, *JHEP* **0802** (2008) 057, [arXiv:0709.3513].

[75] M. Ciccolini, A. Denner, and S. Dittmaier, *Phys.Rev.* **D77** (2008) 013002, [arXiv:0710.4749].

[76] A. Bredenstein, K. Hagiwara, and B. Jäger, *Phys.Rev.* **D77** (2008) 073004, [arXiv:0801.4231].

[77] T. Hahn and M. Pérez-Victoria, *Comput.Phys.Commun.* **118** (1999) 153–165, [hep-ph/9807565].

[78] T. Gleisberg et al., *JHEP* **0902** (2009) 007, [arXiv:0811.4622].

[79] S. Höche, S. Kuttimalai, S. Schumann, and F. Siegert, *Eur.Phys.J.* **C75** (2015), no. 3 135, [arXiv:1412.6478].

[80] T. Gleisberg and S. Höche, *JHEP* **0812** (2008) 039, [arXiv:0808.3674].

[81] J. Alwall et al., *JHEP* **1106** (2011) 128, [arXiv:1106.0522].

[82] C. Berger et al., *Phys.Rev.* **D78** (2008) 036003, [arXiv:0803.4180].

[83] C. Berger et al., *Phys.Rev.* **D80** (2009) 074036, [arXiv:0907.1984].

[84] C. Berger et al., *Phys.Rev.* **D82** (2010) 074002, [arXiv:1004.1659].

[85] C. Berger et al., *Phys.Rev.Lett.* **106** (2011) 092001, [arXiv:1009.2338].

[86] J. M. Campbell, R. K. Ellis, and C. Williams, MCFM web page: *http://mcfm.fnal.gov*.

[87] E. L. Berger and J. M. Campbell, *Phys.Rev.* **D70** (2004) 073011, [hep-ph/0403194].

[88] V. Del Duca, W. Kilgore, C. Oleari, C. Schmidt, and D. Zeppenfeld, *Phys.Rev.* **D67** (2003) 073003, [hep-ph/0301013].

[89] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., *Phys.Rev.* **D90** (2014), no. 11 112015, [arXiv:1408.7084].

[90] Y. L. Dokshitzer, D. Diakonov, and S. I. Troian, *Phys. Rept.* **58** (1980) 269–395.

[91] G. Parisi and R. Petronzio, *Nucl. Phys.* **B154** (1979) 427–440.

[92] G. Curci, M. Greco, and Y. Srivastava, *Nucl. Phys.* **B159** (1979) 451–468.

[93] J. C. Collins and D. E. Soper, *Nucl. Phys.* **B193** (1981) 381. [Erratum: Nucl. Phys.B213,545(1983)].

[94] J. C. Collins and D. E. Soper, *Nucl. Phys.* **B197** (1982) 446–476.

[95] J. Kodaira and L. Trentadue, *Phys. Lett.* **B112** (1982) 66.

[96] G. Altarelli, R. K. Ellis, M. Greco, and G. Martinelli, *Nucl. Phys.* **B246** (1984) 12–44.

[97] J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, *Nucl. Phys.* **B250** (1985) 199–224.

[98] S. Catani, D. de Florian, and M. Grazzini, *Nucl. Phys.* **B596** (2001) 299–312, [hep-ph/0008184].

[99] G. Bozzi, S. Catani, D. de Florian, and M. Grazzini, *Nucl. Phys.* **B737** (2006) 73–120, [hep-ph/0508068].

[100] G. Bozzi, S. Catani, D. de Florian, and M. Grazzini, *Nucl. Phys.* **B791** (2008) 1–19, [arXiv:0705.3887].

[101] G. Bozzi, S. Catani, D. de Florian, and M. Grazzini, *Phys. Lett.* **B564** (2003) 65–72, [hep-ph/0302104].

[102] D. de Florian and M. Grazzini, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 4678–4681, [hep-ph/0008152].

[103] D. de Florian, G. Ferrera, M. Grazzini, and D. Tommasini, *JHEP* **11** (2011) 064, [arXiv:1109.2109].

[104] D. de Florian, G. Ferrera, M. Grazzini, and D. Tommasini, *JHEP* **06** (2012) 132, [arXiv:1203.6321].

[105] R. V. Harlander, A. Tripathi, and M. Wiesemann, *Phys. Rev.* **D90** (2014), no. 1 015017, [arXiv:1403.7196].

[106] R. V. Harlander, H. Mantler, and M. Wiesemann, *JHEP* **11** (2014) 116, [arXiv:1409.0531].

[107] G. Bozzi, S. Catani, G. Ferrera, D. de Florian, and M. Grazzini, *Nucl. Phys.* **B815** (2009) 174–197, [arXiv:0812.2862].

[108] G. Bozzi, S. Catani, G. Ferrera, D. de Florian, and M. Grazzini, *Phys. Lett.* **B696** (2011) 207–213, [arXiv:1007.2351].

[109] M. Grazzini, *JHEP* **01** (2006) 095, [hep-ph/0510337].

[110] P. Meade, H. Ramani, and M. Zeng, *Phys. Rev.* **D90** (2014), no. 11 114006, [arXiv:1407.4481].

[111] R. Frederix and M. Grazzini, *Phys. Lett.* **B662** (2008) 353–359, [arXiv:0801.2229].

[112] H. T. Li, C. S. Li, D. Y. Shao, L. L. Yang, and H. X. Zhu, *Phys. Rev.* **D88** (2013) 074004, [arXiv:1307.2464].

[113] S. Catani, M. Grazzini, and A. Torre, *Nucl. Phys.* **B890** (2014) 518–538, [arXiv:1408.4564].

[114] J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **5** (1989) 1–91, [hep-ph/0409313].

[115] S. Catani, G. Turnock, B. R. Webber, and L. Trentadue, *Phys. Lett.* **B263** (1991) 491–497.

[116] S. Catani, L. Trentadue, G. Turnock, and B. R. Webber, *Nucl. Phys.* **B407** (1993) 3–42.

[117] A. Banfi, G. P. Salam, and G. Zanderighi, *JHEP* **08** (2004) 062, [hep-ph/0407287].

[118] M. Dasgupta and G. P. Salam, *Eur. Phys. J.* **C24** (2002) 213–236, [hep-ph/0110213].

[119] S. Catani, D. de Florian, M. Grazzini, and P. Nason, *JHEP* **07** (2003) 028, [hep-ph/0306211].

[120] S. Catani, E. D'Emilio, and L. Trentadue, *Phys. Lett.* **B211** (1988) 335–342.

[121] C. T. H. Davies and W. J. Stirling, *Nucl. Phys.* **B244** (1984) 337–348.

[122] R. P. Kauffman, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 1512–1517.

[123] S. Catani and M. Grazzini, *Nucl. Phys.* **B845** (2011) 297–323, [arXiv:1011.3918].

[124] P. M. Nadolsky, C. Balazs, E. L. Berger, and C. P. Yuan, *Phys. Rev.* **D76** (2007) 013008, [hep-ph/0702003].

[125] S. Catani, *Phys. Lett.* **B427** (1998) 161–171, [hep-ph/9802439].

[126] Z. Kunszt, A. Signer, and Z. Trocsanyi, *Nucl. Phys.* **B420** (1994) 550–564, [hep-ph/9401294].

[127] D. de Florian and M. Grazzini, *Nucl. Phys.* **B616** (2001) 247–285, [hep-ph/0108273].

[128] Z. Bern, L. J. Dixon, and D. A. Kosower, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2677–2680, [hep-ph/9302280].

[129] D. de Florian and Z. Kunszt, *Phys. Lett.* **B460** (1999) 184–188, [hep-ph/9905283].

[130] Z. Kunszt, A. Signer, and Z. Trocsanyi, *Nucl. Phys.* **B411** (1994) 397–442, [hep-ph/9305239].

[131] C. Balazs, P. M. Nadolsky, C. Schmidt, and C. P. Yuan, *Phys. Lett.* **B489** (2000) 157–162, [hep-ph/9905551].

[132] S. Catani, L. Cieri, D. de Florian, G. Ferrera, and M. Grazzini, *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 072001, [arXiv:1110.2375]. [Erratum: Phys. Rev. Lett.117,no.8,089901(2016)].

[133] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., *JHEP* **01** (2013) 086, [arXiv:1211.1913].

[134] M. Grazzini and H. Sargsyan, *JHEP* **09** (2013) 129, [arXiv:1306.4581].