



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Trabajo de Tesis Doctoral

Fotones iluminando lo desconocido

*Búsqueda de resonancias de alta masa
en estados finales de $\gamma + \text{jet}$*

Tesista:
Francisco SILI

Directora: Dra. Maria Teresa DOVA

Co-Director: Dr. Francisco ALONSO

La Plata, Marzo 2025

Stay hungry, stay foolish

*En memoria de Ayla, que aunque ya no esté me ilumina todos los días.
A mis papás y hermano, por su infinito amor.*

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar quiero agradecer a Tere y Fran por la oportunidad que me brindaron de trabajar con ellos, en esta Universidad, y poder cumplir también mi sueño de trabajar en el CERN. Por todo el acompañamiento permanente, por la confianza que tuvieron en mí, por exigirme también cosas que yo no sabía que podía hacer. Sin ese acompañamiento y ayuda esta tesis no hubiera sido posible. Gracias Tere también por leer y corregir incontable cantidad de veces esta tesis, no hay Director/a que se dedique tanto a sus estudiantes de Doctorado como vos.

Al grupo de HEP La Plata. Por los almuerzos, las cervezas mensuales, las picadas. Especialmente quiero agradecer a mis compañeros de oficina y amigos Jean y Tomás. Compartir el día a día de este camino con ustedes hizo que todo sea aún más divertido. Por las jodas, risas, cafés, charlas y el estrés que también compartimos. También quiero agradecer Tomás y Fede del grupo de Buenos Aires con quienes compartí oficina, hikes y fiestas.

To all the conveners I had during these 5 years. To the people at EGamma, for their invaluable help and insight on physics. To Jan-Lukas, Nadezda, Ludovica, Ruggero, thanks for all the help I got these years. To the Exotics group, thank you very much Dan, Tamara, Marco, Bing. I can't thank you enough for following my work all these years and helping me every time I asked you. For the long discussions, the round-tables, the presentations, the questions, and your patience with me while I was learning. Thank you very much.

It is impossible to forget thanking all the amazing people I met at CERN. You all made my stays there the most beautiful experiences. To all the people from the UK I met. To Adam, for the countless jokes, the beers at CERN, or everywhere else. To Dani, Marco, Ondrej, for the enormous amount of beers, for the barbecues, dinners, and the friendship that remains every time I go there. To the Tower of the Bear (beer), composed alongside Dani and Fer, for the difficult hike to the Jira, and the not so slippery and snowy hike to Schilthorn. For all the laughs and good times. To Marcelo, not the Marcelo Vieira (football player), but the one who still gets confused for him anyway, haha. Thank you for your friendship all these years since the first afternoon we met at the Saint-Genis Hostel. For all the nightclub nights with the GIA, the dodgy parties you know existed but didn't in the end. The talks, the beers.

Gracias también a Jona y Aimé, que me recibieron con brazos abiertos para cenas, cervezas, juegos y charlas allá en Geneva.

A todos los deadlines, los reales y los que me ponía yo sólo. A las infinitas slides que preparé. A los scripts que me hacen la vida más fácil. A StackOverflow, y más al final a ChatGPT. A las Twikis, que aunque son muy difíciles de encontrar, tienen la información que necesitaba.

A la música, que siempre me acompaña. A los paisajes que vi en Suiza. A los lugares que conocí en Europa.

A mis amigos acá en Argentina. Por las cervezas, los memes, las charlas, por las noches de vicio al conter y al fifa, por las risas.

En mis últimos 15 años también tuve la suerte de compartir la vida con Ayla y Gina, mis dos perritas. También le agradezco a ellas, especialmente a Ayla, que aunque ya no esté siempre me acompaña, en silencio atrás mío, siguiendo cada paso, entendiendo todo. Esta tesis es dedicada a ella, porque me acompañó cuando más yo lo necesitaba, desde mis 12 años hasta mis 27, iluminando siempre mi vida con sus ojos color avellana. A Gina, que con su mirada sincera y fiel está siempre al lado mio.

Pa, Ma, Manu: este trabajo es también dedicado a ustedes, porque ante cualquier cosa de la vida sé que siempre puedo contar con su amor infinito. Gracias por enseñarme a hacerme preguntas, analizar todo y a tener pensamiento crítico. Gracias por las charlas en la mesa en donde siempre aprendo, aunque me hago el que no y que me las sé todas. Gracias por los hermosos días de invierno en la pandemia, haciendo “nesting”. Gracias por ser mis “housemates” durante un poco más de un año. . . y fueron los mejores! Gracias Pa por ser el mejor compañero de oficina que tuve aunque hablás a los gritos y no sabés conectar los auriculares todavía, jaja. Gracias Ma por estar siempre pendiente de lo que yo necesito, por las infinitas pizzas que comimos y tus datos random en las cenas. Gracias Manu por tu mirada y perspectiva distinta en las cosas de la vida. Aunque no lo creas, aprendo mucho de vos – igual yo sigo siendo el favorito de Mamá. Gracias a los tres por esas tardes imaginando viajes mirando mapas, hablando un poco sin saber de algunos lugares, pero imaginándonos a los 4 juntos paseando por ahí. Gracias por su paciencia conmigo, por su ayuda, por su amor. Esta tesis es de ustedes como es mía.

Justo antes de venir a La Plata tuve la suerte de conocer a la persona más especial y más buena que conozco. Gracias Abril por estar al lado mío y acompañarme en estos últimos años. Como siempre te lo digo, sos lo mejor que me pasó. Gracias por escucharme, aconsejarme y ayudarme, todo en el camino a ser una mejor persona. Gracias por escuchar cada detalle del análisis y de tratar de entender lo que hago, aunque a veces ni yo puedo. Gracias por venir a visitarme a La Plata, gracias por nuestros viajecitos juntos. Gracias por todo tu amor.

Y a todos de los que me olvido, gracias!

Francisco Sili

RESUMEN

En esta tesis se presentan investigaciones originales en física de altas energías con especial énfasis en la búsqueda de nueva física utilizando datos recolectados por el experimento [ATLAS](#) a partir de colisiones protón-protón del Gran Colisionador de Hadrones ([LHC](#)) a energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Estas búsquedas, focalizadas en procesos con estados finales con un fotón y un jet, se llevaron a cabo a partir del desarrollo de estrategias novedosas para la identificación de resonancias provenientes de partículas o de estados de alta masa no incluidos en el Modelo Estándar ([SM](#)), que se manifiestan como un exceso localizado de eventos sobre el fondo del [SM](#). Los resultados obtenidos permitieron establecer los límites más estrictos en la sección eficaz visible de producción de resonancias independiente de modelos, así como de resonancias predichas en dos modelos de física más allá del [SM](#). Por un lado, para estudiar la elementalidad de los quarks, se consideraron modelos de Quarks Excitados con diferentes acoplamientos (f) y diferentes sabores, q^* (u^*/d^*), c^* y b^* , en el que para el caso de $f = 1$ se excluyeron masas de hasta 6162, 3396 y 2470 GeV, respectivamente. Cabe destacar que los límites en el modelo de c^* corresponden a los primeros resultados obtenidos en estos procesos en los experimentos del [LHC](#). Por otro lado, se estudiaron modelos de Micro-Agujeros Negros, como los propuestos por Randall-Sundrum y Arkani-Hamed-Dimopoulos-Dvali que consideran la existencia de una y seis dimensiones extras, respectivamente, para los que los resultados obtenidos permitieron excluir masas de hasta 5355 GeV y 7583 GeV, respectivamente. A su vez, se realizó un estudio sobre las correcciones a las distribuciones de las variables que describen el pasaje de los fotones por los calorímetros electromagnético y hadrónico – imprescindibles para la correcta identificación de fotones en el detector [ATLAS](#) – que resultó en una mejora sustancial al método tradicional y se consideró, también, un nuevo enfoque en el que las correcciones se realizan en el nivel más bajo de la reconstrucción de señales en el detector. El desarrollo de este último método resulta de gran interés para la colaboración [ATLAS](#) en vistas a la utilización de algoritmos de Machine Learning para la identificación de fotones, en particular en el contexto del futuro acelerador High-Luminosity [LHC](#) (HL-LHC).

ÍNDICE GENERAL

Índice general	vii
Índice de figuras	xi
Índice de tablas	xxi
Introducción	1
I Motivación Teórica	5
1 Motivación teórica	6
1.1. El Modelo Estándar	6
1.1.1. Partículas elementales y sus interacciones	7
1.1.2. Breve descripción matemática del Modelo Estándar	8
1.1.3. Interacciones hadrónicas en colisionadores protón-protón	14
1.1.4. Teoría de producción de fotones <i>prompt</i>	17
1.2. Física Más allá del Modelo Estándar	20
1.2.1. Teorías de quarks compuestos	21
1.2.2. Teorías con dimensiones extras	23
1.3. Simulaciones Monte Carlo	25
1.3.1. Colisión dura y lluvia de partones	25
1.3.2. Hadronización	26
1.3.3. Evento subyacente	26
1.3.4. Tunes	27
1.3.5. Simulación del detector ATLAS	27
II Setup experimental	29
2 El LHC y el experimento ATLAS	30
2.1. LHC	30

2.2.	ATLAS	32
2.2.1.	Sistema de coordenadas de ATLAS	33
2.2.2.	Detector Interno	34
2.2.3.	Calorímetros	35
2.2.4.	Espectrómetro de Muones (MS)	39
2.2.5.	El sistema de Trigger	40
2.3.	Toma de datos durante el Run-2	42
3	Reconstrucción e identificación de objetos físicos	45
3.1.	Reconstrucción de trazas y vértices	45
3.2.	Fotones y electrones	47
3.2.1.	Reconstrucción	47
3.2.2.	Identificación	49
3.2.3.	Aislamiento	50
3.3.	Muones	51
3.4.	Jets	52
3.4.1.	Algoritmo de clusterización de jets anti- k_t	52
3.4.2.	Jets Calorimétricos	53
3.4.3.	Particle Flow (PFlow) Jets	54
3.4.4.	Calibración de jets	55
3.4.5.	Rechazo de jets provenientes de pile-up	55
3.5.	Jets provenientes de quarks pesados (Jets <i>heavy flavor</i>)	56
3.5.1.	Identificación y performance de <i>b</i> -tagging	57
3.5.2.	Identificación y performance de <i>c</i> -tagging	58
III	Correcciones de las Shower shapes de fotones	60
4	Shower shapes y la Identificación de fotones	61
4.1.	Shower shapes	61
4.2.	Identificación de fotones	64
4.2.1.	Procesos de interés y selección de eventos	65
4.2.2.	Optimización	67
4.2.3.	Estimación de las eficiencias	68
4.3.	Las diferencias de las Shower Shapes entre datos y MC	70
5	Correcciones de las Shower Shapes	72
5.1.	Fudge Factors	72
5.1.1.	Muestras de datos y simulaciones MC	72
5.1.2.	Cálculo de Fudge Factors	73
5.1.3.	Cálculo de incertezas	77
5.1.4.	Resultados	78
5.2.	Correcciones de energía de las celdas	80

5.2.1.	Cálculo de las correcciones	81
5.2.2.	Resultados	85
5.3.	Conclusiones y trabajo futuro	87
IV Búsqueda de Nueva Física en estados finales de fotón+jet de alta masa		88
6	Estrategia general y tratamiento estadístico	89
6.1.	Tratamiento estadístico	90
6.1.1.	Modelo estadístico	90
6.1.2.	Integración de incertezas sistemáticas	91
6.1.3.	Ajustes simultáneos	92
6.1.4.	Tests de hipótesis	92
6.1.5.	El algoritmo de BumpHunter	94
7	Modelos de señal y muestras simuladas	97
7.1.	Señales	97
7.1.1.	Quarks excitados	97
7.1.2.	Micro-Agujeros Negros	98
7.2.	Fondos del SM	99
8	Selección de eventos y optimización de las regiones de señal	102
8.1.	Trigger	102
8.2.	Preselección	103
8.2.1.	Objetos físicos	103
8.2.2.	Eliminación de objetos superpuestos	104
8.3.	Optimización de las regiones de señal	105
8.3.1.	Selecciones angulares del fotón y el jet	106
8.3.2.	Aislamiento extendido	108
8.3.3.	Momento transverso del jet	110
8.4.	Regiones de señal	112
9	Modelado de las señales e incertezas sistemáticas	114
9.1.	Modelado de las señales	114
9.2.	Aceptancias y eficiencias	115
9.3.	Incertezas sistemáticas	119
9.3.1.	Incertezas experimentales	120
9.3.2.	Incertezas teóricas	121
10	Estimación del fondo	122
10.1.	Estimación del fondo de jets falseando fotones	122
10.1.1.	Método ABCD	124
10.1.2.	Correcciones al método de ABCD	125

10.1.3. Procedimiento de ajustes al aislamiento calorimétrico	126
10.1.4. Resultados	128
10.2. Modelado del fondo	129
10.2.1. Familia de funciones	130
10.2.2. Preparación de las muestras	130
10.2.3. Estrategia para definir la función de ajuste	134
10.2.4. Validación de la estrategia de ajuste	135
10.2.5. Resumen de las estrategias del modelado del fondo	142
11 Resultados	145
11.1. Binneado óptimo de la masa invariante	145
11.2. Resultados	147
11.2.1. Resultados de ajuste sólo-fondo	147
11.2.2. Resultados del ajuste señal+fondo	150
Conclusiones	159
Apéndices	162
A Relaciones para el ajuste de una elipse	162
B Resultados de los tests de inyección de señal	164
Glosario	166
Bibliografía	170

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1.	Partículas del SM y sus propiedades. Todos los fermiones participan en la interacción débil, pero sólo los quarks interactúan con los gluones, mientras que tanto los quarks como los leptones cargados interactúan mediante la fuerza electromagnética (EM). Los neutrinos, al ser neutros e incoloros, sólo interactúan con los bosones W y Z a través de la fuerza débil. Por último, el gravitón, aunque aún no se ha descubierto, debería ser el correspondiente portador de la fuerza gravitatoria. Extraído de la Ref. [2].	7
1.2.	Medidas experimentales de la constante de acoplamiento de Cromodinámica Cuántica (QCD) comparada con las predicciones calculadas a nivel de 5 loops [14].	13
1.3.	Fracción del momento x del partón multiplicado por su correspondiente PDF $f_i(x, Q^2)$ (donde $i = u_v = u - \bar{u}$, $d_v = d - \bar{d}$, \bar{u} , \bar{d} , $s \simeq \bar{s}$, $c = \bar{c}$, $b = \bar{b}$, g) obtenida por el análisis global a Next-to-Next-to-Leading Order (NNLO) NNPDF3.0 [27] para dos escalas diferentes: $\mu^2 = 10 \text{ GeV}^2$ (izquierda) y $\mu^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ (derecha), utilizando $\alpha_s(M_Z^2) = 0.118$. Las figuras son extraídas de la Ref. [28].	15
1.4.	Ilustración de las etapas de una colisión hadrón-hadrón. El círculo rojo en el centro de la figura representa la colisión dura, rodeada por una estructura en forma de árbol que representa la radiación bremsstrahlung que simulan las <i>parton showers</i> . El óvalo violeta en la parte inferior representa un ejemplo de un evento secundario de dispersión dura (Evento subyacente (<i>Underlying Event</i>) (UE)). El proceso de hadronización está representado por los óvalos verdes claro, mientras que los círculos verdes oscuro indican los decaimientos hadrónicos. Finalmente, las líneas amarillas señalan la radiación de fotones. [29].	16
1.5.	Resumen de diversas medidas experimentales de las secciones eficaces de producción de diferentes procesos del SM, comparadas con las predicciones teóricas [30].	17
1.6.	Diagramas de Feynman de producción de fotones directos a Leading Order (LO) en colisiones pp	18

1.7.	Diagramas de Feynman de producción de fotones directos a Next-to-Leading Order (NLO) en colisiones pp	18
1.8.	Diagramas de Feynman de producción de fotones de fragmentación a NLO en colisiones pp	19
1.9.	Diagramas de Feynman de la producción de Quarks Excitados (EQ) en colisiones pp y su decaimiento en un quark y photon en el canal s (izquierda) y t (derecha).	22
2.1.	Vista general del complejo de aceleradores del LHC [82].	31
2.2.	Vista general del detector ATLAS y de todos sus subdetectores, incluidos los sistemas añadidos durante el Long Shut down 2 (LS2) [90].	32
2.3.	Sistema de coordenadas de ATLAS [90].	33
2.4.	Diagramas del Detector Interno (ID) que muestran los diferentes submódulos, con sus correspondientes dimensiones.	34
2.5.	Sistema de calorímetros de ATLAS, mostrando el Calorímetro Electromagnético (ECAL) y el Calorímetro Hadrónico (HCAL) [99].	36
2.6.	Segmento del ECAL mostrando la disposición de las capas y celdas del calorímetro. Además, se muestran las dimensiones de las celdas en cada capa [86].	38
2.7.	Longitudes de radiación en función de $ \eta $ para cada capa del ECAL [86].	38
2.8.	Diagrama del Espectrómetro de Muones (MS) [86].	39
2.9.	Luminosidad entregada por el LHC y recolectada por ATLAS durante el Run-2 [109] y el Run-3. En el caso de Run-2, también se muestra la fracción de datos recolectados que son útiles para análisis de física.	43
2.10.	Distribución del número de interacciones por bunch-crossing durante Run-2 (izquierda) y Run-3 (derecha).	44
3.1.	Esquema de los parámetros usados para la reconstrucción de trazas [114].	46
3.2.	Diagrama del algoritmo de reconstrucción de electrones and fotones, extraído de Ref. [119]	48
3.3.	Diagrama del proceso del cálculo de la variable de aislamiento calorimétrico. Cuando se utiliza un cono con $R = 0.4$, se puede construir la variable E_T^{cone40} mencionada en el texto.	50
3.4.	Representación esquemática del algoritmo anti- k_t para el proceso de clustervización de jets [129].	54
3.5.	Comparación entre datos y simulación Monte Carlo (MC) (eventos del proceso $t\bar{t}$ semileptónico) del discriminante del tagger GN2. Las contribuciones de los jets l , b y c se muestran con diferentes colores, y los 5 Working Points (WPs) de b -tagging se muestran con las líneas verticales punteadas. De izquierda a derecha, las líneas representan los WPs de 90, 85, 77, 70 y 65 % de eficiencia. El panel inferior muestra el ratio entre los datos y la suma de las simulaciones MC [141].	58

4.1.	Representación esquemática de las Shower Shape (SS) de fotones.	63
4.2.	Depósitos de energía característicos para un fotón aislado (izquierda), y un evento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (derecha), que es posible distinguir gracias a la fina granularidad de la primera capa del ECAL [142].	65
4.3.	Diagrams de Feynman del proceso de radiación de un fotón en decaimientos $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$ para los casos de radiación de estado inicial (ISR) (izquierda) y radiación de estado final (FSR) (derecha).	66
4.4.	Masa invariante de los dos leptones en función de la masa invariante de ambos leptones junto con un fotón en (a) datos, (b) fondos y (c) señal. La región en la cual se encuentra una gran concentración de eventos con $m_{\ell\ell} \sim m_Z$ corresponde a eventos de ISR, mientras que eventos de FSR events están caracterizados por $m_{\ell\ell\gamma} \sim m_Z$	66
4.5.	Distribuciones normalizadas de señal (azul) y fondo (naranja) de diferentes SSs utilizando las muestras de Z Radiativo (RZ) y pasando la selección de eventos detallada en la Sección 4.2.1.	68
4.6.	Comparación de las eficiencias calculadas para datos y MC utilizando los tres métodos diferentes para su cálculo. En ambas figuras, para cada método, se muestran dos conjuntos diferentes de mediciones MC: la nominal y la corregida (discutida en el texto). Los paneles inferiores muestran el cociente entre las eficiencias de los datos y las predicciones MC (denominadas Factor de escalas (SFs) en el texto). Las figuras fueron tomadas de la Ref. [144].	69
4.7.	SFs resultantes de la identificación de fotones en los diferentes bins de p_T y $ \eta $ para fotones convertidos (izquierda) and no convertidos (derecha).	70
4.8.	Comparación de las SSs entre los datos (puntos negros) y la simulación MC nominal (línea roja) y corregida (línea azul), utilizando la muestra RZ [126].	71
5.1.	Esquema del suavizado no adaptativo y adaptativo del método Kernel Density Estimator (KDE).	74
5.2.	Suavizado de la SS R_{had} utilizando el método KDE para fotones en $1.15 < \eta < 1.37$ bajo dos posibles escenarios: baja y alta estadística. El histograma original se muestra con los puntos azules y las correspondientes Función de Densidad de Probabilidades (pdfs) con la línea naranja. Además, se muestran los valores de los fine factors usados en cada caso.	74
5.3.	Cálculo de los Fudge Factors (FFs) de shift+stretch para f_{side} utilizando fotones no convertidos con momento transverso de $15 < p_T < 20$ GeV y pseudorapidez $2.01 < \eta < 2.37$	76

5.4. Valores de los FFs de shift y stretch para las R_η (izquierda) y $w_{\eta 2}$ (derecha) para fotones convertidos con $1.15 < |\eta| < 1.37$, en función de p_T . Los resultados obtenidos por las muestras de RZ están representados por el color negro, mientras que los resultados de Single Photon (SP) se muestran en azul. Los puntos y las líneas denotan los valores centrales con sus incertezas estadísticas, mientras que las regiones sombreadas representan las incertezas totales. Los valores de shift se muestran en el panel superior, los cuales son normalizados por el ancho de la distribución luego de ser estirada por el stretch, como se ha explicado en el texto. Este último valor se muestra en el panel inferior de las figuras. 79

5.5. Valores de los FFs de shift y stretch para $w_{s\ tot}$ en función de $|\eta|$ utilizando fotones convertidos con $50 < p_T < 60$ GeV de las muestras de SP. La Figura a muestra los valores de shift normalizados, mientras que los no normalizados se encuentra en la Figura b. Los puntos con las líneas de color muestran los valores centrales y las incertezas estadísticas, mientras que las áreas sombreadas representan las incertezas totales en cada bin. Los valores de stretch se muestran en los paneles inferiores de cada figura. 79

5.6. Distribuciones de algunas SSs seleccionadas usando las muestras de RZ para fotones convertidos luego de aplicar las correcciones de los FFs en la simulación. Las distribuciones de las SS están separadas para fotones en la región del barrel (fila de arriba) y en la región del endcap (fila de abajo). Los puntos negros representan los datos recolectados por ATLAS, mientras que las simulaciones no corregidas y corregidas están mostradas por las líneas azules y verdes, respectivamente. El panel inferior muestra el cociente entre el histograma de datos con cada uno de los obtenidos de las simulaciones MC. 80

5.7. Ídem a la Figura 5.6 pero utilizando las muestras de SP. 81

5.8. Disposición de las celdas y distribución de la energía entre las celdas del cluster. 82

5.9. Correcciones a las energías de las celdas de la simulación MC utilizando el mismo método diseñado para electrones. 83

5.10. Ejemplo de las matrices de corrección de shift (izquierda) y stretch (derecha). Los valores mostrados corresponden al cálculo de las correcciones utilizando fotones no convertidos. Los valores de shift son multiplicados por un factor de 100 para mejorar su visualización. 85

5.11. Distribuciones de las energías normalizadas de las celdas 28, 39 y 50 de cluster de 77 celdas, para fotones no convertidos. Los puntos azules y rojos corresponden a las distribuciones de la simulación MC con y sin las correcciones, respectivamente, mientras que el histograma gris representa los datos. 86

5.12.	Distribuciones de las SSs calculadas en la segunda capa del ECAL para fotones no convertidos (fila superior) y convertidos (fila inferior) con pseudorapidez $ \eta < 0.6$, comparando los diferentes métodos de corrección con los datos. Los datos experimentales están representados por los histogramas grises. La simulación MC sin corregir se muestra con los puntos rojos, la simulación corregida por el método de corrección de energías con la línea azul y la corregida por el método de FFs con la línea verde.	86
7.1.	Producto de la sección eficaz y el branching ratio de los diferentes modos de producción de los EQs como función de la masa del EQ a una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV. La figura muestra la comparación entre las señales de q^* (azul), c^* (naranja) y b^* (verde) utilizando los acoplamientos de $f = 1.0, 0.75, 0.5$	99
7.2.	Producto de la sección eficaz y el branching ratio para los modelos RS1 (naranja) y ADD (azul) de Micro-Agujeros Negros (QBH) para una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV.	100
8.1.	Eficiencia del trigger HLT_g140_loose en función de p_T^γ (izquierda), η^γ (centro) y $\langle\mu\rangle$ (derecha) medida utilizando datos de cada año entre 2015 y 2018.	103
8.2.	Distribución bidimensional de $ \Delta\eta(\gamma, j) - m_{\gamma+j}$ para el fondo de γ +jet, separando entre Fotón Directos (DPs) (izquierda) y Fotón de Fragmentaciones (FPs) (derecha).	106
8.3.	Distribución de la variable $ \Delta\eta(\gamma, j) $ en dos ventanas de $m_{\gamma+j}$ comparando el fondo con diferentes modelos de señal. El panel inferior de las Figuras 8.3a y 8.3b muestran las eficiencias de las señales (líneas de colores), y el rechazo del fondo (histograma sombreado), si un corte del tipo $ \Delta\eta < X$ es aplicado. Por otro lado, en las Figuras 8.3c y 8.3d, los paneles inferiores muestran la significancia de señal.	107
8.4.	Distribuciones de η^γ y η^j en una ventana de masa $1000 \text{ GeV} < m_{\gamma+j} < 3000 \text{ GeV}$ comparando las señales con el fondo de γ +jet. Los paneles inferiores muestran la significancia de la señal sobre el fondo.	108
8.5.	Distribución de ΔR_{\min} para el fondo de γ +jet. Esta variable muestra la distancia mínima entre el fotón leading con el jet más cercano a él. El histograma rojo muestra la contribución de los eventos de DPs, mientras que el verde muestra la contribución de FPs.	109
8.6.	Distribución de la energía de aislamiento E_T^{iso} como función de ΔR_{\min}	109
8.7.	Distribución bidimensional $p_T^\gamma - p_T^{\text{jet}}$ para DPs y FPs.	110
8.8.	Distribución bidimensional $p_T^\gamma - p_T^{\text{jet}}$ para DPs y FPs, seleccionando eventos en los cuales el p_T del jet leading satisface Ec. 8.1 con $X = 0.5$	110

8.9.	Distribución bidimensional p_T^γ - p_T^{jet} para diferentes señales de q^* con $f = 1.0$, seleccionando jets de acuerdo a la Ec. 8.1 con $X = 0.5$. Las primeras tres figuras muestran las distribuciones sin la aplicación del corte de p_T^{jet} , mientras que las tres de abajo lo contienen.	111
8.10.	Distribución antes y después del corte en p_T^{jet} para remover los eventos de FPs. Las contribuciones de DPs y de FPs se muestran por separado. En la figura de la derecha, la línea naranja (azul) representa la distribución luego (antes) de aplicar el corte en p_T^{jet}	112
8.11.	Distribución de $m_{\gamma+j}$ antes y después del corte en p_T^{jet} . La línea naranja (azul) representa la distribución antes (después) de la aplicación del corte.	112
8.12.	Esquema del taggeo de jets bidimensional.	113
9.1.	Optimización de los fine-factors para señales de EQs q^* y c^* . Los puntos representan la distribución original y las líneas de colores las distintas pdfs estimadas con el método KDE.	115
9.2.	Ilustración del método de interpolación de momentos para la interpolación de las distribuciones de $m_{\gamma+j}$ de señal. Las pdfs originales se muestran con las líneas de sólidas de distintos colores, mientras que todas las pdfs interpoladas están representadas por las líneas discontinuas rojas.	116
9.3.	Aceptancias para las señales de EQ (izquierda) y QBH (derecha).	118
9.4.	Eficiencias de reconstrucción e identificación para las señales de EQs.	119
10.1.	Distribución bidimensional en el plano de identificación vs. E_T^{iso} obtenida de los datos.	124
10.2.	Valores medidos de R' en función de p_T^γ . Las barras de error muestran el error estadístico.	126
10.3.	Ajuste combinado a los datos. La curva roja representa la componente de fotones reales, que se representa mediante una función del tipo Double-sided Asymmetric Crystal-Ball (DSACB), calculada en el primer paso de la secuencia de ajustes. El histograma amarillo es la contribución de los fotones falsos, obtenida en el segundo paso. El panel inferior de las figuras muestran los residuos normalizados (o pull) de los ajustes.	128
10.4.	Valores medidos de la pureza de γ +jet P_A (izquierda) y de los FF_{ISO} (derecha) como función de p_T^γ utilizando el método ABCD. Las medidas se muestran con los puntos negros (sólo con incerteza estadística), las áreas sombreadas de azul muestran la incerteza total (estadística y sistemática añadidas en cuadratura) y los puntos rojos con las áreas sombreadas rojas las medidas suavizadas utilizando una interpolación <i>spline</i> de tercer orden.	129
10.5.	Procedimiento para la preparación de las muestras del fondo para estimar la forma funcional.	131
10.6.	Distribución de $m_{\gamma+j}$ mostrando el efecto de los eventos aislados de fotones falsos que distorsionan la forma total, para las regiones de señal SR y SRB.	131

10.7.	Ajustes al fondo de fotones falso utilizando la función <i>dof8</i> en diferentes regiones de señal.	132
10.8.	Ajustes de sólo fondo (sólo-B) utilizando diversas funciones y rangos de ajuste en la región inclusiva SR.	133
10.9.	Ajustes de sólo-B a diferentes toys en la region SR.	133
10.10.	Distribuciones del máximo de valor de $m_{\gamma+j}$ observado de las muestras de pseudodatos en cada región del análisis considerada. Se muestran diferentes distribuciones para cada uno de los modelos funcionales considerados. Para cada uno de ellos, se muestra el valor medio y la desviación estándar de la distribución.	134
10.11.	Proceso para la validación de la función y el rango de ajuste.	135
10.12.	Ajuste señal+fondo (S+B) al fondo representado por una muestra Asimov para el cálculo de la Señal Espuria (SS). El modelo de señal se muestra con las líneas naranjas, la función que describe al fondo en este caso es la función <i>dof2</i> , representada por la las líneas azules. Finalmente, la suma de las dos componentes se muestra con las líneas verdes. El panel inferior en ambas figuras muestras los residuos del ajuste, normalizados por la incerteza del histograma del fondo. También se muestran las normalizaciones resultantes del fondo y la señal, junto con el valor de la SS.	136
10.13.	Ídem a la Figura 10.12 pero usando distribuciones de toys como muestra del fondo.	137
10.14.	Distribución de SS (histograma azul) en la región SR, con un ajuste gaussiano. El valor final de la SS se obtiene directamente de la distribución, no del ajuste. La función utilizada para realizar el ajuste es el <i>dof2</i> y el ajuste se realiza en el rango de [800, 1000] GeV. La señal utilizada corresponde a q^* con $f = 1$	137
10.15.	Resultados de los tests de SS en la región SR donde el fondo está representado por una muestra Asimov. Las diferentes figuras corresponden a los 3 modelos de señal considerados en esta tesis. Para cada caso, se muestran los resultados de la SS en el rango de ajuste que da la mínima SS, y las distintas funciones utilizadas están representadas por los puntos de diferentes colores.	138
10.16.	Ídem a la Figura 10.15 pero los resultados provienen de utilizar toys como el fondo.	138
10.17.	Resultados de los test de Inyección de Señal (SI) utilizando el modelo teórico de EQ en las regiones SR, SRL, SRB and SRC, respectivamente. En cada caso, el rango del fit y la forma funcional que dan la menor SS son utilizados. Cada señal, correspondiendo a diferentes masas, se muestra con un color diferente. El eje- x muestra la amplitud de la señal inyectada en unidades de $\sqrt{N_B}$, mientras que el eje- y representa la señal extraída en unidades de $\sqrt{N_B}$	140
10.18.	Distribución de χ^2/ndof para cada modelo funcional en cada región de señal.	142

10.19. Distribuciones del estadístico F . Los tests se realizan comparando dos modelos funcionales a la misma vez, mostrado por cada histograma. Para cada uno de ellos, se indica el número de toys con el que fue realizado, así como también le valor medio de la distribución (\bar{x}) y el ancho (σ). 143

10.20. Distribución de los valores p del estadístico F , comparando el rendimiento de cada par de funciones. Los valores medios y anchos mostrados corresponden a los de la distribución del estadístico F , mientras que el valor p promedio se señala en cada caso. 144

11.1. Ajustes seleccionados a las distribuciones de $m_{\gamma+j}^{reco}/m_{\gamma+j}^{truth}$ necesarios para los estudios del binneado óptimo de $m_{\gamma+j}$. Las distribuciones se muestran con los puntos azules y ajustes Gaussianos a ellas se muestran con la línea roja. Se muestra, en cada caso, el valor medio y el ancho de la distribución, así como también el valor medio y la desviación estándar de la Gaussiana ajustada. 146

11.2. Resolución del detector en $m_{\gamma+j}$ junto con su ajuste utilizando la función dada en la Ec. 11.1. Los parámetros ajustados de la función se muestran en la figura donde $p_0 \equiv a$, $p_1 \equiv b$ y $p_2 \equiv c$. El ajuste se realiza excluyendo el último bin dado que no contaba con suficientes estadística. 146

11.3. Resultados de la optimización del binneado de $m_{\gamma+j}$ mostrando los anchos de los bins como función de $m_{\gamma+j}$ (izquierda) y la comparación entre las resoluciones del detector y la obtenida del binneado (derecha). 147

11.4. Esquema del procedimiento utilizando para los ajustes de sólo-B a los datos. . 148

11.5. Ajustes de sólo-B a los datos completos del Run-2 en las cuatro regiones consideradas en el análisis. Las distribuciones de los datos se muestran en el panel superior, donde los datos son representados por los puntos negros, mientras que la línea azul representa la función que describe al fondo del SM. En los paneles inferiores se muestran los residuos normalizados (o pull) por las incertezas estadísticas de los datos. Los bins del panel inferior rellenos con el color azul denotan el exceso más significativo encontrado por el algoritmo de BumpHunter. Además, el χ^2 y valor p del ajuste se muestran en cada figura junto con el valor p (BH) y la significancia del algoritmo BumpHunter. 149

11.6. Esquema del proceso utilizado para los ajustes S+B a los datos. 151

11.7. Límites superiores observados y esperados en los modelos de señal de q^* , c^* and b^* con acoplamiento $f = 1$, utilizando el conjunto completo de datos del Run-2. Los límites esperados son mostrados con las líneas punteadas negras, mientras que la línea sólida con los puntos negros representan los límites observados. Las incertezas correspondientes a 1σ y 2σ se muestran con las zonas sombreadas de color verde y amarillo, respectivamente. Las líneas rojas sólidas indican las secciones eficaces predichas por las teorías consideradas. En cada figura, se marcan los límites superiores en la masa del EQ. 152

11.8. Comparación de los límites superiores para las señales de c^* calculado utilizando únicamente la región SRC (líneas azules) y utilizando las tres regiones SRC+SRB+SRL en simultáneo (líneas naranjas). Para los dos casos, se reportan los valores de los límites superiores en m_{q^*} 153

11.9. Comparación de los límites observados y esperados entre señales con diferentes acoplamientos, para cada región del análisis. Las líneas azules (naranjas) representan los límites para acoplamientos de $f = 1$ ($f = 0.5$), y los productos de sección eficaz y *branching ratio* predichos por la teoría se muestran con la línea marrón (rosa). 154

11.10. Límites esperados y observados en el plano de acoplamiento-masa para los modelos de q^* (SR), b^* (SRB) y c^* (SRC+SRB+SRL). Los límites esperados (observados) se muestran con líneas punteadas (sólidas), y la región de incerteza de 1σ se muestran como las zonas sombreadas. 155

11.11. Límites superiores observados y esperados para los modelos de QBHs. Los límites para el modelo RS1 ($n = 1$) se muestra en la figura de la izquierda, mientras que para el modelo ADD ($n = 6$) los resultados se presentan en la figura de la derecha. Los límites observados se muestran con los puntos y líneas negras sólidas. En cambio, los límites esperados están representados por las líneas punteadas negras, y las incertezas de ± 1 y $\pm 2\sigma$ se muestran con las zonas sombreadas de verde y amarillo, respectivamente. 156

11.12. Límites observados y esperados en señales genéricas gaussianas con tres anchos diferentes: $\sigma_G/m_G = 0.02, 0.07$ y 0.15 ; en las regiones SR, SRL, SRC y SRB. 157

11.13. Comparación de los límites observados y esperados en resonancias de forma Gaussiana con ancho del 2% obtenidos en este trabajo (líneas negras) con los de los resultados previos de ATLAS utilizando datos recolectados en los años 2015-2016 (gris). Los límites esperados se muestran con las líneas punteadas mientras que los límites observados con las líneas sólidas. 158

A.1. Parámetros de una elipse. 163

B.1.	Resultados de los tests de SI usando señales Gaussianas en la región inclusiva SR. El ajuste se realiza en el rango de 1200–8000 GeV usando la función <i>dof3</i> . Cada masa considerada se muestra con un color diferente. El eje <i>x</i> muestra la amplitud inyectada de señal sobre el fondo, en unidades de $\sqrt{N_B}$, mientras que el eje <i>y</i> representa la señal extraída en unidades de $\sqrt{N_B}$	164
B.2.	Ídem a la Figura B.1 en la región SRL, realizando los ajustes en el rango de 1500 – 8000 GeV y utilizando la función <i>dof3</i>	164
B.3.	Ídem a la Figura B.1 en la región SRC, realizando los ajustes en el rango de 1000 – 7000 GeV y utilizando la función <i>dof4</i>	165
B.4.	Ídem a la Figura B.1 en la región SRB, realizando los ajustes en el rango de 900 – 7000 GeV y utilizando la función <i>dof5</i>	165
B.5.	Resultados del test de SI utilizando las señales de QBH en la región inclusiva SR. El ajuste se realiza en el rango 1000 – 8000 GeV utilizando la función <i>dof5</i> .	165

ÍNDICE DE TABLAS

3.1.	Resumen de los WP de aislamiento para electrones y fotones usados a lo largo de esta tesis.	51
3.2.	Medidas de eficiencias de b -tagging, y de rechazos de c -jets, l -jets y τ -jets, en los regímenes de bajo y alto p_T	57
3.3.	Medidas de eficiencia de c -tagging para c -jets, y valores de rechazos de b -jets, l -jets y τ -jets en los regímenes de bajo y alto p_T . Los valores corresponden a aquellos luego de aplicar el veto del WP de b -tagging de 77 % y de 50 % de c -tagging	59
4.1.	Shower Shapes (SSs) utilizadas para la identificación de fotones. Las tres columnas de la derecha denotan si la variable es utilizada o no para los WPs Loose (L), Medium (L) o Tight (T), descritos en la Sección 4.2.2.	62
7.1.	Producto de la sección eficaz y el branching ratio en fb del modelo de EQs para los tres sabores considerados y las distintas constantes de acoplamiento.	98
7.2.	Suma de productos de sección eficaz y branching ratio en fb para los seis estados no termales de los QBHs que decaen en un par γ +jet.	100
7.3.	Detalles de las muestras simuladas del fondo de γ +jet.	101
8.1.	Pasos para la eliminación de objetos superpuestos.	105
8.2.	Eficiencias del corte en p_T^{jet} del fondo y de distintas señales de q^*	111
8.3.	Definición de las regiones de señal.	113
9.1.	Significancias de señales de EQs sobre el fondo total en las regiones de señal SR, SRB, SRC y SRL. Las señales consideradas para cada sabor tienen un valor de la constante de acoplamiento de $f = 1.0$	116
9.2.	Medidas de aceptancias para las dos señales de referencia de q^* con $f = 1.0$. En la tabla, ε_{abs} hace referencia a la eficiencia absoluta de cada corte por separado, mientras que ε_{rel} denota la eficiencia relativa de cada corte, es decir, la fracción de eventos que pasa un corte con respecto al número de eventos que pasó el corte anterior.	118

9.3.	Eficiencias de reconstrucción e identificación para las señales de EQs sin aplicar etiquetado de sabores, aplicando b -tagging y aplicando c -tagging.	119
9.4.	Principales incertezas sistemáticas consideradas para las muestras de EQ y QBH.	120
10.1.	Selección de eventos utilizada para los estudios de jets falseando fotones utilizando el método ABCD y ajustes a las variables de E_T^{iso} . En la Ec. 3.1 se define la expresión de p_T^{iso}	123
10.2.	Fake Factors (FFs) y purezas en función de p_T^{γ} calculadas con los métodos descriptos previamente.	128
10.3.	Resumen de los rangos (en GeV) y las funciones que son ajustadas a los datos para cada región del análisis y modelo de señal. La última columna indica si un ajuste simultáneo es realizado utilizando las regiones SRB, SRL y SRC. . .	144

INTRODUCCIÓN

Nuestra comprensión actual de la física de partículas está sustentada en el Modelo Estándar (SM) de las partículas elementales y sus interacciones, una teoría que explica con éxito una amplia gama de resultados experimentales y que predice con alta precisión diversos fenómenos físicos. El contenido de partículas del SM incluye al bosón de Higgs descubierto en 2012 por las colaboraciones ATLAS y CMS, que llevó al otorgamiento del Premio Nobel a François Englert y Peter Higgs al año siguiente. A pesar de su éxito remarcable, el SM es incompleto ya que no puede explicar una serie de observaciones experimentales, como por ejemplo la evidencia astrofísica y cosmológica de la materia oscura, el problema de jerarquías relacionado a la gran discrepancia entre las escalas de las interacciones débil y la gravedad, por qué solo hay tres familias de fermiones, entre otras. En las últimas décadas, con la finalidad de ampliar nuestra comprensión fundamental de la física y mejorar las deficiencias del SM, surgieron una gran variedad de teorías de física más allá del SM (BSM) que proporcionan marcos teóricos bien motivados y prometedores y, en paralelo, se realizaron numerosas investigaciones experimentales en la frontera de energía en los aceleradores más potentes del mundo. Sin embargo, ninguna de las búsquedas de nueva física que se han llevado a cabo en los colisionadores de partículas en los últimos años ha podido aún aportar pruebas directas de la existencia de nuevas partículas o fuerzas, resultando en el establecimiento de límites muy estrictos en las diversas teorías con extensiones al SM.

Para explorar las regiones de altas energías, especialmente la escala TeV, en el laboratorio CERN se construyó el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) [1]. Instalado en un túnel circular de 27 kilómetros, el LHC es el mayor y más potente colisionador de partículas del mundo. Esta máquina es capaz de colisionar haces energéticos de protones acelerados a velocidades próximas a la velocidad de la luz. La precisión y la elevada energía de los haces del LHC permiten explorar energías en la escala del TeV, un rango energético nunca antes alcanzado en un colisionador de partículas. El LHC colisiona protones en cuatro puntos de interacción donde se encuentran los 4 experimentos principales del LHC: ATLAS, CMS, LHCb y ALICE. Entre los años 2015 y 2018 tuvo lugar un periodo de toma de datos denominado Run-2, en el que las colisiones entre protones alcanzaron energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV, recogiendo un total de luminosidad integrada de

140.01 fb⁻¹ de datos. En 2022 comenzó el LHC Run-3, en el que se aumentó la energía de centro de masa a $\sqrt{s} = 13.6$ TeV y la luminosidad instantánea, lo que permitió que ya a finales de 2024 el experimento ATLAS recolectara 183 fb⁻¹ de datos.

Uno de los experimentos más importantes del LHC, en cuyo marco se llevó a cabo esta tesis, es el ATLAS, un detector multipropósito diseñado para realizar tanto medidas de precisión de procesos del SM como búsquedas de nuevos fenómenos asociados a la física más allá del SM. El detector ATLAS está compuesto por distintos subdetectores, diseñados para poder determinar las propiedades de las partículas que se producen en cada colisión. El Detector Interno se encarga de medir las trazas de partículas cargadas, los Calorímetros miden las deposiciones energéticas de fotones, electrones y diferentes hadrones y el Espectrómetro de Muones permite detectar y medir las trayectorias de los muones. Entre ellos se encuentra un potente sistema magnético que curva la trayectoria de las partículas cargadas. Por último, el detector ATLAS dispone de un preciso sistema de adquisición de datos y trigger que filtra los eventos de poco interés para la física de altas energías, reduciendo así la frecuencia del flujo de datos en varios órdenes de magnitud para su almacenamiento. En los experimentos de física de altas energías es habitual trabajar con simulaciones tanto para la realización de medidas de precisión de los procesos conocidos del SM como para comprender e interpretar las nuevas señales predichas por los escenarios BSM. Esto añade otro grado de complejidad al experimento, ya que se requiere que estos datos sintéticos describan de forma excelente los procesos físicos que se obtienen de las colisiones del LHC.

Una parte central del programa de física de ATLAS incluye la producción de fotones originados directamente en las colisiones protón-protón (pp) en el LHC – llamados fotones prompt – relevantes tanto para la realización de medidas precisas de observables que contribuyen a probar rigurosamente la Cromodinámica Cuántica (QCD), como para investigar escenarios BSM que incluyen la generación de fotones prompt aislados en el estado final. Sin embargo, el principal proceso que tiene lugar en las colisiones pp es la producción de jets los que, en algunas circunstancias como es el caso de la presencia en el jet de piones neutros muy energéticos, pueden tener características muy similares a las que tendría un fotón, por lo que este jet se puede identificar erróneamente como un fotón. El proceso de identificación de objetos físicos en ATLAS constituye uno de los ingredientes principales en cualquier análisis de física. En el caso de los fotones, esta identificación se lleva a cabo estudiando la lluvia electromagnética (EM) iniciada por las partículas en el calorímetro utilizando diversas variables que describen su forma y, como se anticipó, se lleva a cabo utilizando tanto los datos como las simulaciones. Cabe mencionar que, debido al grado de precisión alcanzado en las medidas experimentales y a que las simulaciones no son perfectas, es imprescindible realizar correcciones a dichas simulaciones para que emulen los datos permitiendo su uso para la obtención de resultados coherentes en todas las investigaciones de ATLAS. Una de las contribuciones de esta tesis consiste en la corrección de las distribuciones de las variables utilizadas para la identificación de fotones, introduciendo mejoras sustanciales en el método actual para corregir dichas distribuciones – denomina-

do Fudge Factor (FF) – mejorando notablemente su performance. Asimismo, se introdujo otro enfoque en el que se realizan correcciones directamente en el nivel más bajo de las señales en los detectores, para así mejorar simultáneamente el acuerdo dato-simulaciones en todas las variables construidas a más alto nivel que luego son utilizadas para identificar fotones.

Como se mencionó más arriba, los fotones prompt son de gran importancia para las búsquedas BSM. En particular, en el estado final fotón+jet, la masa invariante de procesos del SM sigue una forma descendente muy suave proporcionando un escenario excelente para las búsquedas de excesos localizados originados por nuevas resonancias de alta masa decayendo en un par fotón+jet. Varios modelos teóricos que pretenden dar respuesta a las diferentes carencias del SM predicen la existencia de este tipo de partículas. En particular, para dar una explicación de por qué existen tres familias de fermiones, se introdujeron modelos donde los quarks no son partículas fundamentales sino estados ligados de otras más fundamentales que experimentan una fuerza desconocida. Consecuentemente, podrían observarse estados de Quarks Excitados (EQ), q^* , en colisiones pp en el LHC dependiendo de si el valor de la escala de composición Λ es menor que la energía del centro de masa. Estos EQ decaerían dando lugar a un par fotón y jet en estado final, manifestándose como un “bump” en la distribución de masa invariante $m_{\gamma+j}$ alrededor de la masa del EQ. Otras teorías, con la introducción de dimensiones extras, intentan encontrar una solución al problema de jerarquías. De particular importancia son los modelos de dimensiones extra que predicen que la escala fundamental de Planck m_P en las $4 + n$ dimensiones (siendo n el número de dimensiones espaciales extra) está en la escala TeV y por tanto accesible a las energías del LHC. En tal escala TeV, a partir de una masa umbral m_{th} , se podrían producir Micro-Agujeros Negros (QBH) en colisiones pp del LHC y luego decaer en un pequeño número de partículas de estado final incluyendo pares fotón-quark/gluón antes de que sean capaces de termalizarse. En este caso podría observarse una amplia estructura resonante justo por encima de m_{th} sobre la distribución de $m_{\gamma+j}$ del SM. Bajo esta teoría se estudian dos modelos particulares que proponen diferentes números de dimensiones extra: el modelo RS1 de Randall-Sundrum propone un total de 5 dimensiones espacio-temporales, y el modelo ADD de Arkani-Hamed, Dimopoulos y Dvali que cuenta con un total de 10 dimensiones espacio-temporales. Por último, dada la suavidad de la distribución $m_{\gamma+j}$, es posible realizar una búsqueda agnóstica de modelos sobre este fondo, en la que se considera que la señal resonante se evidencia como forma gaussiana.

Estudios previos similares de búsquedas de resonancias en el estado final de γ +jet fueron realizados en el LHC: el último resultado de ATLAS utilizó 36.7 fb^{-1} y excluyó los modelos de q^* con masas de hasta 5.3 TeV, los QBH del tipo RS1 hasta 4.4 TeV y los QBH del tipo ADD hasta 7.1 TeV. Por otro lado, CMS también realizó estudios similares de modelos de EQ con 138 fb^{-1} , separando resonancias livianas (q^*) y pesadas (b^*), lo que resultó en límites de masas de 6.0 TeV y 2.2 TeV, respectivamente. CMS también estudió los modelos de QBH ADD y RS1, extendiendo los límites superiores de las masas hasta 7.5 TeV y 5.2 TeV, respectivamente.

El trabajo principal de esta tesis es la búsqueda de resonancias de alta masa en el estado final fotón+jet motivada por los modelos mencionados de EQ y QBH, con un análisis superador respecto de investigaciones previas tanto en ATLAS como en CMS. La búsqueda se realizó utilizando el conjunto completo de datos del Run-2 recolectados a una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV resultando en un total de 140.01 fb^{-1} . Para estudiar la elementalidad de los quarks, los resultados se interpretan con modelos de EQ, investigando por primera vez en ATLAS el efecto de diferentes acoplamientos con los campos de gauge del SM (f) y separando en diferentes sabores, q^* (u^*/d^*), c^* y b^* . Este trabajo de tesis incluye, asimismo, la primera búsqueda de quarks excitados en el canal fotón+jet en experimentos del LHC considerando el sabor charm, quarks c .

La tesis se divide en cuatro partes. La Parte I describe el marco teórico y las motivaciones del trabajo, presentando brevemente el SM y los dos modelos teóricos que motivan la búsqueda de física BSM de este trabajo. La Parte II contiene dos capítulos en los que el primero (Capítulo 2) describe el LHC y el detector ATLAS, haciendo hincapié en las distintas partes del detector que son determinantes para este trabajo. En el Capítulo 3 se analizan los métodos utilizados para la reconstrucción e identificación de los distintos objetos físicos. En la Parte III se explican los diferentes algoritmos utilizados para la identificación de fotones. En el Capítulo 4 se discuten las variables utilizadas para la identificación de fotones, cómo se optimiza y cómo se realizan las medidas de eficiencia de la identificación. En el Capítulo 5 se presentan los métodos desarrollados en esta tesis para corregir las distribuciones de las variables obtenidas con simulaciones que se utilizan para realizar la identificación de fotones. Finalmente, en la Parte IV se presenta la búsqueda de resonancias de γ +jet en el rango de altas masas. El Capítulo 6 comienza discutiendo la estrategia general de análisis de datos y los métodos estadísticos que se aplicarán para obtener los resultados. En el Capítulo 7 se describen las muestras que se utilizan tanto para los modelos teóricos como para los fondos contaminantes de señal a partir de procesos del SM. La selección de eventos y las definiciones de las regiones de señal que se utilizan en la búsqueda se presentan en el Capítulo 8. El modelado de la señal y las incertezas sistemáticas teóricas y experimentales se describen en el Capítulo 9. En el Capítulo 10 se estudian los fondos contaminantes a la señal búsqueda, siendo su determinación uno de los aspectos más complejos de la búsqueda de nueva física de este trabajo. En el Capítulo 11 se presentan y discuten los resultados obtenidos en esta búsqueda, seguido por las conclusiones finales.

Parte I

Motivación Teórica

MOTIVACIÓN TEÓRICA

1

“Not only is the Universe stranger than we think, it is stranger than we can think.”

Werner Heisenberg

Esta tesis se centra en la búsqueda de nuevas partículas predichas por diferentes escenarios más allá del Modelo Estándar (SM). En este capítulo se presenta un resumen de los principales conceptos del SM utilizados a lo largo de esta tesis. Además, se describen las interacciones hadrónicas en una colisión pp (protón-protón) y en el proceso de producción de fotones *prompt*, los cuales son producidos directamente en las colisiones pp . A continuación, en la Sección 1.2 se ofrece una vista general de las limitaciones actuales del SM y cómo, con modelos de física más allá del SM (BSM), se pretenden resolver estos problemas. Por último, en la Sección 1.3, el capítulo termina con cómo se simulan estos procesos del SM utilizando Monte Carlo (MC), mostrando los diferentes pasos y herramientas para hacerlo.

1.1. El Modelo Estándar

El Modelo Estándar (SM) de física de partículas es la teoría matemática que describe todas las partículas elementales conocidas y sus interacciones. La teoría se ha ido desarrollando a lo largo de varias décadas y tras numerosos experimentos que respaldaron sus predicciones, se ha convertido en la teoría más completa de la física de partículas.

El SM logra describir tres de las cuatro fuerzas fundamentales de la naturaleza: las interacciones electromagnética (EM), débil y fuerte, las cuales actúan en distintos rangos. La gravedad, la cuarta fuerza de la naturaleza, aunque no está incluida en el SM, es la más débil de las interacciones y tiene un alcance infinito. Las tres fuerzas fundamentales del SM resultan del intercambio de partículas que pertenecen al grupo de *bosones*. Las partículas de materia, los *fermiones*, interactúan entre ellas transfiriendo cantidades discretas de energía a través del intercambio de estos bosones.

1.1.1.1. Partículas elementales y sus interacciones

Según el SM, toda la materia está formada por fermiones, que son partículas que siguen la estadística de Fermi-Dirac y tienen spin semi-entero. Estos fermiones interactúan entre sí mediante el intercambio de bosones, que son partículas de spin entero, siguiendo la estadística de Bose-Einstein. Hasta la fecha no ha habido ningún experimento capaz de encontrar pruebas de que estas partículas tengan estructura interna.

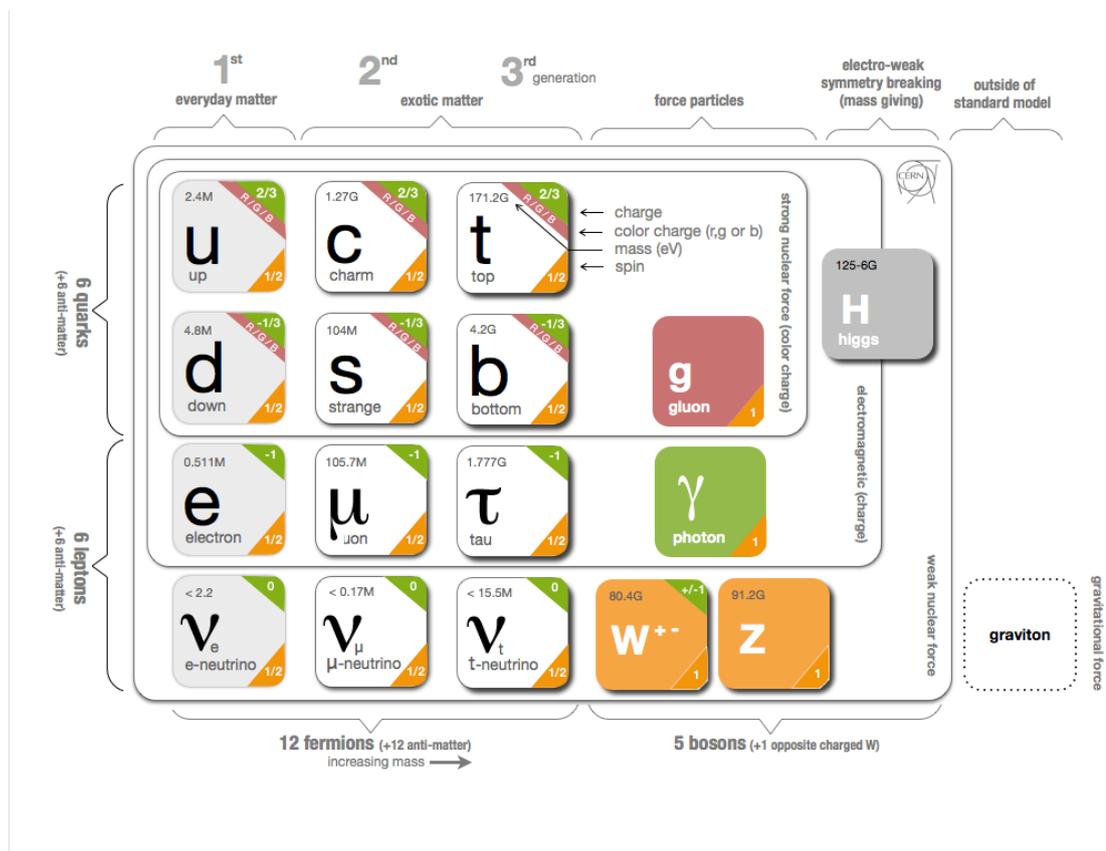


Figura 1.1: Partículas del SM y sus propiedades. Todos los fermiones participan en la interacción débil, pero sólo los quarks interactúan con los gluones, mientras que tanto los quarks como los leptones cargados interactúan mediante la fuerza EM. Los neutrinos, al ser neutros e incoloros, sólo interactúan con los bosones W y Z a través de la fuerza débil. Por último, el gravitón, aunque aún no se ha descubierto, debería ser el correspondiente portador de la fuerza gravitatoria. Extraído de la Ref. [2].

Los fermiones se dividen en dos tipos de partículas elementales: los leptones y los quarks. Existen seis leptones clasificados según su carga que se dividen en tres familias o generaciones, ordenadas en función de su masa. Las partículas de las generaciones superiores tienen mayor masa y son muy inestables, decayendo en leptones de generaciones inferiores. Por esta razón, la materia se construye a partir de leptones de primera generación. Los leptones son: electrón (e), muón (μ) y tau (τ), con sus respectivos neutrinos: neutrino electrón (ν_e), neutrino muón (ν_μ) y neutrino tau (ν_τ). También hay seis antileptones que tienen carga eléctrica opuesta a la de los leptones. El electrón, el muón y el tau tienen carga eléctrica y una masa considerable, mientras que los neutrinos son eléctricamente neutros y tienen una masa muy pequeña (aunque en el SM es estrictamente cero).

Del mismo modo, hay seis sabores (flavours) de quarks, también con sus respectivas antipartículas: up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) y bottom (b). Los quarks también presentan otra propiedad que es el número cuántico de color y sólo se mezclan de tal manera que forman objetos sin color. En la Figura 1.1 se muestra un resumen de los quarks y sus propiedades.

Cada una de las tres fuerzas en el SM se describe mediante una Teoría Cuántica de Campos (QFT). La fuerza fuerte, mediada por gluones sin masa, es responsable de la interacción entre los quarks que aunque no tienen carga eléctrica poseen carga de color. A pesar de que estos no tienen masa, la interacción fuerte se hace más fuerte a bajas energías, confinando quarks y gluones dentro de hadrones debido a la propiedad de libertad asintótica y a la propiedad de *confinamiento*, las cuales serán discutidas más adelante. La fuerza EM entre partículas cargadas está mediada por fotones. Los fotones no tienen masa y, en consecuencia, la interacción tiene un alcance infinito. Por último, la interacción débil está mediada por los bosones masivos W y Z , que dan lugar a interacciones de corto alcance. Las propiedades fundamentales de estos bosones también se muestran en la Figura 1.1.

1.1.2. Breve descripción matemática del Modelo Estándar

El SM es una teoría de campos renormalizable basada en simetrías locales que proporciona una descripción de las partículas fundamentales y sus interacciones: la fuerte, la débil y la EM. Estas interacciones aparecen por el requisito de que la teoría es invariante bajo transformaciones gauge locales del grupo de simetría:

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y,$$

donde Y es la hipercarga, L la helicidad izquierda y C la carga de color, y representan las cantidades conservadas del grupo de simetría. Cada transformación gauge local puede ser absorbida dentro de un campo de gauge, con las excitaciones de los campos gauge llamadas bosones gauge. El sector electrodébil (EW) del SM $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ describe las interacciones débil y EM, tras el mecanismo de ruptura espontánea de simetría en virtud del potencial de Higgs. El grupo no abeliano $SU(3)_C$, con carga de color, describe las interacciones fuertes entre quarks y gluones y la teoría se conoce como Cromodinámica Cuántica (QCD) [3].

En principio, las partículas incluidas en el SM carecen de masa a diferencia de las partículas observadas en la naturaleza. Aunque las ecuaciones de la interacción EW describen correctamente partículas como el fotón, no dan cuenta de las masas de los bosones W y Z . Para solucionar este problema se introdujo el concepto de ruptura espontánea de simetría EW (EWSB), conocido como mecanismo de Brout-Englert-Higgs [4–7]. Este mecanismo explica cómo los bosones W y Z adquieren masa a través de la ruptura espontánea de la simetría EW, causada porque el campo escalar de Higgs adquiere un Valor de Expectación de Vacío (VEV) distinto de cero. Además, predice la existencia de una nueva partícula escalar, dando lugar a un nuevo bosón masivo de spin 0, denominado bosón de Higgs. Esta

partícula fue confirmada experimentalmente en 2012 por las colaboraciones A Toroidal LHC ApparatuS (**ATLAS**) y Compact Muon Solenoid (**CMS**) en el Gran Colisionador de Hadrones (**LHC**), con una masa medida de 125.11 ± 0.11 GeV [8–10].

La interacción electrodébil

Las interacciones **EW** satisfacen la simetría de gauge del grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. El grupo $SU(2)_L$, llamado isospín débil actúa sólo sobre los fermiones de quiralidad izquierda y $U(1)_Y$ es el grupo de hipercarga que actúa sobre ambas quiralidades de forma vectorial. El grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ tiene cuatro generadores, de los cuales tres pertenecen al isospín débil: $T_i = \frac{\sigma_i}{2}$, siendo $i = 1, 2, 3$ y σ_i las matrices de Pauli y uno al grupo de hipercarga: $\frac{Y}{2}$. Los fermiones izquierdos se transforman como dobletes bajo $SU(2)_L$, $f_L \rightarrow e^{iT_i \theta_i} f_L$ con

$$f_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \dots, \quad (1.1)$$

mientras que los fermiones derechos se transforman como singletes $f_R \rightarrow f_R$ con

$$f_R = e_R, u_R, d_R, \dots \quad (1.2)$$

Esta distinción entre izquierdos y derechos implica que la teoría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ es una teoría quiral. Por otro lado, la carga eléctrica está relacionada con la tercera componente del isospín débil T_3 y la hipercarga Y , según la fórmula de Gell-Mann Nishijima:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.3)$$

El número de bosones de gauge asociados coincide con el número de generadores del grupo de simetría. Para el isospín débil hay 3 bosones $SU(2)_L$: $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$, y para $U(1)$ se tiene un bosón de hipercarga: B_μ . La simetría global $SU(2)_L \times U(1)_Y$ se convierte en local, sustituyendo en el lagrangiano la derivada de los campos por la derivada covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (1.4)$$

donde g es la constante de acoplamiento de $SU(2)_L$ y g' de $U(1)_Y$.

La densidad lagrangiana **EW** puede escribirse entonces como la suma del Lagrangiano fermiónico con las interacciones de gauge y los términos cinéticos para los campos de gauge introducidos:

$$\mathcal{L}_{EW} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \sum_{f=\ell, q} \bar{f} i \gamma^\mu D_\mu f, \quad (1.5)$$

donde los tensores de campo de Yang-Mills $F_{\mu\nu}^i$ para $SU(2)_L$ y $B_{\mu\nu}$ para $U(1)_Y$ se definen como:

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (1.6)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu. \quad (1.7)$$

El mecanismo de Higgs

La formulación hasta ahora descrita no incluye las masas de ninguna de las partículas. Esto se debe a que al agregar términos de masa explícitos al lagrangiano (como por ejemplo $m\psi\hat{\psi}$ o $m_B^2 B^\mu B_\mu$), el mismo pierde la invariancia EW. La forma de incluir masas a la teoría es mediante el mecanismo de Higgs. Para ello se asume la existencia de un campo de spin 0, denominado campo de Higgs. El mismo es un doblete en el espacio $SU(2)$ y tiene hipercarga no nula en $U(1)$, pero es un singlete en el espacio de color. Los bosones de gauge y los fermiones pueden interactuar con este campo, y en su presencia dejan de tener masa nula. Si bien el Lagrangiano conserva la simetría $SU(2)$ y $U(1)$, el estado fundamental no, en lo que se denomina un rompimiento espontáneo de simetría.

El sector de Higgs del Lagrangiano viene dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.8)$$

donde Φ es un campo escalar complejo en la representación $SU(2)$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (1.9)$$

con hipercarga $U(1)$ $Y = +1$, donde ϕ_+ y ϕ_0 son complejos con carga eléctrica $+1$ y 0 , respectivamente y la derivada covariante viene dada por la Ec. 1.4. La razón de tener la simetría adicional $U(1)_Y$ es para que la teoría produzca un bosón de gauge sin masa asociado al fotón. Se requiere que el potencial de Higgs $V(\phi)$ tenga la forma

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.10)$$

para garantizar la renormalizabilidad de la teoría y la invariancia de $SU(2)$ y $U(1)$. El parámetro λ tiene que ser positivo para que el potencial tenga un mínimo, de forma que el comportamiento del campo venga determinado entonces por μ . Para $\mu^2 > 0$, el campo genera un VEV distinto de cero ($v := \phi^\dagger \phi$) que rompe espontáneamente la simetría. El potencial $V(\phi)$ tiene la forma conocida de un sombrero mexicano con infinitos estados degenerados con energía mínima que satisface $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$. De estos infinitos estados, es habitual utilizar:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

con $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$, $\phi_3 = v$.

Para estudiar el espectro de partículas, se estudia el campo alrededor del mínimo utilizando una expansión en la dirección radial:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

donde $H(x)$ son excitaciones del estado fundamental alrededor del mínimo pero en la dirección radial del potencial. Debido a la invariancia de gauge del potencial para excitaciones alrededor de los mínimos de la circunferencia y de acuerdo con el teorema de

Goldstone, uno debería en principio tener tres bosones escalares sin masa asociados a los grados de libertad no radiales del campo. La arbitrariedad de gauge permite que los bosones de Goldstone sean absorbidos por los bosones W y Z (proporcionan las polarizaciones longitudinales adquiridas por los campos gauge). El desarrollo en la dirección radial da la masa de la excitación H , $\sqrt{2\lambda\nu}$ que es la masa del bosón de Higgs, y los acoplamientos cúbicos y cuárticos de este bosón. De esta manera, las masas de los bosones del SM tienen la forma:

$$m_g = 0 \quad (1.13)$$

$$m_\gamma = 0 \quad (1.14)$$

$$m_W = \frac{gv}{2} \quad (1.15)$$

$$m_Z = \frac{g}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.16)$$

$$m_H = \sqrt{2\lambda\nu} \quad (1.17)$$

Los términos de acoplamiento tipo Yukawa al campo de Higgs dan masas a los fermiones del SM:

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = g_f \left(\bar{\psi}_L \phi \psi_R + \phi^\dagger \bar{\psi}_R \psi_L \right), \quad (1.18)$$

siendo este una invariante $SU(2)$. La constante de acoplamiento g_f describe el acoplamiento entre el doblete de Higgs y los fermiones. Haciendo una expansión del campo similar a la realizada anteriormente y sustituyendo en el Lagrangiano de Yukawa, se obtienen términos que indican las masas de los fermiones como

$$m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}}. \quad (1.19)$$

La interacción fuerte

El enorme esfuerzo por describir el gran espectro de resonancias de mesones y bariones que se descubrieron durante la década de 1950, llevó a Gell-Mann y Zweig a proponer en 1964 el modelo de los quarks [11–13], que afirma que los hadrones son en realidad compuestos de constituyentes más pequeños. Zweig denominó a las partículas elementales *aces* mientras que Gell-Mann las llamó *quarks*, pero finalmente la teoría pasó a llamarse modelo de los quarks.

El modelo de los quarks se formalizó en la teoría de QCD con quarks que llevan un número cuántico adicional llamado carga de color, $C = R, G, B$. Sin carga de color, los quarks dentro de algunos hadrones existirían en estados cuánticos simétricos, en violación del principio de exclusión de Pauli. La teoría satisface la simetría de gauge del grupo $SU(3)_C$, que tiene ocho generadores $T^a = \frac{\lambda_{\alpha\beta}^a}{2}$, siendo α y β los índices de color y $\lambda_{\alpha\beta}^a$ las ocho matrices de Gell-Mann ($a = 1, 2, \dots, 8$). Estos ocho generadores introducen ocho nuevos campos de gauge cuyos bosones asociados son los gluones. Los mesones y bariones, hadrones compuestos por dos y tres quarks respectivamente, son singletes blancos (carga de color neutro) de $SU(3)_C$.

La simetría local $SU(3)_C$ se obtiene sustituyendo en el lagrangiano las derivadas covariantes

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \sum_{a=1}^8 \frac{\lambda_{\alpha\beta}^a}{2} G_\mu^a,$$

donde g_s es la constante de acoplamiento QCD desnuda y suele sustituirse por $\alpha_s = g_s^2/4\pi$. El tensor de campo de Yang-Mills $G_{\mu\nu}^a$ para el grupo $SU(3)_C$ puede escribirse como

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c,$$

donde f_{abc} son las constantes de estructura de $SU(3)$. Es importante observar que el último término de la ecuación anterior describe la auto-interacción de los gluones, responsable de la naturaleza no abeliana de QCD. La densidad lagrangiana QCD viene dada entonces por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{SM}} \supset \mathcal{L}_{\text{QCD}} &= -\frac{1}{2} \text{Tr} \{ G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \} + \sum_{\text{flavours}} i \bar{q}_f \gamma^\mu D_\mu q_f \\ &= -\frac{1}{4} \sum_{a=1}^8 G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_{\text{flavours}} i \bar{q}_f \gamma^\mu D_\mu q_f \end{aligned}$$

Renormalización Como se ha mencionado, el SM es una QFT renormalizable. A continuación se detalla brevemente a qué se refiere este término. Los efectos de orden superior introducen correcciones cuánticas, por ejemplo, en el cálculo de los acoplamientos en el SM, que deben tenerse en cuenta. Al mismo tiempo, las partículas en estos *loops* tienen momentos no ligadas, por lo que surgen divergencias en los cálculos tanto para momentos bajos (Infrarrojo (IR)) como altos (Ultravioleta (UV)), que deben eliminarse para que la teoría sea consistente con las medidas experimentales. El proceso por el que las divergencias desaparecen o se “absorben” añadiendo una dependencia de escala a parámetros como los acoplamientos o las masas de las partículas se conoce como renormalización. De este modo, el lagrangiano físico, con acoplamientos comparables a los experimentos, puede escribirse como un lagrangiano desnudo menos un lagrangiano que contenga los términos que eliminan las divergencias, a costo de introducir una dependencia con la escala μ del momento. Por lo tanto, la renormalización da lugar a que los acoplamientos (y otros observables) no sean consistentes y varíen con μ . El fenómeno de la libertad asintótica y el confinamiento del color en QCD son consecuencias de este proceso de renormalización, que es a su vez una propiedad de las teorías gauge.

La constante de acoplamiento α_s Una de las consecuencias de la naturaleza no abeliana de QCD aparece en la renormalización de la constante de acoplamiento α_s a través de los diagramas de polarización del vacío, que acaba dependiendo de la escala Q de interacción. Para la Electrodinámica Cuántica (QED), la polarización del vacío está inducida por pares virtuales e^+e^- , que apantallan la carga eléctrica y dan lugar a que el acoplamiento disminuya con la distancia. Por el contrario, los gluones no sólo producen pares $q\bar{q}$ (que

causan un efecto similar a QED), sino que también crean gluones adicionales, que tienden a antiapantallar la carga de color aparente. En el régimen de alta energía (distancias pequeñas), la constante de acoplamiento puede aproximarse con un cálculo de 1 loop en QCD perturbativa, como sigue

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{1 + (11N_C - 2N_f) \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{12\pi} \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)} = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}\right)}, \quad (1.20)$$

donde N_C es el número de colores en la teoría (3), N_f es el número de sabores activos¹, $\alpha_s(Q_0)$ es el valor de la constante de acoplamiento a una escala fija Q_0 , determinada experimentalmente en el valor de la masa del bosón Z al cuadrado y Λ_{QCD} es la escala de *cut-off* IR, donde la aproximación perturbativa en α_s deja de ser válida. Las medidas experimentales, comparadas con la predicción teórica, de la constante de acoplamiento α_s se presentan en la Figura 1.2, mostrando la excelente concordancia entre ambas.

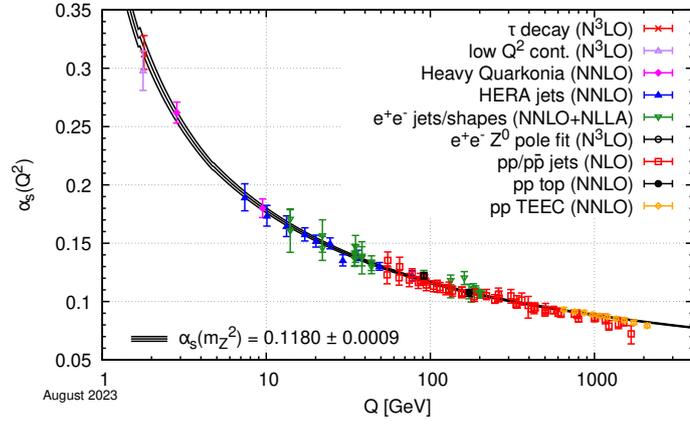


Figura 1.2: Medidas experimentales de la constante de acoplamiento de QCD comparada con las predicciones calculadas a nivel de 5 loops [14].

Confinamiento y libertad asintótica Se dice que la constante de acoplamiento *corre*, siendo grande a baja energía y haciéndose más pequeña a alta energía. De la Ec. 1.20, a altas energías $\alpha_s \rightarrow 0$ y en consecuencia, los quarks se comportan como partículas no acotadas, fenómeno conocido como libertad asintótica [15, 16]. Por otro lado, para bajas energías ($Q^2 \rightarrow 0$), el acoplamiento α_s aumenta divergentemente y por tanto QCD da lugar al confinamiento de quarks y gluones [17]. El confinamiento implica que ni los quarks ni los gluones pueden aparecer aislados sino que forman compuestos sin color llamados hadrones. Además, a partir de la escala de corte infrarroja Λ_{QCD} , donde la aproximación perturbativa a α_s ya no es válida, la creación de pares quark-antiquark en el vacío es energéticamente más favorable que la separación de un par de quarks ligados. Por esta razón, a medida que pierden energía, los quarks y gluones producidos en un colisionador de protones sufren un proceso repetitivo conocido como hadronización, en el que se crean

¹ Aquellos quarks con $m_q \ll Q$, donde m_q es la masa del quark luego del proceso EWSB producido por el bosón de Higgs.

cascadas colimadas de hadrones, denominadas jets, que forman un cono desde el quark o gluón inicial.

1.1.3. Interacciones hadrónicas en colisionadores protón-protón

Como se discute en la Sección 1.1.2, la constante de acoplamiento α_s , que gobierna las interacciones fuertes entre quarks, tiene una fuerte dependencia de la escala de energía de cada interacción, modificando radicalmente la naturaleza de los procesos. La modelización de una colisión protón-protón en un experimento como lo es ATLAS, en el que es necesario conocer su evolución desde la interacción entre los protones a $\sqrt{s} \sim \text{TeV}$, hasta la interacción de las partículas en el estado final con los materiales activos y pasivos del detector a unos pocos GeV, representa un enorme reto ya que abarca regímenes de comportamiento QCD muy diferentes. Dado que el LHC es un colisionador de protones es importante disponer de una descripción muy precisa de la estructura de los protones, ya que una colisión pp a muy altas energías consiste básicamente en colisionar los constituyentes de los mismos.

A energías muy altas, pero dentro del régimen perturbativo, la colisión entre dos protones puede estudiarse mediante el Modelo de Partones. Este modelo fue introducido por Feynman [18] y Bjorken [19] a finales de los años 60 para interpretar la dispersión inelástica profunda electrón-núcleo en Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). Esta descripción ha demostrado ser una buena aproximación para interacciones partón-partón con gran transferencia de momento (es decir, el escalado de Bjorken [20]), pero no es apropiada para modelizar la interacción a bajas energías. Bajo esta abstracción, los partones incluyen no sólo los quarks de valencia (u , \bar{u} y d en el caso del protón) sino también los pares de partículas y antipartículas en el mar de quarks y los gluones que median las interacciones entre ellos. El modelo asume una interacción permanente entre los partones, por lo que su momento individual es desconocido, aunque su fracción de momento con respecto al momento total del hadrón puede modelizarse como una variable aleatoria. Además, en el caso de la verificación experimental, los quarks y gluones en el estado final no se observan directamente debido a la hadronización. En su lugar, se calcula una sección eficaz hadrónica efectiva, $\sigma(pp \rightarrow jj)$, entre los protones incidentes y los jets del estado final. Para realizar este paso, se utiliza el teorema de factorización [18, 21–23], que permite una separación sistemática entre las interacciones de corta distancia (de los partones) y las interacciones de larga distancia (responsables del confinamiento del color y de la formación de hadrones). Este teorema establece que la sección eficaz total para dos hadrones puede obtenerse ponderando y combinando las secciones eficaces para dos partones particulares. Esta ponderación se realiza utilizando lo que se conoce como una Función de Distribución Partónica (PDF), $f_i(x, Q^2)$, que describe la densidad de partones para un partón de la especie i en un hadrón, con una fracción x de la energía-momento del hadrón cuando el hadrón se prueba a una escala de Q^2 . La sección eficaz para un proceso de dispersión dura

$pp \rightarrow X$, iniciado por dos hadrones con cuadrimentos P_1 y P_2 puede escribirse como:

$$\sigma_{pp \rightarrow X} = \sum_{ij} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu_F^2) f_j(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(\mu_R^2), Q^2/\mu_R^2, Q^2/\mu_F^2), \quad (1.21)$$

donde x_1 y x_2 son las fracciones de momento transportadas por los partones interactuantes, y $p_1 = x_1 P_1$ y $p_2 = x_2 P_2$ son los momentos de los partones interactuantes. La sección eficaz partónica $\hat{\sigma}_{ij}$, correspondiente a la interacción de los partones i y j , se calcula a un orden fijo en α_s , que se evalúa a una cierta escala de renormalización μ_R y escala de factorización μ_F . La escala de renormalización μ_R es importante para absorber las divergencias UV en los cálculos a órdenes superiores. La sección eficaz total se obtiene sumando todos los posibles sabores de partón e integrando todas las posibles fracciones de momento. Las PDFs, f_i y f_j , se evalúan a una escala de factorización, μ_F , que puede considerarse como la escala que separa la física perturbativa de corta distancia de la física no perturbativa de larga distancia (es decir, separa los procesos duros de los blandos).

Si la expansión perturbativa se llevara a todos los órdenes, la sección eficaz en la Ec. 1.21 sería independiente de μ_F y μ_R . Sin embargo, en el cálculo real de orden finito esto no es así. Suelen tomarse ambos como iguales, $\mu_F = \mu_R = \mu$, elegidos a la escala típica Q^2 del proceso, para minimizar la contribución de los términos de orden superior no calculados cuyas formas son logarítmicas $\log(Q^2/\mu_R^2)$ y $\log(Q^2/\mu_F^2)$. La dependencia de la predicción de μ_R y μ_F se asigna como incertidumbre teórica. El hecho de que la sección eficaz de un proceso deba ser independiente de la escala de factorización μ_F condujo a las ecuaciones DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [24–26]. Estas ecuaciones determinan la evolución de la PDF con Q^2 . Para el caso del protón, la Figura 1.3 muestra las PDFs evaluadas a dos escalas de factorización diferentes para todos los partones posibles.

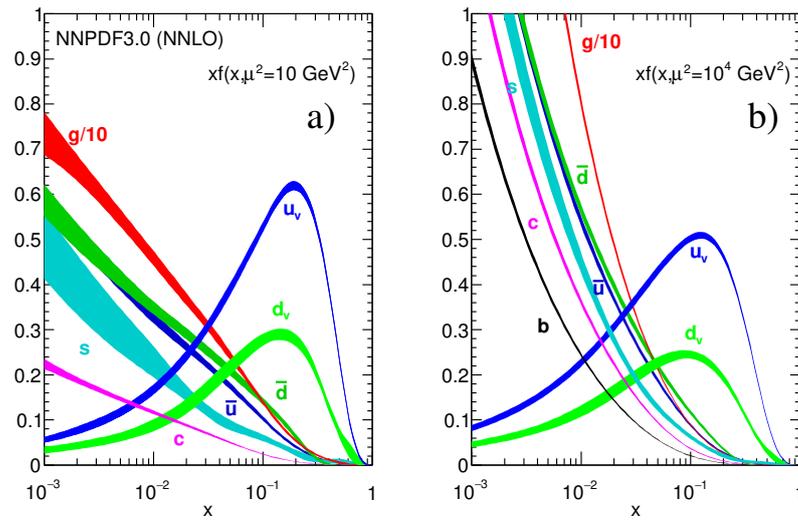


Figura 1.3: Fracción del momento x del partón multiplicado por su correspondiente PDF $f_i(x, Q^2)$ (donde $i = u_v = u - \bar{u}$, $d_v = d - \bar{d}$, \bar{u} , \bar{d} , $s \simeq \bar{s}$, $c = \bar{c}$, $b = \bar{b}$, g) obtenida por el análisis global a Next-to-Next-to-Leading Order (NNLO) NNPDF3.0 [27] para dos escalas diferentes: $\mu^2 = 10 \text{ GeV}^2$ (izquierda) y $\mu^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ (derecha), utilizando $\alpha_s(M_Z^2) = 0.118$. Las figuras son extraídas de la Ref. [28].

Descripción del proceso de colisión

Inicialmente dos hadrones se acercan en un curso de colisión, donde cada hadrón puede pensarse como un grupo de partones esencialmente colineales caracterizados cuantitativamente por las PDFs. Se denomina como colisión dura a la colisión entre los dos partones procedentes uno de cada hadrón. Este proceso puede ser calculado por una aproximación perturbativa hasta cierto orden en α_s . En un escenario de colisión con partículas aceleradas que llevan carga EM y cargas de color, procesos de bremsstrahlung pueden ocurrir antes y después de la colisión dura, como por ejemplo radiación de gluones como $q \rightarrow qg$. Las emisiones que se inician a partir de los dos protones que colisionan se denominan radiación de estado inicial (ISR), mientras que las radiaciones de los partones salientes se denominan radiación de estado final (FSR). Con el desarrollo de la lluvia de partones, la intensidad del campo de QCD aumenta (véase la Figura 1.2) a medida que los partones pierden energía y pueden romperse mediante la producción de pares quark-antiquark. Así, quarks y antiquarks pueden combinarse para producir un hadrón primario. La creación de hadrones como consecuencia del fenómeno de confinamiento se denomina “hadronización”. Los productos adicionales de la colisión que no están explícitamente relacionados con el proceso duro (radiación, restos de hadrones, productos de interacciones de múltiples partones, etc.), se suelen agrupar y denominar Evento subyacente (*Underlying Event*) (UE). Una visualización de la colisión pp se muestra en la Figura 1.4.

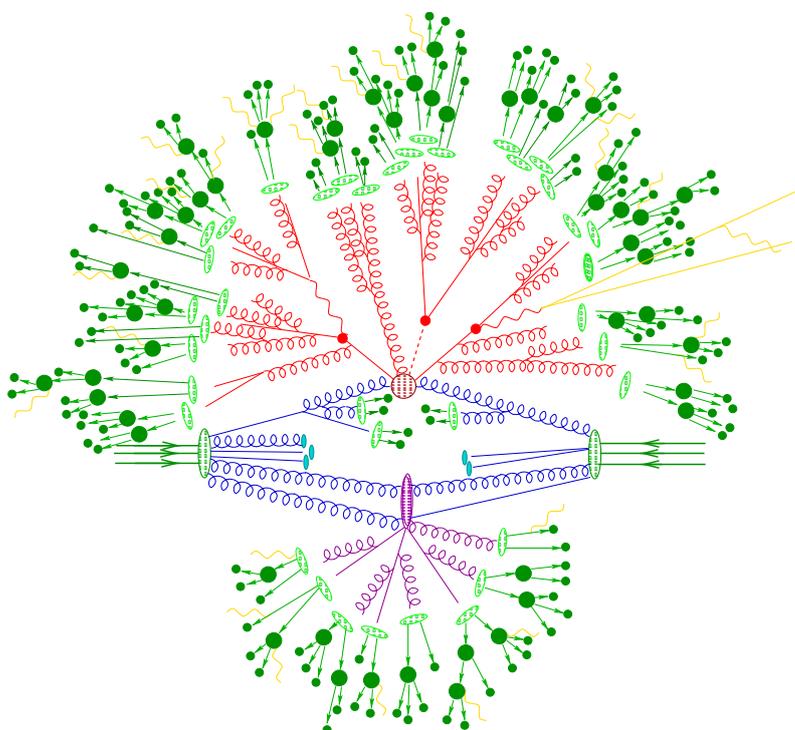


Figura 1.4: Ilustración de las etapas de una colisión hadrón-hadrón. El círculo rojo en el centro de la figura representa la colisión dura, rodeada por una estructura en forma de árbol que representa la radiación bremsstrahlung que simulan las *parton showers*. El óvalo violeta en la parte inferior representa un ejemplo de un evento secundario de dispersión dura (UE). El proceso de hadronización está representado por los óvalos verdes claro, mientras que los círculos verdes oscuro indican los decaimientos hadrónicos. Finalmente, las líneas amarillas señalan la radiación de fotones. [29].

A lo largo de los años, diferentes experimentos del LHC han medido secciones eficaces de diferentes procesos del SM. La Figura 1.5 muestra la buena concordancia entre las secciones eficaces medidas por ATLAS de algunos procesos y sus predicciones teóricas.

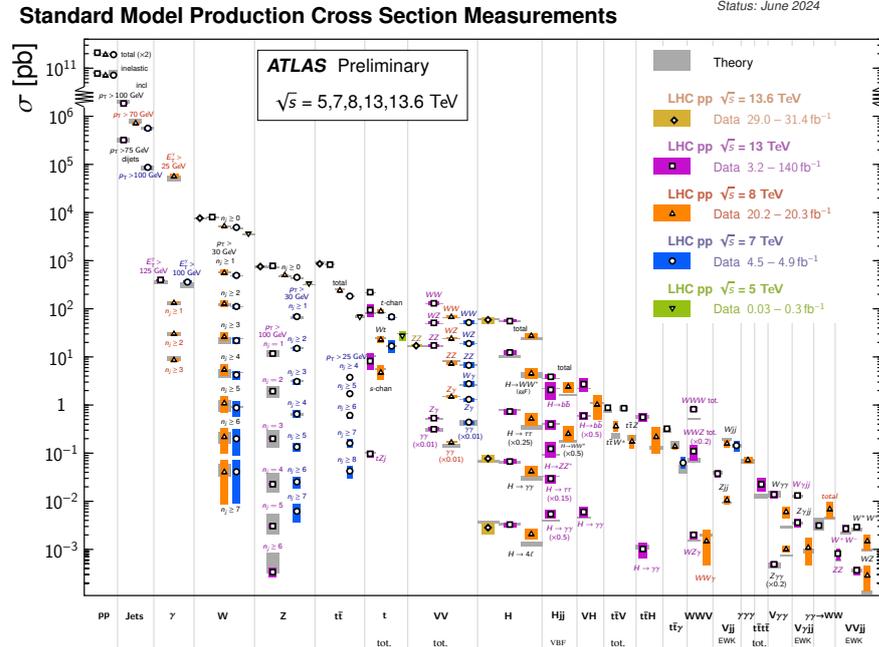


Figura 1.5: Resumen de diversas medidas experimentales de las secciones eficaces de producción de diferentes procesos del SM, comparadas con las predicciones teóricas [30].

1.1.4. Teoría de producción de fotones *prompt*

Los fotones de alto momento transversal originados en la colisión pp (“prompt”) permiten investigar una gran variedad de procesos en escenarios de colisiones pp , ya sea para realizar medidas de precisión del SM o para llevar a cabo búsqueda de nueva física (BSM). Una de las grandes ventajas de estos procesos es que las señales dejadas en los detectores por los fotones son mucho más limpias que las dejadas por jets, en donde además se cuenta con menores incertezas sistemáticas de reconstrucción e identificación.

La producción de fotones prompt tiene lugar a través de dos procesos: el proceso de fotones directos (D) en el que el fotón surge directamente de la interacción dura, y el proceso de fotones de fragmentación (F), en el que el fotón se emite en la fragmentación de un partón de alto momento transversal [31, 32]. Desde un punto de vista topológico, cuando se produce un fotón directo, generalmente está separado de la actividad hadrónica, mientras que un fotón producido a partir de un proceso de fragmentación, lo más probable es que esté acompañado de hadrones.

A Leading Order (LO) en teoría de perturbaciones, hay dos subprocessos que contribuyen a la producción de fotones directos: (a) el proceso Compton $qg \rightarrow \gamma q$ y (b) el proceso de aniquilación $q\bar{q} \rightarrow \gamma + g$, mostrados en las Figuras 1.6a y 1.6b, respectivamente. A mediano y gran x (fracción de momento del partón) hay una jerarquía natural de distribuciones de

partones en el protón, $q \gg g \gg \bar{q}$, mientras que a pequeño x , $g \gg q, \bar{q}$ (Figura 1.3). Como consecuencia, en las colisiones protón-protón, el proceso Compton qg domina esencialmente en todo el rango del momento transversal, p_T . Esto hace que la producción prompt de fotones sea particularmente útil para restringir la distribución de gluones.

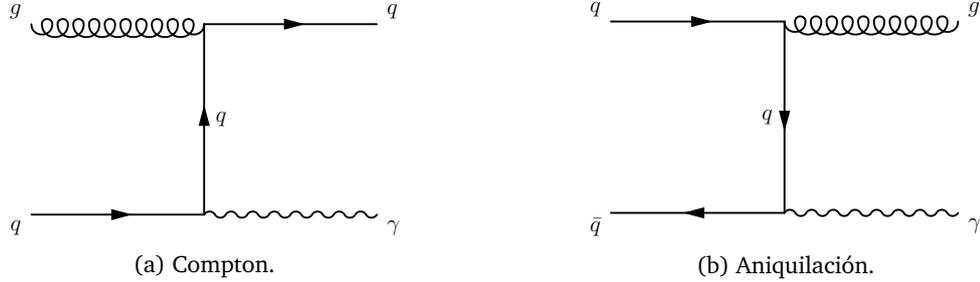


Figura 1.6: Diagramas de Feynman de producción de fotones directos a LO en colisiones pp .

Las correcciones a Next-to-Leading Order (NLO) de este proceso se presentan en la Figura 1.7. En la Figura 1.7a, existe una singularidad colineal cuando los momentos del quark y el gluón del estado final son paralelos. Esta divergencia se cancela cuando se suman las contribuciones real y virtual del gluón (un ejemplo de una contribución virtual se muestra en la Figura 1.7b) y el efecto neto es una corrección finita $\mathcal{O}(\alpha_s)$ al proceso LO.

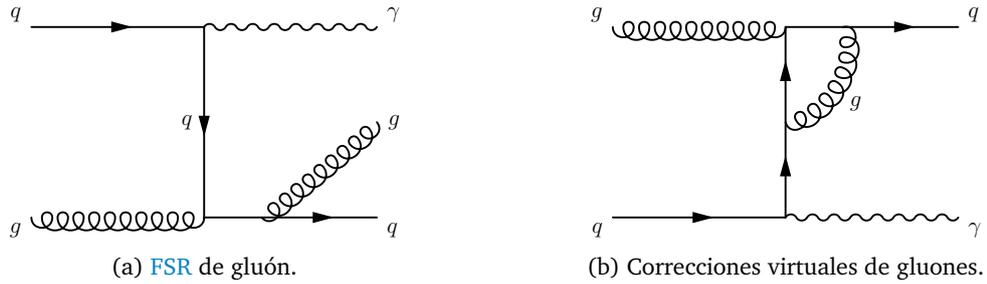
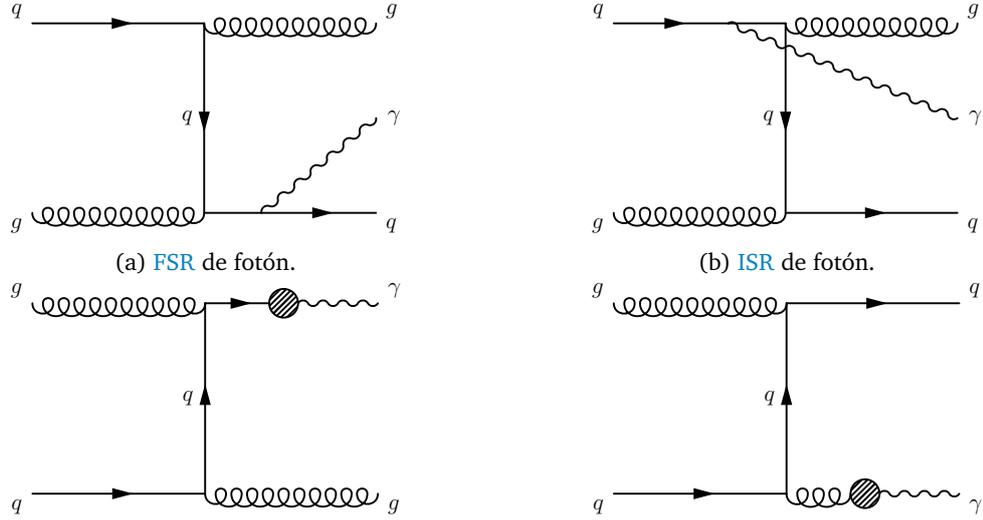


Figura 1.7: Diagramas de Feynman de producción de fotones directos a NLO en colisiones pp .

Asimismo, en la Figura 1.8 se muestran las correcciones a la producción de fotones de fragmentación a NLO. Al igual que para el caso de fotones directos, en los diagramas de las Figuras 1.8a y 1.8b se observan singularidades colineales pero, esta vez, cuando los momentos del fotón y del quark son paralelos. Esta singularidad, sin embargo, no se cancela sino que tiene que ser absorbida en una función de fragmentación de fotones $D_q^\gamma(z, \mu_f^2)$ que representa la probabilidad de encontrar un fotón portando fracción de momento longitudinal z en un jet de quarks a escala μ_f . Estas correcciones a NLO de la componente de fragmentación contiene también todos los procesos en los que un partón del estado final fragmenta para producir un fotón (dentro de la cascada partónica), incluido aquel donde el fotón es colineal al momento del partón originario (Figuras 1.8c y 1.8d). Esta función de fragmentación no es calculable en teoría de perturbaciones y obedece a una ecuación de evolución DGLAP similar a la de las funciones de fragmentación hadrónicas. La contribución a la sección eficaz de la Figura 1.8 contiene un factor de la forma

$$\hat{\sigma}(qg \rightarrow qg) \oplus D_q^\gamma(z, \mu_f^2). \quad (1.22)$$

La función de fragmentación de fotones aumenta uniformemente con la escala en todo el rango de z , es decir, $D_k^\gamma(z, \mu_f^2) \sim d^\gamma(z) \ln(\mu^2)$ cuando $\mu^2 \rightarrow \infty$. Cuando $p_T \gtrsim \text{GeV}$, el crecimiento en la forma de $\ln p_T^2$ de la función de fragmentación en la Ec. 1.22 compensa uno de los acoplamientos $\alpha_s(p_T^2)$ en la sección eficaz del subproceso y la contribución es efectivamente de orden $\alpha_s(p_T^2) \alpha_{EM}$, es decir, la misma que la contribución a LO.



(a) FSR de fotón. (b) ISR de fotón. (c) Fragmentación de un fotón de un quark a NLO. (d) Fragmentación de un fotón de un gluón a NLO.

Figura 1.8: Diagramas de Feynman de producción de fotones de fragmentación a NLO en colisiones pp .

La sección eficaz diferencial inclusiva en E_T^γ para la producción de un fotón no aislado viene dada por la suma de las contribuciones directas y de fragmentación:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE_T^\gamma} &= \frac{d\sigma_{\text{dir}}}{dE_T^\gamma} + \frac{d\sigma_{\text{frag}}}{dE_T^\gamma} \\ &= \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int dx_a dx_b f_a(x_a, \mu_F^2) f_b(x_b, \mu_F^2) \times \\ &\quad \left[d\hat{\sigma}_{ab}^\gamma(p^\gamma; x_a, x_b, \mu_R, \mu_F, \mu_f) + \right. \\ &\quad \left. \sum_{c=q,\bar{q},g} \int_{z_{\text{mín}}}^1 \frac{dz}{z} d\hat{\sigma}_{ab}^c(p^\gamma; x_a, x_b, z, \mu_R, \mu_F, \mu_f) D_c^\gamma(z, \mu_f^2) \right], \end{aligned} \quad (1.23)$$

donde $D_c^\gamma(z, \mu_f^2)$ es la función de fragmentación de un partón c a un fotón que lleva la fracción de momento z , $f_a(x_a, \mu_F^2)$ es la PDF de un partón a , μ_R y μ_F son las escalas estándar de renormalización y factorización y μ_f es la escala de fragmentación. Las correcciones de la componente directa de la sección eficaz partónica $\hat{\sigma}_{ab}^\gamma$ se conocen hasta el NNLO en QCD perturbativa (pQCD), mientras que la componente de fragmentación $\hat{\sigma}_{ab}^c$ sólo se conoce a NLO.

A LO, los cálculos teóricos para los procesos directos y de fragmentación convergen por separado y pueden considerarse independientemente. Sin embargo, esta distinción no tiene significado físico más allá de LO, ya que ambos tipos de procesos deben considerarse al mismo tiempo para cancelar las singularidades colineales e infrarrojas del estado final.

Por lo tanto, más allá del LO, tanto los procesos directos como los de fragmentación no pueden considerarse por separado. Desde un punto de vista teórico, la distinción viene definida por una elección arbitraria. Se deriva de la necesidad de factorizar las singularidades colineales del estado final y absorberlas en las funciones de fragmentación. Esta factorización requiere la introducción de una escala de fragmentación arbitraria μ_f , que es un parámetro no físico. En términos más generales, depende de la elección arbitraria del esquema de factorización, que define la parte finita de las correcciones de orden superior que se absorbe en las funciones de fragmentación junto con las singularidades; la parte finita restante se incluye entonces en las contribuciones de orden superior a las secciones eficaces partónicas. La dependencia de esta arbitrariedad y, en particular, de μ_f se cancela sólo en la suma de las contribuciones directas y de fragmentación, por lo que sólo esta suma es un observable físico.

1.2. Física Más allá del Modelo Estándar

En la sección anterior se han descrito brevemente el SM, junto con resultados de ATLAS que muestran un muy buen acuerdo del SM con los datos experimentales. A pesar de ser una de las teorías más exitosas de la física en general, el modelo tiene naturalmente un rango de validez. Sin embargo, no puede considerarse la teoría definitiva ya que tiene ciertas limitaciones tanto desde el punto de vista teórico como experimental. El SM se sigue considerando una teoría efectiva, una aproximación a baja energía de una teoría más fundamental. Hay tres tipos populares de teorías de la nueva física: (i) modelos con una simetría extendida o sector escalar, (ii) teoría de mayores dimensiones y (iii) fermiones compuestos (es decir, los fermiones del SM ya no son elementales [33–38]). A continuación, se presenta una vista general de las principales deficiencias del SM. Luego, se discuten los modelos teóricos utilizados en la búsqueda llevada a cabo en esta tesis, que permiten resolver algunas de las cuestiones que el SM no puede responder.

- Gravedad: Una de las principales limitaciones del SM es la imposibilidad de incluir la gravedad del mismo modo que otras interacciones. No sólo incluir la gravedad en la teoría no es suficiente para explicar las observaciones, sino que las teorías matemáticas utilizadas en el SM son prácticamente incompatibles con la formulación de la Relatividad General.
- Problema de jerarquías: En el contexto de la física de altas energías se produce un problema de jerarquía cuando el valor fundamental de algún parámetro físico (como una constante de acoplamiento o una masa) en algún Lagrangiano es enormemente diferente de su valor efectivo, que es el valor que se mide en un experimento. Normalmente, el valor renormalizado de los parámetros se aproxima a sus valores fundamentales y, en general, los problemas de jerarquía están relacionados con el ajuste fino de los parámetros en la teoría. En física de partículas el problema de jerarquías es la diferencia entre la escala EW $M_W \sim 10^2$ GeV y la escala de Planck,

donde los efectos de la gravedad son relevantes $M_P \sim 10^{19}$ GeV, cuya relación es $M_W/M_P \sim 10^{-17}$.

- **Materia Oscura (DM):** Una pista hacia la incompletitud del SM es la presencia de DM. Según mediciones astrofísicas y consideraciones cosmológicas [39–43], la materia conocida sólo representa menos del 5 % del total del universo. Por otra parte, el 23 % del total de la materia está asociado a un tipo de materia desconocida, denominada DM, ya que no absorbe radiación EM, pero es masiva al tener efectos gravitatorios considerables sobre la materia visible. La única partícula del SM que podría ser un candidato DM viable es el neutrino, pero como su masa es demasiado pequeña para explicar estos fenómenos, se ha descartado.
- **Masa de los neutrinos:** La observación de la oscilación de los neutrinos implica que, aunque ellos tienen una masa muy pequeña, ésta no es nula, en contraste con la predicción del SM. Aunque existen varios mecanismos para incluirlos en el SM, no hay pruebas suficientes para saber cuál es la forma correcta y algunos modelos proponen la existencia de nuevas partículas pesadas aún no observadas [44–46].
- **Tres familias de fermiones:** El hecho de que sólo se hayan observado tres familias de fermiones también es uno de los gran interrogantes del SM ya que no tiene ninguna explicación teórica. Como ya se ha mencionado, estas familias de quarks y leptones sólo difieren en la masa, mientras que todos los números cuánticos permanecen idénticos. Además, otro interrogante es por qué existen dos familias extras a las de la materia estable del Universo.

1.2.1. Teorías de quarks compuestos

En las teorías de fermiones compuestos, éstos ya no son los constituyentes fundamentales de la materia sino estados ligados de partículas denominadas *preones* [47]. Se postula que estas últimas experimentan una fuerza desconocida hasta ahora a causa de una interacción de gauge asintóticamente libre pero confinante [48], que se hace muy fuerte a una escala característica Λ , dando lugar así a los fermiones compuestos. En muchos de estos modelos [49–51], aunque no en todos, los quarks y los leptones comparten al menos algunos constituyentes comunes. Tal hipótesis conduce naturalmente a la existencia de estados excitados de fermiones a una escala de masa comparable a la dinámica de la nueva interacción. Además, estos modelos brindan una solución al problema de las 3 generaciones de fermiones del SM, dado que estas generaciones serían diferentes configuraciones o estados excitados de los preones.

Como los “estados excitados” sí sufren las interacciones de gauge del SM, pueden producirse en colisionadores que operen a energías suficientemente altas. Al producirse, decaerían en partículas del SM siendo un canal particularmente favorable el decaimiento radiativo en un fermión y un bosón gauge (fotón, W , Z , o gluón). Si los quarks y los leptones no

son constituyentes fundamentales sino que son compuestos, este hecho podría, en principio, revelarse mediante un exceso de datos a escalas de energía comparables a la escala de composición Λ en las colisiones pp en el **LHC**. Si el valor de Λ no es demasiado alto, entonces se pueden producir Quarks Excitados (**EQ**) *on-shell*, mientras que a energías muy por debajo de Λ , tales excitaciones podrían manifestarse a través de interacciones de contacto de cuatro fermiones que involucrara sólo partículas del **SM**.

En general, las interacciones entre los **EQs** (q^*) y los bosones gauge pueden escribirse como [38]:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = \frac{1}{2\Lambda} \overline{q^*} \sigma^{\mu\nu} \left[g_s f_s \frac{\lambda_a}{2} G_{\mu\nu}^a + g f \frac{\tau}{2} W_{\mu\nu} + g' f' \frac{Y}{2} B_{\mu\nu} \right] q_L + \text{H.c.}, \quad (1.24)$$

donde $G_{\mu\nu}^a$, $W_{\mu\nu}$ y $B_{\mu\nu}$ son los tensores de intensidad de campo de los campos gauge $SU(3)$, $SU(2)$ y $U(1)$, respectivamente. Los coeficientes g_s , $g = e/\sin\theta$, $g' = e/\cos\theta$ son los acoplamientos gauge fuerte y **EW**, λ_a es la matriz de Gell-Mann, τ es la matriz de Pauli y la hipercarga débil es $Y = 1/3$, respectivamente. Λ es la escala de composición y f_s , f , f' son parámetros determinados por la dinámica de composición que representan la intensidad de las interacciones entre el **EQs** y los campos del **SM**. Los diagramas de Feynman de los canales s y t , a **LO**, para dicho proceso se presentan en la Figura 1.9. Finalmente, la amplitud del decaimiento de **EQs** a un fotón y un quark puede calcularse a **LO** [38] como:

$$\Gamma(q^* \rightarrow q\gamma) = \frac{1}{4} \alpha \left(f\tau_3 + f' \frac{Y}{2} \right)^2 \frac{m_{q^*}^3}{\Lambda^2}. \quad (1.25)$$

que aumenta con la masa m_{q^*} del **EQ** si se considera $\Lambda = m_{q^*}$.

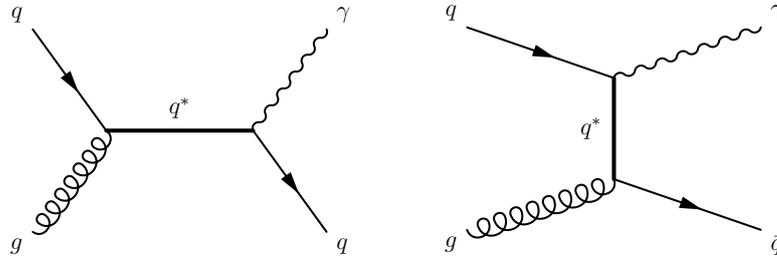


Figura 1.9: Diagramas de Feynman de la producción de **EQ** en colisiones pp y su decaimiento en un quark y photon en el canal s (izquierda) y t (derecha).

En el **SM** no hay un proceso de producción de una resonancia que decaiga en un par fotón+jet producido en colisiones pp y la producción directa de fotón+jet a **LO** ocurre vía dispersión Compton o aniquilación $q\bar{q}$, como se describió en la Sección 1.1.4. Como resultado, la distribución de la masa invariante γ +jet ($m_{\gamma+j}$) cae rápidamente. De esta forma, un **EQ** pesado que decae en un par γ +jet puede ser descubierto si existe como un pico en la distribución de dicha masa $m_{\gamma+j}$. En lo que sigue de la tesis, de los modelos de **EQ** que se estudian, sólo se considerarán los que decaen en un fotón y un jet. En el Capítulo 7 se da información sobre las secciones eficaces y las formas de las señales en el detector **ATLAS**.

1.2.2. Teorías con dimensiones extras

Explicar el problema de jerarquía, el enorme gap entre la escala EW y la escala de Planck, ha sido una de las principales motivaciones para construir extensiones del SM, como los modelos con supersimetría tecnicolor o de baja energía. Es notable que estas grandes estructuras teóricas, como lo son el SM y la Teoría de Relatividad General, se hayan construido sobre el supuesto de la existencia de dos escalas de energía fundamentales muy dispares. Sin embargo, existe una diferencia importante entre estas escalas. Mientras que las interacciones EWs se han investigado a distancias cercanas a $\sim m_W^{-1}$, las fuerzas gravitatorias no se han investigado ni remotamente a distancias $\sim m_P^{-1}$.

Las propuestas de un espacio-tiempo con más de tres dimensiones espaciales se remontan a los años 20, principalmente a través de los trabajos de Kaluza y Klein, en un intento de unificar las fuerzas de la naturaleza [52]. Aunque su idea inicial fracasó, el formalismo que ellos y otros desarrollaron sigue siendo útil hoy en día. Hacia 1980, la teoría de cuerdas propuso de nuevo ampliar el número de dimensiones espaciales, esta vez como requisito para describir una teoría coherente de la gravedad cuántica. Se suponía que las dimensiones extra se compactarían a una escala cercana a la de Planck por lo que no serían comprobables experimentalmente en un futuro próximo.

Arkani-Hamed, Dimopoulos y Dvali (ADD) [53] dieron un enfoque diferente demostrando que la debilidad de la gravedad podría explicarse postulando dos o más dimensiones extra planas en las que sólo podría propagarse la gravedad. El tamaño de estas dimensiones extra debería oscilar entre aproximadamente un milímetro y $\sim 1/\text{TeV}$, lo que daría lugar a posibles consecuencias observables en experimentos actuales y futuros. Otro enfoque, de Randall y Sundrum (RS) [54, 55], postula un espacio-tiempo Anti-deSitter (AdS) de cinco dimensiones con geometría deformada, donde la compactificación es de la escala de $1/\text{TeV}$.

Estos modelos de gravedad de baja escala [53–58] permiten la producción de Micro-Agujeros Negros (QBH) en colisiones de partículas [59–61]. Los QBH, a diferencia de los semiclásicos, muestran diferencias significativas a medida que su masa se aproxima a la escala de Planck. Los agujeros negros semiclásicos decaen térmicamente perdiendo masa a la temperatura de Hawking con un efecto mínimo en el espacio-tiempo circundante. Sin embargo, a medida que la masa del agujero negro disminuye y se acerca a la escala de Planck, la influencia de la reacción de retroceso en el espacio-tiempo se vuelve sustancial y el agujero negro ya no puede mantener el equilibrio térmico con su radiación. Cuando la longitud de onda Compton del agujero negro supera su radio de Schwarzschild, comienza a aparecer un comportamiento cuántico que podría conferirle propiedades similares a las de las partículas. En este punto, los conceptos de temperatura y entropía bien definidos ya no son válidos, lo que hace improbable que estos agujeros negros decaigan térmicamente [62–64].

Centrándose en agujeros negros con una masa ligeramente superior a la escala de Planck,

se espera que los decaimientos de los **QBH** no sigan un patrón térmico. En su lugar, es probable que dominen los decaimientos en unas pocas partículas y que estos procesos tengan lugar en una pequeña región del espacio-tiempo. Un **QBH** podría comportarse como una resonancia fuertemente acoplada o un estado ligado gravitatoriamente.

En colisiones pp , sólo una fracción de la energía total del centro de masa \sqrt{s} está disponible en el proceso de dispersión dura. Definiendo $s x_a x_b \equiv s\tau \equiv \hat{s}$, donde x_a y x_b son las energías fraccionarias de los dos partones que colisionan (ver la Sección 1.1.3), la sección eficaz completa σ se lee [65]:

$$\sigma_{pp \rightarrow \text{BH}+X}(s) = \sum_{a,b} \int_{m^2/s}^1 d\tau \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} f_a\left(\frac{\tau}{x}\right) f_b(x) \Theta(m - m_{\text{th}}) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow \text{BH}}(\hat{s} = m^2),$$

donde a y b recorren todos los partones y f_a y f_b son sus **PDFs**. La función escalón de Heaviside Θ marca el umbral de masa mínima m_{th} en el que se podría producir un **QBH**. Para un **QBH**, el rango global en el que se considera que se producen es $m_P \leq m \leq 3m_P$ [66]. La sección eficaz a nivel de partón $\hat{\sigma}$ se considera a menudo como la sección eficaz geométrica $\sigma \sim \pi r_g^2$ con

$$r_g = k(D) \frac{1}{m_P} \left(\frac{m}{m_P} \right)^{\frac{1}{D-3}},$$

donde $k(D)$ es un coeficiente numérico que depende sólo del número de dimensiones y de la definición de la escala fundamental de Planck:

$$k(D) = \left(2^{D-4} (\sqrt{\pi})^{D-7} \frac{\Gamma\left(\frac{D-1}{2}\right)}{D-2} \right)^{\frac{1}{D-3}}$$

Si la escala de Planck es lo suficientemente baja, los **QBH** pueden producirse en abundancia en el **LHC** y aparecerían como resonancias en la masa invariante de las partículas del estado final. Con respecto sólo al estado final $\gamma + \text{jet}$, hay seis estados de agujero negro no térmico posibles:

$$\begin{aligned} u + g &\rightarrow \text{QBH}^{2/3} \rightarrow u + \gamma \\ \bar{d} + g &\rightarrow \text{QBH}^{1/3} \rightarrow \bar{d} + \gamma \\ q + \bar{q} &\rightarrow \text{QBH}^0 \rightarrow g + \gamma \\ q + g &\rightarrow \text{QBH}^0 \rightarrow g + \gamma \\ d + g &\rightarrow \text{QBH}^{-1/3} \rightarrow d + \gamma \\ \bar{u} + g &\rightarrow \text{QBH}^{-2/3} \rightarrow \bar{u} + \gamma, \end{aligned}$$

donde u representa todos los quarks de tipo up, d todos los quarks de tipo down y q todos los sabores de quark. Al igual que en el modelo **EQ**, en el Capítulo 7 se ofrece una descripción más detallada de los modelos, incluyendo su sección eficaz de producción.

1.3. Simulaciones Monte Carlo

Las colisiones de alta energía entre partículas elementales producen normalmente estados finales complejos, poblados por muchos hadrones, leptones, fotones y neutrinos. La relación entre los estados finales y la descripción física subyacente no es sencilla debido a la falta de comprensión de la física y al hecho de que cualquier aproximación analítica no es factible debido a las grandes multiplicidades de partículas. Una dificultad adicional está relacionada con la necesidad de simular factores geométricos complicados que representan detectores, una situación rutinaria para la colaboración [ATLAS](#). Los métodos Monte Carlo ([MC](#)) permiten generar eventos completos con partículas finales (es decir, hadrones, leptones y fotones), con el mismo comportamiento medio y las mismas fluctuaciones que los datos. Mientras que en los datos las fluctuaciones surgen del carácter mecánico cuántico de la teoría subyacente, en los generadores estas fluctuaciones son el resultado de la (cuasi)aleatoriedad del enfoque [MC](#).

Los principales aspectos de los eventos simulados son: la colisión dura, la lluvia de partones, la hadronización y los [UEs](#), siguiendo el esquema mostrado en la [Figura 1.4](#). Los principales generadores de eventos [MC](#) utilizados en esta tesis son [PYTHIA 8 \[67–69\]](#) y [SHERPA 2.2.2 \[70\]](#).

1.3.1. Colisión dura y lluvia de partones

Para describir un proceso $2 \rightarrow n$ a partir del Lagrangiano de la teoría (donde n representa un número determinado de partones en el estado final), se utilizan los diagramas de Feynman que se evalúan utilizando sus reglas específicas para calcular el Elemento de Matriz ([ME](#)). A medida que aumenta el número de partones en el estado final, el número de diagramas de Feynman crece factorialmente, haciendo que los cálculos de orden superior sean un reto. Sin embargo, los procesos complejos pueden simplificarse factorizándolos en procesos centrales $2 \rightarrow 2$, que se convolucionan con probabilidades de división de partones para aproximar los efectos de orden superior. Los programas de simulación que aplican este enfoque son, por ejemplo, [PYTHIA](#) y [HERWIG](#). Estos utilizan cálculos perturbativos a [LO](#) de [MEs](#) de procesos $2 \rightarrow 2$ e implementan procesos de orden superior [QCD](#) a través de las llamadas lluvia de partones ([PS](#)) de estado inicial y final [\[71, 72\]](#) para producir el equivalente de estados finales multipartónicos.

En un proceso duro con virtualidad Q^2 , los partones entrantes y salientes emiten gluones siguiendo un patrón en el que las emisiones divergen cuando los gluones se vuelven colineales con los quarks o cuando su energía desaparece. Las ramificaciones de gluones ($g \rightarrow gg$) muestran divergencias similares, mientras que $g \rightarrow q\bar{q}$ no. Los programas de [QCD](#) a [NLO](#), como [SHERPA](#) y [POWHEG](#), deben hacer coincidir a las [PSs](#) con el cálculo de [ME](#) para evitar el doble cómputo de emisiones. Estas emisiones, ordenadas por virtualidad creciente, continúan hasta que coinciden con el Q^2 del proceso duro. De forma similar,

la **FSR** disminuye la virtualidad de los partones hasta que se alcanza un límite inferior ($Q_0^2 \equiv \Lambda_{\text{QCD}} \sim 1 \text{ GeV}$), más allá del cual la teoría de perturbaciones pierde relevancia y se produce la hadronización.

1.3.2. Hadronización

A medida que la evolución alcanza $Q_0^2 = \Lambda_{\text{QCD}}$, la fase de **PS** se trunca ya que las fuerzas de acoplamiento se vuelven significativas y se produce el confinamiento. Este fenómeno aún no puede describirse a partir de primeros principios y, por tanto, implica cierta modelización para transformar todos los partones con color salientes en hadrones blancos de una escala de masas típica de 1 GeV. La dinámica de esta evolución se absorbe generalmente en funciones de fragmentación que representan la probabilidad de que un partón se fragmente en un hadrón determinado del estado final. Muchos de estos hadrones primarios son inestables y siguen decayendo en varias escalas de tiempo. Los que tienen un tiempo de vida media relativamente largo tienen sus decaimientos visibles en el detector, o son estables. Existen varios modelos del proceso de hadronización que intentan conectar los resultados de la **PS** y el espectro final de partículas observado. Estos modelos pueden complementarse y ajustarse mediante observaciones experimentales. La hadronización se describe comúnmente mediante el modelo de fragmentación de cuerdas de Lund [73] (como se implementa en PYTHIA), o el modelo de fragmentación de clusters [74] (como se implementa en HERWIG y SHERPA). Esencialmente, el modelo de fragmentación de cuerdas de Lund supone un confinamiento lineal en el que se asume que la energía almacenada en el campo de color entre quarks y antiquarks aumenta linealmente con la separación de las cargas de color. Así, representa la fuerza del color mediante un potencial linealmente creciente a medida que se separan las cargas, por lo que puede romperse por la producción de nuevos pares quark-antiquark que apantallan los colores de los extremos. Entonces, quarks y antiquarks pueden combinarse para producir hadrones. El modelo de fragmentación de clusters se basa en la propiedad de confinamiento de color de los procesos de ramificación que supone que la separación de las cargas de color que forman un singlete están inhibidas. Tras el proceso perturbativo de bifurcación de partones, los gluones restantes se dividen en pares livianos $q\bar{q}$, y entonces los quarks y antiquarks vecinos pueden combinarse en singletes de color (clusters incoloros) con distribuciones de bajas masas y asintóticamente independientes de la escala del subproceso duro.

1.3.3. Evento subyacente

Además de la interacción dura generada por la simulación **MC**, también es necesario tener en cuenta las interacciones entre los restantes protones en cada cruce de bunches. Esto se suele modelizar a través de la dispersión múltiple extra $2 \rightarrow 2$ que se produce a una escala de unos pocos GeV. La modelización del **UE** es crucial para reproducir con precisión el flujo de energía que acompaña a las dispersiones duras en los colisionadores hadrónicos.

El **UE** puede incluir interacciones duras adicionales y procesos blandos que no pueden calcularse perturbativamente. Estos se modelizan con parámetros que se ajustan a los datos experimentales.

1.3.4. Tunes

Debido a la naturaleza no-perturbativa, y por tanto incalculable, de gran parte de los procesos de la física blanda, como las aproximaciones de lluvia, hadronización y **UE**, los generadores **MC** contienen inevitablemente una serie de parámetros libres. Estos diferentes parámetros suelen ajustarse con datos procedentes de colisionadores. Un conjunto específico de parámetros elegidos para un generador **MC** se denomina “tune”. En general, a lo largo de esta tesis se utiliza el tune A14 para PYTHIA A14 [75]. El tune A14 se basa en el tune MONASH [76] de los autores de PYTHIA, que utiliza datos de colisiones e^+e^- para los parámetros de hadronización y datos de colisiones pp del tipo *minimum-bias* en el **LHC** para restringir los parámetros sensibles a la radiación del estado inicial y el **UE**. El tune A14 utiliza además una gran variedad de datos de **ATLAS** sensibles a las interacciones de múltiples partones y **ISR/FSR**, e incluye jets construidos a partir de trazas y variables sensibles a la estructura interna del jet.

1.3.5. Simulación del detector **ATLAS**

Para comparar directamente los datos recolectados con el detector **ATLAS** con la predicción de eventos simulados del **SM** y **BSM**, hay que además simular la interacción de las partículas producidas con el material del detector. El paquete de software GEANT4 [77] se utiliza para simular la interacción de las partículas producidas en colisiones pp con las diferentes partes del detector (el detector **ATLAS** se describe en el Capítulo 2). GEANT4 es un extenso paquete de simulación de partículas que gobierna todos los aspectos de la propagación de ellas a través de detectores, basándose en una descripción de la geometría de los componentes del detector y del campo magnético. Los procesos físicos incluyen, entre otros, ionización, Bremsstrahlung, conversiones de fotones, dispersión múltiple, centelleo, absorción y radiación de transición. El último paso consiste en la digitalización, que simula las salidas del detector en el mismo formato que los datos reales. Debido a la detallada y complicada geometría del detector **ATLAS** y a la diversidad y complejidad de los procesos físicos implicados, el tiempo de cálculo consumido por evento es grande ($\mathcal{O}(5$ minutos)).

La simulación de un gran número de interacciones necesarias para imitar los datos obtenidos en **ATLAS** es computacionalmente extensa. Especialmente la simulación de los desarrollos de las lluvias en los calorímetros consume una gran cantidad de CPU y tiempo de cálculo. Para muchas búsquedas **BSM** hay que simular un gran número de parámetros que afectan a las masas de las nuevas partículas e interacciones predichas, por lo que se ha desarrollado una simulación “rápida”, parametrizada, del detector para hacer frente a esta gran demanda de simulación.

La llamada simulación AtlFast3 o AF3 [78] (construida sobre AtlFast2 [79]) utiliza la simulación GEANT4 [77] para las interacciones en el Detector Interno (ID) y el Espectrómetro de Muones (MS) (descritos en el Capítulo 2), y se utilizan dos simulaciones parametrizadas del Calorímetro Electromagnético (ECAL) y del Calorímetro Hadrónico (HCAL): FastCaloSim v2² y FastCaloGAN. Las simulaciones paramétricas de la respuesta del calorímetro simulan la energía de una lluvia de partículas como un único paso basado en una parametrización subyacente en lugar de simular cómo cada partícula se propaga e interactúa dentro del volumen del calorímetro.

AtlFast3 introduce varias mejoras claves en comparación con AtlFast2. En concreto, AtlFast3 mejora significativamente cómo se simulan los depósitos de energía en las celdas del calorímetro. Estas mejoras abordan las limitaciones de AtlFast2, en el que las estructuras de los subclusters y las formas de las lluvias laterales no se describían completamente. Esta nueva generación también integra simulaciones parametrizadas mejoradas y un modelo de calorímetro más preciso, lo que conduce a una reconstrucción mejorada de objetos físicos como jets y energía transversa faltante. Estos cambios mejoran la concordancia entre la simulación rápida y los resultados de la simulación completa. Además, AtlFast3 soporta algoritmos más avanzados para la simulación de trazas y calorímetros, lo que garantiza que se minimicen las discrepancias observadas en AtlFast2, como las imprecisiones en las formas de las lluvias y las fluctuaciones.

² La versión previa, AtlFast2, hacía uso de FastCaloSim [80] para simular el paso de partículas por los calorímetros.

Parte II

Setup experimental

EL LHC Y EL EXPERIMENTO ATLAS

2

*“Any sufficiently advanced
technology is indistinguishable
from magic.”*

Arthur C. Clarke

El trabajo de esta tesis se ha realizado utilizando datos del detector [ATLAS](#), uno de los detectores de partículas que registran colisiones de protones acelerados por el Gran Colisionador de Hadrones ([LHC](#)) en la Organización Europea para la Investigación Nuclear ([CERN](#)). En el presente capítulo, se ofrece una introducción al [LHC](#) en la Sección [2.1](#), seguida de una discusión del detector [ATLAS](#) en la Sección [2.2](#). Finalmente, en la Sección [2.3](#), se describe brevemente cuáles fueron las condiciones para la toma de datos de [ATLAS](#), así como también sus propiedades. La discusión se centra en aspectos importantes para los análisis de esta tesis.

2.1. LHC

El [LHC](#) [[1](#), [81](#)] es el mayor acelerador de hadrones del mundo, situado en el [CERN](#), en la frontera franco-suiza. Tiene una longitud de 27 km y está situado entre 50 y 174 metros bajo tierra. El [LHC](#) está diseñado para hacer colisionar protones a una energía de centro de masa de 14 TeV¹. Para mantener los protones y los iones pesados en el anillo del acelerador, se utilizan un total de 9593 imanes. Este sistema incluye imanes superconductores dipolares y cuadrupolares, enfriados a 1.9 K (-271 °C), de los cuales los imanes dipolares generan un campo magnético de 8.3 T.

En la [Figura 2.1](#) se muestra un esquema general de las instalaciones del acelerador [LHC](#). Los protones se obtienen de hidrógeno gaseoso eliminando sus electrones y se aceleran en un primer acelerador lineal ([LINAC2](#)) hasta 50 MeV. Posteriormente, los protones se aceleran sucesivamente en el Proton Synchrotron Booster ([PSB](#)), el Proton Synchrotron ([PS](#)) y el Super Proton Synchrotron ([SPS](#)), donde alcanzan una energía de 450 GeV antes de

¹ Aunque aún no se han tomado datos con esta energía.

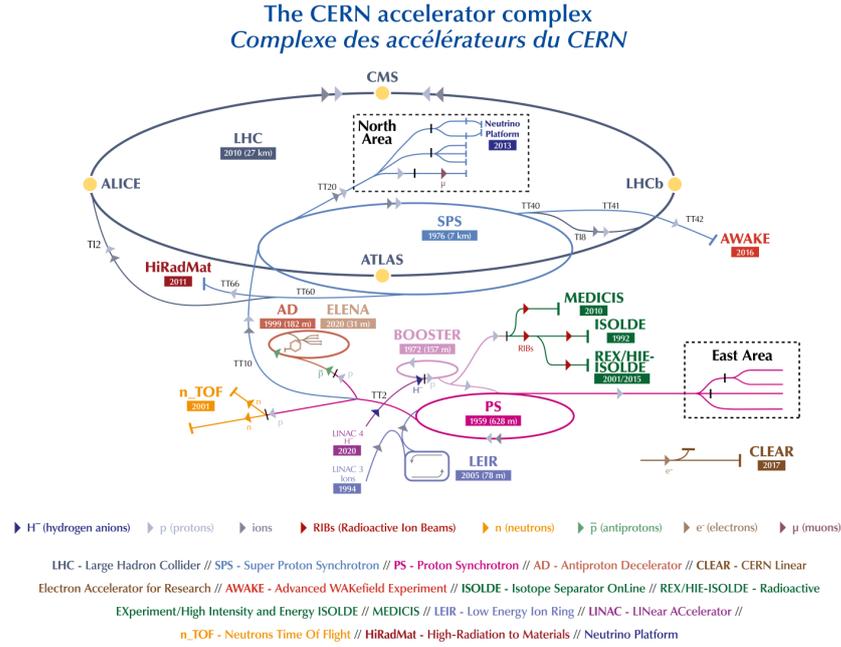


Figura 2.1: Vista general del complejo de aceleradores del LHC [82].

ser inyectados en el LHC. En el LHC, 8 cavidades de radiofrecuencia pueden impulsar la energía de los protones hasta 14 TeV. Los cuatro puntos amarillos en la imagen Figura 2.1 son cuatro puntos de interacción entre las partículas aceleradas, que albergan los experimentos ALICE [83], LHCb [84], CMS [85], ATLAS [86], LHCf [87], TOTEM [88], MoEDAL [89], entre muchos otros.

Los protones se inyectan en paquetes (*bunches*) de $\mathcal{O}(10^{11})$ protones en el LHC con una separación de 25 ns (7.5 m). Estos haces se llevan posteriormente a colisión en los llamados *bunch-crossing*. El esquema de llenado de la cadena del preacelerador, en combinación con los tiempos de conmutación finitos de los imanes de inyección y descarga, da lugar a patrones regulares de paquetes llenos y vacíos.

Uno de los parámetros más importantes para caracterizar el funcionamiento del acelerador es la luminosidad instantánea \mathcal{L} , definida como el número de partículas por unidad de tiempo por unidad de área, y puede calcularse a partir de la relación

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (2.1)$$

donde N_b es el número de partículas por bunch, n_b el número de bunches por haz, γ_r es el factor gamma relativista, ϵ_n es la emitancia transversal normalizada del haz y β^* es la función beta en el punto de colisión que determina la dispersión transversal del haz de partículas. El término de corrección F tiene en cuenta el ángulo de cruce del haz. La frecuencia de revolución está representada por f_{rev} que es de ~ 11 kHz, y con el espaciado del haz de 25 ns, permite el cruce del haz en los cuatro puntos de interacción con una frecuencia de ~ 40 MHz.

La medida para el total de datos registrados se obtiene a partir de la luminosidad integrada

a lo largo del tiempo y viene dada por

$$N_{event} = L_{int} \sigma_{event} = \sigma_{event} \int \mathcal{L} dt. \quad (2.2)$$

Esta variable relaciona la luminosidad con el número de eventos. Más detalles sobre las mediciones de luminosidad en [ATLAS](#) se muestran en Sección 2.3.

2.2. ATLAS

[ATLAS](#) es uno de los detectores multipropósito del [LHC](#). Fue diseñado y construido para estudiar las colisiones pp (y de iones pesados) y un gran espectro de procesos físicos en la escala de energía del TeV.

La forma general del detector es la de un cilindro, como se muestra en la Figura 2.2. Tiene una longitud de 44 m y 25 m de diámetro, siendo el detector de partículas más grande construido hasta la fecha. El detector [ATLAS](#) está dividido geoméricamente en dos partes: la parte central (*barrel*), y las tapas exteriores (*end-caps*).

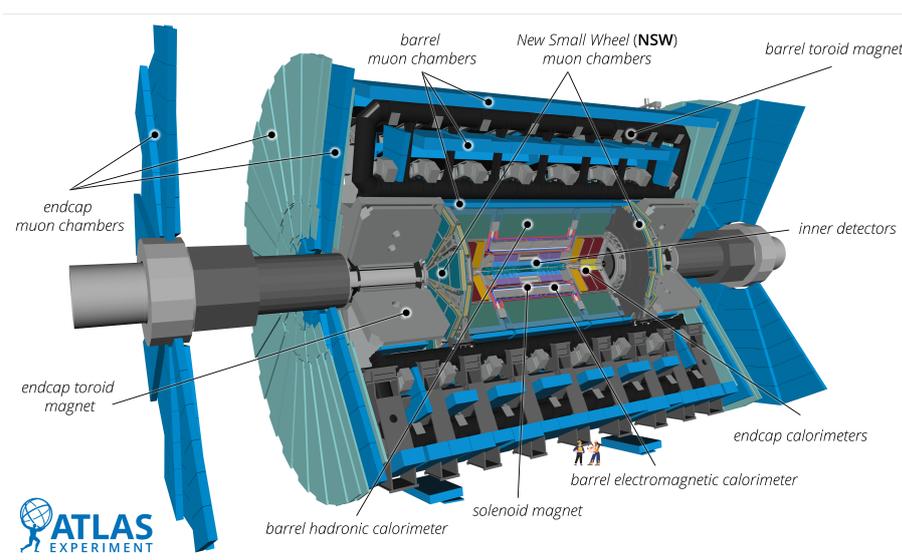


Figura 2.2: Vista general del detector [ATLAS](#) y de todos sus subdetectores, incluidos los sistemas añadidos durante el Long Shut down 2 (LS2) [90].

[ATLAS](#) está construido en capas de subdetectores, cada uno de los cuales está diseñado para tener un papel diferente en la identificación y reconstrucción de las partículas producidas en las colisiones. [ATLAS](#) proporciona una cobertura casi hermética alrededor del eje del haz, permitiendo la detección de todas las partículas cargadas generadas en las colisiones en el plano ortogonal al eje del haz. Esto es particularmente importante en las búsquedas de nueva física, que se basan en análisis de balances de momento en el plano ortogonal.

Está formado por múltiples capas, empezando por el componente más interno, el Detector Interno (ID) (Sección 2.2.2), que permite reconstruir trazas cerca del tubo del haz. Alrededor del ID, hay un solenoide superconductor que crea un campo magnético axial de ~ 2 T

para curvar las trazas de las partículas cargadas. Tras este imán, hay un sistema de dos calorímetros: el Calorímetro Electromagnético (ECAL) y el Calorímetro Hadrónico (HCAL), descritos en la Sección 2.2.3. El primero se encarga de medir la energía cinética de fotones y electrones, y el segundo mide la energía de los jets. Las partes más externas del ATLAS están constituidas por el Espectrómetro de Muones (MS) (Sección 2.2.4), que proporciona la reconstrucción del momento de los muones que atraviesan las capas internas del detector. Entrelazadas con el MS, hay un total de 8 bobinas toroidales que proporcionan un campo magnético total de 4 T para medir el momento de los muones. El campo magnético de los toroides se completa con los toroides en las regiones del end-cap, que también generan un campo magnético de hasta 4 T para los muones que salen en la dirección más próxima al haz.

2.2.1. Sistema de coordenadas de ATLAS

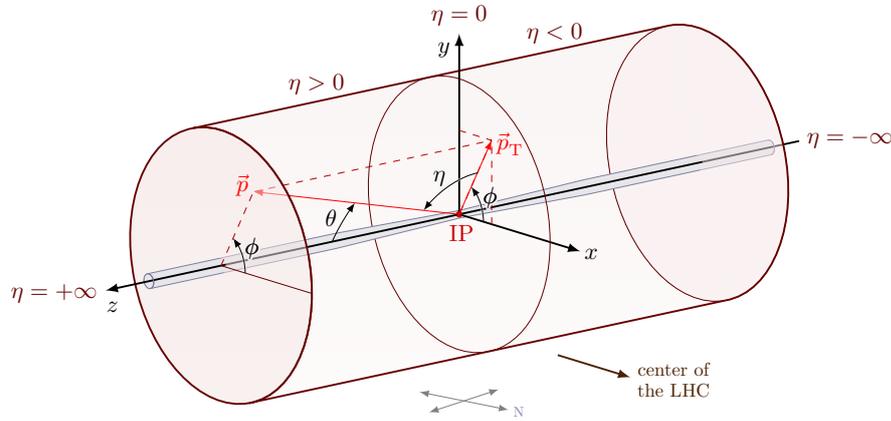


Figura 2.3: Sistema de coordenadas de ATLAS [90].

El sistema de coordenadas utilizado en ATLAS, que se muestra en Figura 2.3, se utiliza en toda esta tesis y se describe brevemente a continuación [86]. El origen del sistema de coordenadas está en el punto de interacción nominal, con el eje x positivo apuntando hacia el centro del LHC. El plano x-y es perpendicular al eje del haz, definiendo el eje z. Hacia la superficie define el eje y positivo. Alrededor del eje del haz se define un ángulo azimutal ϕ , y un ángulo polar θ es el ángulo desde el eje del haz. En lugar de θ se utiliza la rapidez y que para objetos pesados tiene la forma:

$$y = \frac{1}{2} \ln[(E + p_z)/(E - p_z)]. \quad (2.3)$$

Las diferencias en la rapidez son invariantes a *boosts* a lo largo del eje del haz. Para objetos sin masa o relativistas ($m \ll p$) se utiliza en su lugar la pseudorapidez:

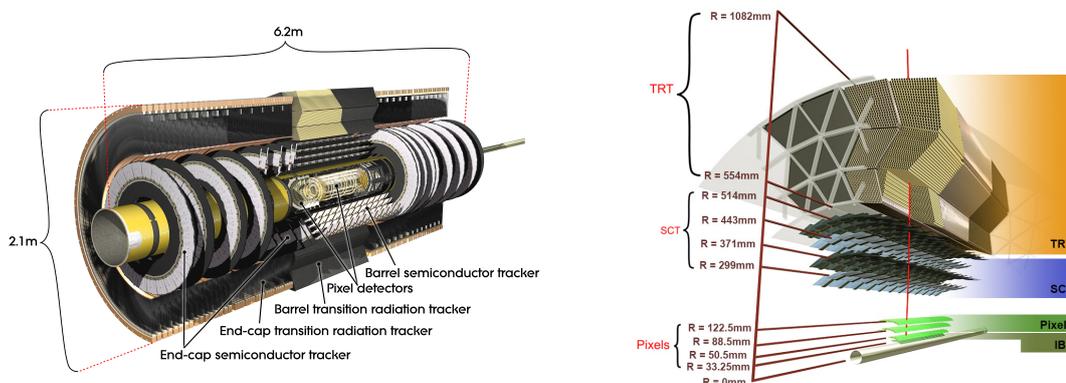
$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)). \quad (2.4)$$

Para cuantificar la distancia entre dos objetos, se define ΔR :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \quad (2.5)$$

El momento transverso y la energía se definen en el plano x - y , con el momento transverso dado como $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.

2.2.2. Detector Interno



(a) El ID con todos sus submódulos en las regiones de barrel y end-cap. [91]. (b) Capas del ID mostrando su distancia al haz [91].

Figura 2.4: Diagramas del ID que muestran los diferentes submódulos, con sus correspondientes dimensiones.

El esquema de un corte transversal del Detector Interno (ID) [92] se muestra en la Figura 2.4, resaltando la distancia de cada subsistema respecto al tubo del haz. La parte más interna del ID se denomina *Insertable B-Layer (IBL)*, seguido de tres capas de detectores de píxeles. A 299 mm de distancia radial del tubo del haz, cuatro capas de módulos del Semiconductor de Trazas (SCT) se sitúan antes del Detector de Radiación de Transición (TRT), que amplía el tamaño total del ID a un radio de 1082 mm. El ID permite la reconstrucción de las trazas de partículas en un rango de $|\eta| < 2.5$.

La función del ID es la reconstrucción de las trazas de las partículas cargadas para determinar su carga y momento. Está inmerso en un campo magnético de 2 T generado por el sistema magnético del solenoide de ATLAS, que curva las trayectorias de las partículas cargadas. El radio de curvatura es proporcional al momento de la partícula y su dirección distingue las cargas positivas de las negativas. Las trazas de las partículas detectadas permiten reconstruir los vértices de colisiones primarios, lo cual es importante para distinguir las colisiones de *pile-up* (término que será descrito en la Sección 2.3) de las colisiones de interés, y los vértices secundarios de decaimiento producidos por partículas de vida media larga, lo que es crucial para la identificación de, por ejemplo, mesones B o leptones τ . A continuación, se brinda una breve descripción de cada parte del ID.

Insertable B-Layer (IBL) Después del Run-1, durante el Long Shut down 1 (LS1) en el período de 2013-2014, el sistema detector de píxeles fue sometido a mantenimiento y actualizaciones. Dentro de este conjunto de actualizaciones, una cuarta capa de píxeles a 3.3 cm de distancia del tubo del haz fue instalada [93, 94] y ha permitido mejoras significativas en la reconstrucción de vértices de interacción y la identificación de jets iniciados por quarks b .

Detector de Píxeles La capa de píxeles más interna, el **IBL**, está rodeada por tres capas de detectores de píxeles, dispuestas alrededor del tubo del haz [95, 96]. El método de detección de partículas cargadas es la medición de cargas inducidas depositadas en una capa de silicio, producto de la ionización. La primera capa se encuentra a una distancia de 50.5 mm del centro del tubo del haz. Como se puede ver en la Figura 2.4a, en la región del end-cap los detectores de píxeles consisten en 3 discos alrededor del tubo, aumentando la longitud del detector de píxeles del **ID** a 1.4 m a lo largo del eje del haz. El detector de píxeles consta de un total de 1744 módulos de píxeles con un tamaño nominal de $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ en el plano (ϕ, z) , que comprenden más de 80 millones de canales de lectura. La parte de píxeles y **IBL** del detector **ATLAS** es crucial para la reconstrucción de trazas, ya que proporciona 4 puntos de medición (*hits*) en todo el rango de cobertura de pseudorapidez ($|\eta| < 2.5$).

Semiconductor de Trazas (SCT) El detector de píxeles y **IBL** se encuentran dentro de los módulos del **SCT** [97]. Al igual que los módulos detectores de píxeles, los módulos del **SCT** están basados en semiconductores, dispuestos en capas cilíndricas alrededor del tubo del haz en la región del barrel, formando discos en los end-caps. Dado que los módulos del **SCT** sólo proporcionan una localización precisa a lo largo de un eje, se combinan dos módulos uno detrás de otro y rotados entre sí para obtener información espacial bidimensional. En el barrel hay cuatro capas y en los end-caps, nueve discos en cada lado (véase la Figura 2.4a). Incluyendo los discos de los end-caps, el **SCT** se extiende hasta $|z| < 2735 \text{ mm}$.

Detector de Radiación de Transición (TRT) La última parte del **ID** es el **TRT** [98], el cual en la región barrel se extiende de 554 mm a 1082 mm de distancia radial. Este detector se compone de tubos detectores de 4 mm de diámetro, dispuestos en paralelo al tubo del haz en la región barrel, y radialmente en los end-caps. En el rango de $|\eta| < 2.0$, se sitúan tres anillos en el barrel y 18 unidades en los end-caps, proporcionando típicamente 36 impactos por traza. Los tubos están entrelazadas con fibras de polipropileno, que cuando las partículas las atraviesan, crean la radiación de transición. En el interior de los tubos hay un fino cable de tungsteno que recoge las cargas. El nivel de radiación y las cargas recogidas en cada tubo pueden utilizarse para discriminar entre electrones y piones cargados. El **TRT** sólo ofrece información espacial en el plano $(R - \phi)$, y no se puede extraer información en la dirección z debido a la orientación de estos tubos. Hay un total de aproximadamente 50000 tubos en la región del barrel, mientras que en los end-caps se sitúan aproximadamente 250000 tubos.

2.2.3. Calorímetros

El sistema **ID** está rodeado por dos calorímetros: el Calorímetro Electromagnético (**ECAL**) y el Calorímetro Hadrónico (**HCAL**), como se muestra en la Figura 2.5. Estos calorímetros

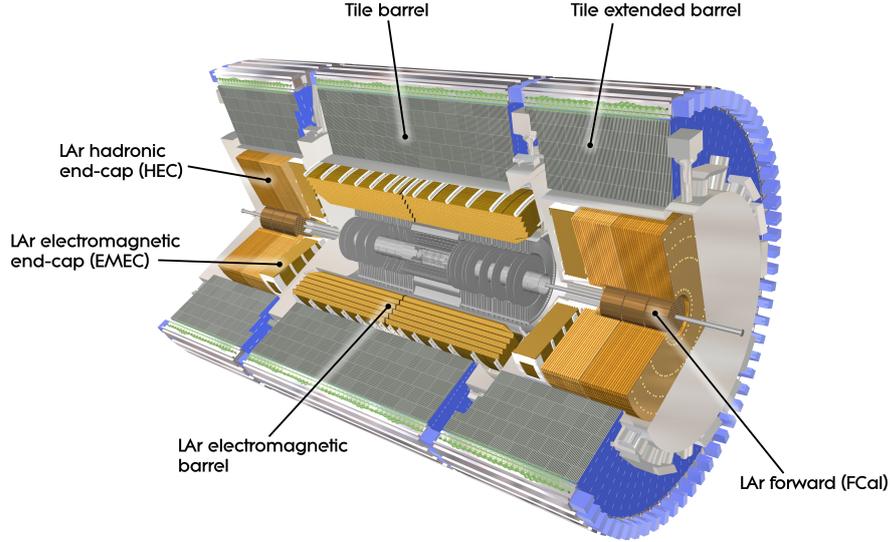


Figura 2.5: Sistema de calorímetros de ATLAS, mostrando el Calorímetro Electromagnético (ECAL) y el Calorímetro Hadrónico (HCAL) [99].

están diseñados para medir la energía y la posición de las partículas incidentes, a través de la energía depositada por las cascadas de partículas secundarias producidas por las incidentes. Cubre todo el rango ϕ y hasta el $|\eta| < 4.9$, con una granularidad más fina en la región que coincide con el ID. El sistema de calorímetro permite discriminar entre fotones y electrones de hadrones (jets). Además, permite medir el desequilibrio energético (gracias a su cobertura total y hermiticidad) y proporciona al sistema de trigger la información necesaria para la selección de eventos.

Ambos calorímetros son denominados calorímetros de muestreo, con capas alternas de material absorbente y activo. La capa absorbente desencadena una lluvia de partículas consecutivas con el material detector, la capa activa detecta la señal. El desarrollo de la lluvia y sus propiedades son de vital importancia para la identificación de las partículas, como se verá más adelante. Dos magnitudes importantes en relación con los calorímetros son la longitud de radiación, X_0 , y la longitud de interacción λ . La longitud de radiación se refiere a la distancia después de la cual la energía de una partícula (electrones por ejemplo) se ha reducido a $1/e$ de su energía inicial. La longitud de interacción describe el camino libre medio antes de que se produzca una interacción hadrónica.

La resolución de diseño del sistema sobre la energía calorimétrica viene dada por

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (2.6)$$

donde \oplus significa que los términos se suman en cuadratura. El término estocástico $\frac{a}{\sqrt{E}}$ está relacionado con las fluctuaciones en los desarrollos de la lluvia, el término constante b tiene en cuenta las inhomogeneidades del detector, y el último término está asociado con el ruido electrónico y es proporcional a $\frac{1}{E}$. El valor de los coeficientes a y b depende de los objetos incidentes. Para el caso de los electrones en el ECAL, $a \sim 10\% \text{ GeV}^{1/2}$ y $b \sim 0.7\%$,

mientras que los de los piones cargados en el centro del detector son $a \sim 50\% \text{ GeV}^{1/2}$ y $b \sim 5\%$ [100].

Calorímetro Electromagnético (ECAL)

El **ECAL** está especializado en la detección de electrones, positrones y fotones, que depositan su energía en lluvias relativamente densas: electrones energéticos que irradian fotones Bremsstrahlung, mientras que los fotones energéticos se convierten en pares electrón-positrón al atravesar el material denso. El material absorbente está hecho de plomo (Pb) con láminas de acero inoxidable, mientras que el Argón Líquido (**LAr**) se utiliza como material activo con electrodos de cobre y kaptón para la lectura.

El calorímetro tiene una geometría de acordeón que proporciona una simetría completa ϕ sin fisuras azimutales. Está dividido en dos medios barriles que cubren la región central del detector ($|\eta| < 1.475$), con un pequeño hueco (4 mm) en $z = 0$ y una tapa final a cada lado del haz ($1.375 < |\eta| < 3.2$). La región de transición entre el barrel y end-cap se denomina región *crack*, y la mayoría de los análisis físicos que utilizan el **ECAL** requieren que los fotones y electrones se encuentren fuera de ella. Además el **LAr** se utiliza para las tapas de los calorímetros hadrónicos, así como en el Calorímetro Forward (**FCAL**) ($3.1 < \eta < 4.9$).

El grosor de **ECAL** es superior a 22 longitudes de radiación (X_0) en la región del barrel, mientras que es superior a $24X_0$ en la región de end-caps. En el caso de los fotones, la distancia a la que la energía baja a $1/e$ es de $9/7X_0$, por lo que toda la energía electromagnética del fotón se deposita en el **ECAL**, y sólo una pequeña parte llega al **HCAL**.

El modo de medición es el siguiente. Las partículas incidentes interactúan con el medio absorbente (Pb), iniciando una lluvia de partículas cargadas y neutras. Las partículas cargadas ionizan el **LAr** y los electrodos recogen los electrones producidos en el proceso de ionización. La señal total del medio activo es entonces proporcional a la energía real total de la partícula incidente.

Dentro de la región aceptada para las medidas de precisión ($|\eta| < 2.5$ excluyendo el crack), el **ECAL** se segmenta en tres capas longitudinales, mostradas en la Figura 2.6. La primera capa consiste en bandas de granularidad fina (también llamada *strip layer*) que ayuda a discriminar entre fotones aislados y pares de fotones espacialmente cercanos procedentes de decaimientos $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Esta capa tiene un espesor constante de $\sim 6X_0$ en función de η (véase la Figura 2.7), y proporciona una medida precisa de η . Para los fotones y electrones de alta energía, la mayor parte de su energía se recoge en la segunda capa, que tiene una granularidad lateral de 0.025×0.025 en (η, ϕ) y un espesor de $\sim 24X_0$. La tercera capa recoge la energía depositada por las colas de la lluvia electromagnética, con un espesor que varía entre 2 y $12 X_0$. También hay un *presampler* (no se muestra en las figuras), que cubre la región $|\eta| < 1.8$ que mejora la medición de la energía para las partículas que comienzan la lluvia antes de entrar en el calorímetro.

2.28 a 4.25 m. En la región del end-cap ($1.5 < |\eta| < 3.2$) hay un calorímetro de muestreo hadrónico, el Calorímetro Hadrónico del End-Cap (**HEC**), con placas de cobre como absorbente y argón líquido como material activo. Cada lado del endcap consiste en dos ruedas, una detrás de la otra con las placas planas de Cu dispuestas perpendicularmente al eje del haz, con un radio de 2.3 m. Finalmente está el **FCAL**, un calorímetro de muestreo que extiende la cobertura del sistema hasta $|\eta| < 4.9$, coaxial al eje del haz y situado a 4.7 m a cada lado del punto de interacción. El material principal de los módulos es el **LAr** (con cobre o tungsteno), y aunque no se utiliza para mediciones de precisión, proporciona información para el cálculo de la energía transversa faltante y la reconstrucción de jets en regiones muy cercanas al eje del haz.

El **HCAL** tiene un espesor superior a 7.7λ en la región del barrel (9.7λ en total si se cuenta el **ECAL**). Análogamente a la longitud de radiación mencionada para el **ECAL**, se puede definir la longitud de interacción hadrónica como la distancia media a lo largo de la cual la energía de un hadrón se reduce a $1/e$ de su energía inicial. Así, toda la energía con la que los hadrones llegan al **HCAL** se deposita allí.

2.2.4. Espectrómetro de Muones (**MS**)

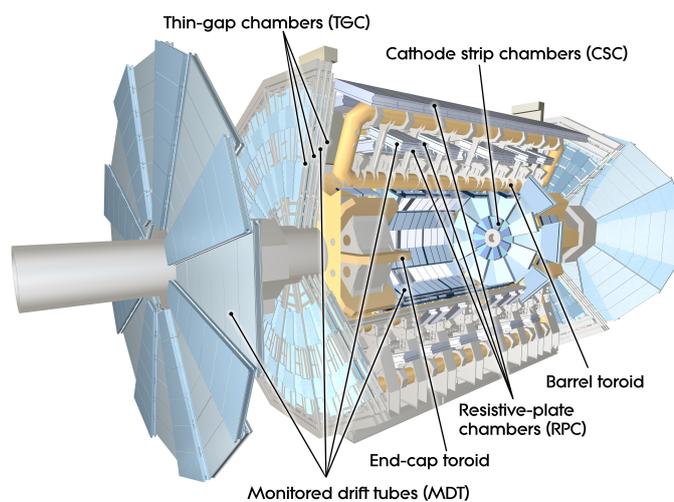


Figura 2.8: Diagrama del Espectrómetro de Muones (**MS**) [86].

Los muones de alto p_T generados en el punto de interacción tienen un poder de penetración muy elevado y son poco interactivos. Por lo tanto, el **MS** [102] está situado en la parte más externa del detector **ATLAS**, insertado dentro del campo magnético de 4 T generado por los imanes toroidales del barrel y end-caps, y está diseñado para obtener medidas de posición y momento con alta precisión de los muones de alto p_T en un rango de $|\eta|$ de $|\eta| < 2.7$. Se trata del mayor subdetector y el que da a **ATLAS** su tamaño. Este subdetector se muestra en la Figura 2.8, destacando los subsistemas.

El **MS** se compone de diferentes tipos de cámaras de detección (véase la Figura 2.8). Los *Monitored Drift Tubes* (**MDTs**) son responsables de la mayoría de las medidas de precisión

y cubren el rango de pseudorapidez hasta $|\eta| < 2.7$. Funcionan de forma similar al [TRT](#), con tubos llenos de un gas ionizante y un ánodo central que recoge los electrones producidos, y el tiempo de deriva está asociado a la distancia a la traza dejada por la partícula. En la región del endcap se encuentran las *Cathode Strip Chambers* ([CSCs](#)) que tienen una alta resolución espaciotemporal y una cobertura de $|\eta| > 2.0$. Estas cámaras funcionan midiendo la carga depositada en un ánodo como resultado de la cascada de electrones creada cerca de él. Las *Resistive-Plate Chambers* ([RPCs](#)) proporcionan una estimación rápida del momento de los muones a nivel de trigger con una cobertura de $|\eta| < 1.05^2$. Las [RPCs](#) miden la descarga entre dos placas resistivas paralelas sometidas a una elevada diferencia de potencial, siguiendo la ionización del volumen de gas interno causada por el paso de muones energéticos. Por último, en la región del endcap, se encuentran los *Thin-Gap Chambers* ([TGCs](#)), de función similar a los [CSCs](#). También proporcionan información al sistema de trigger en esta región y tienen una cobertura de $|\eta| < 2.4$.

Si los hits en el [ID](#) y el [MS](#) se pueden asociar a un solo muón, se obtiene una muy buena resolución del momento de hasta

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.02\% \cdot p_T [\text{GeV}] \oplus 2\%, \quad (2.7)$$

la cual se degrada si sólo se identifica una traza en uno de los dos sistemas.

2.2.5. El sistema de Trigger

El sistema de trigger de [ATLAS](#) [[104–106](#)] utiliza información del detector para rechazar eventos que no son de interés para el programa de [ATLAS](#) (colisiones *soft*, por ejemplo), reduciendo la frecuencia de eventos de 40 MHz (frecuencia de cruce de bunches mencionada en la Sección [2.1](#)) a alrededor de 1.5 kHz. Es necesario enfatizar aquí el papel central del sistema de trigger para el correcto funcionamiento de todo el experimento, siendo el responsable de decidir qué eventos se almacenan para su posterior análisis, que podría llevar, por ejemplo, a un descubrimiento. Para lograr tal reducción en la frecuencia de eventos y, al mismo tiempo, tener una alta eficiencia en la selección de los de interés, el sistema de trigger se compone de dos niveles consecutivos capaces de realizar una identificación de partículas cada vez más compleja; un primer nivel de trigger basado en hardware, el Level-1 ([L1](#)), y luego un trigger de alto nivel basado en software, el High Level Trigger ([HLT](#)). Cada nivel permite analizar los eventos con mayor detalle, aumentando la precisión de los criterios de selección y la complejidad de los algoritmos utilizados.

Level-1 ([L1](#))

La decisión del trigger comienza con el [L1](#), basado en hardware [[107](#)], que identifica lo que se conoce como Región de interés ([ROI](#)). La [ROI](#) consiste en celdas vecinas en los [ECAL](#)

² Durante el [LS2](#), la capa del end-cap más interna ha sido reemplazada por las *New Small Wheels* ([NSWs](#)) [[103](#)]. Presenta MicroMegas como rastreadores de precisión ya que proporcionan un mejor rendimiento a las altas tasas esperadas en las futuras operaciones del LHC.

y **HCAL**, y se define a partir de la posición en el calorímetro de cada objeto encontrado en un evento potencialmente interesante, que se extiende como un cono desde el punto de interacción a lo largo del detector. En cuanto a los muones, toma la información leída por el **MS**, más concretamente por el **TGC** y el **RPC**, y permite obtener una estimación rápida del p_T del muón. El **L1** también tiene una componente que permite tener en cuenta los requisitos topológicos, como las selecciones de masa invariante y las medidas de distancia, denominado el Level-1 Topológico (**L1Topo**).

El diseño del **L1** permite tener una aceptabilidad en el rango de $|\eta| < 2.5$ para electrones, fotones, muones y taus, hasta $|\eta| < 3.2$ para jets, y $|\eta| < 4.9$ para el cálculo del momento transversal faltante. Utilizando las **ROIs**, el trigger **L1** debe tomar la decisión de guardar o descartar el evento, reduciendo la tasa de eventos de 40 MHz a menos de 100 kHz en aproximadamente $2.5 \mu s$, tiempo determinado en parte por el tamaño limitado de los buffers de memoria y en parte por el tiempo que tardan los muones producidos en el evento en llegar al **MS**. Esta decisión final la toma el *Central Trigger Processor* (**CTP**), y luego pasa las **ROIs** al siguiente nivel de trigger: el **HLT**.

High Level Trigger (**HLT**)

Cuando un evento es aceptado por el **L1**, el **HLT** [108] ejecuta una secuencia de algoritmos a partir de las **ROIs** definidas por el **L1**, y permite reducir la tasa de eventos que se almacena a 1.5 kHz en 0.2 s. La reconstrucción e identificación de partículas candidatas en el **HLT** se evalúa en una secuencia de pasos donde se aplican diferentes algoritmos. Si la selección falla en un determinado paso, los pasos siguientes ya no se ejecutan para ahorrar tiempo de ejecución. En el **HLT**, los algoritmos se agrupan en conjuntos de algoritmos de reconstrucción rápida que se ejecutan en primer lugar y, a continuación, se ejecuta un conjunto de algoritmos de reconstrucción de precisión similares a los utilizados *offline*. Los algoritmos de reconstrucción rápida utilizan la información del calorímetro y de las trazas del **ID** sólo dentro de la **ROI** para realizar la selección e identificación de candidatos, y llevar a cabo el rechazo del fondo lo más rápido posible. Si la partícula candidata supera los criterios definidos por la selección de reconstrucción rápida, se ejecutan los algoritmos de selección de precisión. Estos tienen acceso a la información del detector fuera de la **ROI**, con la máxima granularidad e incluyendo detalles sobre la calibración energética del calorímetro, la alineación del subdetector y el mapeo del campo magnético.

La secuencia exacta y el tipo de algoritmos considerados en el **HLT** se definen en el *menu* del trigger. Esto comprende una base de datos de triggers, cada uno de los cuales define una secuencia de algoritmos y los requisitos de estos algoritmos para que un evento pase el **HLT**.

Los requisitos de trigger se diseñan de forma tal que la tasa global del **HLT** no supere 1 kHz. En algunos casos, incluso la reducción de la tasa de eventos conseguida mediante los algoritmos del **HLT** para los requisitos de trigger deseados, como los trigger para objetos

con bajo momento, es demasiado alta. Para mantener la tasa general del HLT por debajo de 1 kHz en estos casos, los triggers pueden seguir incluyéndose en el menú, pero con una preescala. Un preescalado es un escalado artificial del trigger, que sólo acepta la N -ésima decisión de trigger si el factor de preescalado es N . Esto permite que los triggers con una alta tasa sigan recogiendo eventos.

Los algoritmos del HLT se ejecutan en aproximadamente 40.000 núcleos de CPU. Además, la construcción parcial de eventos se utiliza para análisis a nivel de trigger, para el monitoreo del detector y las calibraciones del subsistema detector. Finalmente, los eventos aceptados por el HLT se almacenan y se distribuyen, disponibles *offline* para cualquier estudio o análisis.

2.3. Toma de datos durante el Run-2

El funcionamiento del LHC se organiza en distintos períodos conocidos como *runs*. Desde su puesta en marcha, se pueden distinguir los siguientes runs: Run-1 (2010-2013) operó a energías de colisión de hasta 8 TeV, Run-2 (2015-2018) a 13 TeV, y Run-3 (2022-presente) a 13.6 TeV. Cada período de toma de datos, una vez que el LHC anuncia haces estables, se divide en Bloques de Luminosidad (LB) de aproximadamente dos minutos. En cada LB, la luminosidad instantánea es prácticamente constante y las condiciones del haz son estables. Debido a la alta complejidad del LHC y del detector ATLAS, se espera que haya ineficiencias en los detectores y subdetectores y/o en la cadena de adquisición de datos. Durante cada run, cada parte del ATLAS es monitoreada y cualquier falla o problema es registrado, incluyendo componentes inactivos, o problemas en el haz del LHC.

Para garantizar la alta calidad de los datos, libres de defectos significativos, los LB y los rangos dentro de ellos que superan todos los criterios de calidad se compilan en *Good Runs List* (GRL). Las listas se elaboran y distribuyen de forma centralizada, con el fin de proporcionar a cualquier grupo de ATLAS la misma colección de LBs. Dado que durante los períodos de tomas de datos están disponibles diferentes partes del detector (en un run óptimo, todos los subdetectores están disponibles), hay múltiples GRLs disponibles para utilizar. Cada análisis, entonces, selecciona qué GRL utilizar dependiendo de su tolerancia a las fallas de los subdetectores.

La presente tesis utiliza datos recolectados por ATLAS de colisiones pp del LHC durante el Run-2 (2015-2018), a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Durante este run, el LHC entregó un total de 156 fb^{-1} , de los cuales ATLAS recolectó 147 fb^{-1} . La luminosidad integrada total disponible para análisis de física es de 140 fb^{-1} ³, como se ve en la Figura 2.9a. La incertidumbre en la luminosidad integrada combinada para el Run-2 es de 0.83 % [109], obtenida usando el detector LUCID-2 [110]. Hasta el momento, combinando los años 2022, 2023 y 2024 de toma de datos del Run-3, se recogieron 159 fb^{-1} de datos, mostrados en la Figura 2.9b [111, 112].

³ Las primeras medidas y GRL iniciales sólo brindaban un total de 139 fb^{-1} disponibles para análisis

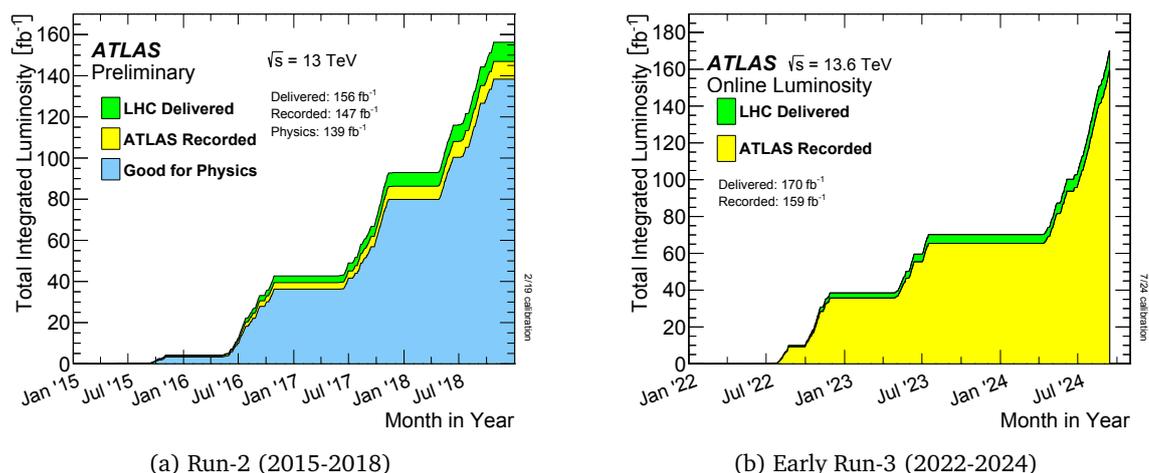
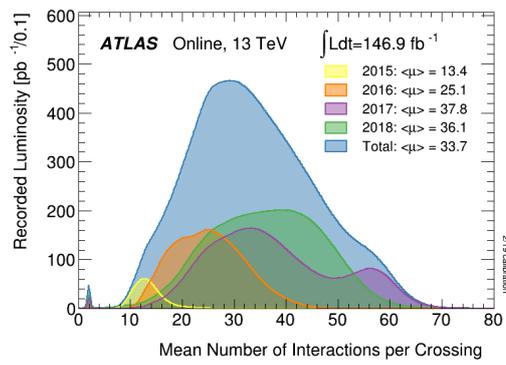


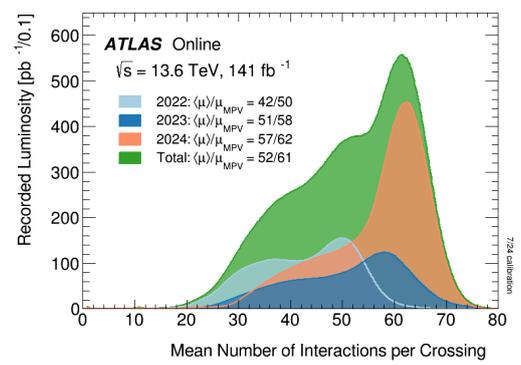
Figura 2.9: Luminosidad entregada por el LHC y recolectada por ATLAS durante el Run-2 [109] y el Run-3. En el caso de Run-2, también se muestra la fracción de datos recolectados que son útiles para análisis de física.

Otro concepto importante en la adquisición de datos en ATLAS es el *pileup*, que se produce cuando las partículas producidas en más de una colisión pp llegan al detector al mismo tiempo, o más generalmente, cuando las señales se solapan de forma que no pueden separarse. Cuando colisionan haces de protones, la probabilidad de que se produzca una interacción es proporcional a la densidad de partículas, o mejor, al flujo de partículas, que se expresa mediante la luminosidad instantánea. El número real de colisiones de partículas que tienen lugar cuando dos haces se cruzan es una variable aleatoria que sigue una distribución de Poisson. Para luminosidades bajas, en la mayoría de los cruces de haces no se produce ninguna colisión, pero para luminosidades instantáneas altas, en la mayoría de los cruces se producen muchas colisiones simultáneas entre partículas. Dependiendo del subdetector y del tipo de medida, puede o no ser posible distinguir entre partículas procedentes de diferentes interacciones simultáneas. Es lo que se denomina como *in-time pileup*. Por el contrario, el *out-of-time pileup* incluye los efectos que surgen cuando el tiempo que el detector necesita para volver a su estado de espera es mayor que el tiempo entre cruces de haces. Una medida cuantitativa del *pileup* y de la actividad de eventos es el valor medio de interacciones inelásticas pp por bunch-crossing, $\langle\mu\rangle$.

Las luminosidades instantáneas máximas se multiplicaron por cuatro a lo largo de los cuatro años del Run-2, resultando en un aumento de $\langle\mu\rangle$ desde 10 hasta 60, como se muestra en la Figura 2.10a. Para el Run-3, el *pileup* aumentó drásticamente hasta valores de 57 para el año 2024, aumentando en promedio hasta 52 interacciones por bunch-crossing, mostradas en la Figura 2.10b.



(a) Run-2



(b) Run-3

Figura 2.10: Distribución del número de interacciones por bunch-crossing durante Run-2 (izquierda) y Run-3 (derecha).

RECONSTRUCCIÓN E IDENTIFICACIÓN DE OBJETOS FÍSICOS

3

“Experiment is the sole judge of scientific truth.”

Richard Feynman

Las partículas producidas en cada colisión y los productos de sus decaimientos interactúan con el detector de una manera particular según su naturaleza. La información recogida por todos los subdetectores de [ATLAS](#) permite reconstruir e identificar los objetos físicos presentes en cada evento aceptado por el sistema de trigger (selección *online*). En este capítulo se describen los algoritmos de reconstrucción e identificación *offline* que se lleva a cabo una vez que los eventos han sido aceptados por el trigger y almacenados. La reconstrucción se realiza evento por evento utilizando los mismos algoritmos para los eventos recolectados por el detector [ATLAS](#) y para los eventos simulados con Monte Carlo ([MC](#)). A continuación se da un breve resumen de la reconstrucción *offline* y la identificación de los objetos utilizados en esta tesis.

3.1. Reconstrucción de trazas y vértices

En un evento con alto pileup puede haber del orden de 1000 partículas cargadas pasando por el detector [ATLAS](#). La información del [ID](#) (Sección [2.2.2](#)) se utiliza para reconstruir las trayectorias de las partículas cargadas, denominadas trazas (*tracks*). Dado que el [ID](#) es el detector más cercano al haz y está compuesto por material mínimamente ionizante con una granularidad elevada, este detector desempeña el papel principal en la reconstrucción de trazas. Estas permiten calcular el momento y la trayectoria de las partículas cargadas dejando una señal en las diferentes capas del [ID](#). Además, como el campo solenoidal dentro del [ID](#) es homogéneo, la trayectoria resultante es circular en el plano xy . Cinco parámetros mostrados en la [Figura 3.1](#) definen las trazas de las partículas cargadas:

- q/p_T : la relación entre la carga (q) y el momento transversal (p_T) que define la curvatura.

- d_0 : la distancia de máxima aproximación al vértice primario en el plano- xy que define el parámetro de impacto transversal.
- z_0 : el parámetro de impacto longitudinal a lo largo del eje z .
- ϕ_0 : el ángulo azimutal.
- θ_0 : el ángulo polar de la dirección de la partícula en el punto más cercano de aproximación [113].

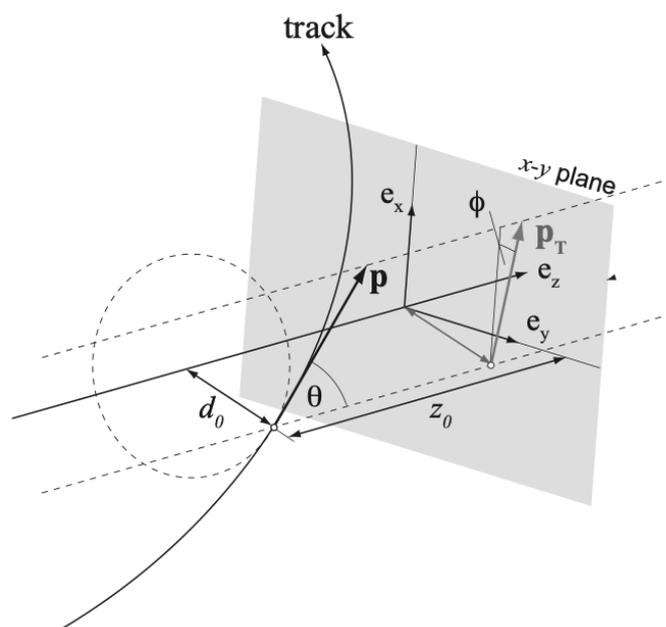


Figura 3.1: Esquema de los parámetros usados para la reconstrucción de trazas [114].

La reconstrucción de trazas utilizada durante el Run-2 utiliza dos enfoques complementarios: el enfoque *inside-out* y el *outside-in* [115].

El primer paso para la reconstrucción de trazas en el método *inside-out* es la búsqueda de semillas (*seeds*), en la que se buscan tres hits en el detector de silicio para comenzar la reconstrucción de la traza. A partir de estos tres hits y suponiendo un campo magnético uniforme se obtiene una primera estimación de los parámetros de la traza. A partir de las *seeds* de la traza, ésta se extrapola a las demás capas del detector de silicio a partir de las cuales se utiliza un filtro combinatorio de Kalman para estimar los parámetros de la traza. En esta fase del proceso puede haber varias trazas candidatas para cada *seed*. Una vez formada la traza, se aplica un algoritmo de resolución de ambigüedades para reasignar los clusters compartidos a la traza con mejor coincidencia [116] y se ajusta la traza candidata final utilizando un método global χ^2 . La última parte del método *inside-out* consiste en extender las trazas hasta el TRT incluyendo los hits de este subdetector para mejorar así la resolución del momento.

Para mejorar la eficiencia de las trazas de los decaimientos desplazados del punto de colisión original se utiliza el método *outside-in*. La reconstrucción de la traza comienza a

partir de los hits del TRT y luego se extiende para incluir los hits del detector de silicio, aplicándose de nuevo un algoritmo para resolver las ambigüedades mitigando así los hits compartidos entre múltiples trazas.

La identificación de los vértices de producción y decaimiento son de vital importancia para la posterior reconstrucción de objetos en ATLAS. Para ello, un algoritmo de reconstrucción de vértices utiliza las trazas encontradas anteriormente [117, 118].

En primer lugar, el Vértice Primario (PV) se define como el lugar donde se da la interacción entre los dos protones del LHC. Los PVs se reconstruyen en dos etapas: búsqueda de vértices que asocia las trazas reconstruidas a los candidatos a PV; y ajuste de vértices, donde las posiciones de los vértices es refinada de forma iterativa. En cada iteración se selecciona un conjunto de trazas y se utiliza una posición semilla (*seed*) para estimar el vértice. Las trazas incompatibles con este vértice son removidas para una futura iteración. Finalmente, el vértice con el mayor valor $\sum p_T^2$ para todas las trazas asociadas, que también se denomina vértice de dispersión dura, se asigna como el PV. Hay algunas partículas que decaen rápidamente después de su producción, como los leptones τ o los quarks más pesados (b o c -quarks). En ATLAS, es posible determinar el vértice de decaimiento del quark b . A partir de las trazas restantes originadas por estos decaimientos, es posible identificar vértices secundarios, y todos los vértices reconstruidos restantes se consideran pileup.

3.2. Fotonos y electrones

La reconstrucción de electrones y fotonos en ATLAS hace uso de las deposiciones de energía en el ECAL. Como los electrones y los fotonos dejan señales similares en este calorímetro, su reconstrucción se realiza simultáneamente distinguiéndolos por la información de las trazas reconstruidas.

3.2.1. Reconstrucción

La reconstrucción de fotonos y electrones *offline* [119, 120] hace uso de clusters dinámicos de tamaño variable, conectados topológicamente entre las celdas del ECAL y HCAL [121], denominados *topo-clusters* que se agrupan además en *superclusters*. Durante el Run-1 [122–124], en contraste, los clusters eran de tamaño fijo y si bien tenían una respuesta lineal energética y estabilidad frente al pileup, no era posible reconstruir eficientemente la energía de fotonos bremsstrahlung o de electrones/positrones producto de la creación de pares. La implementación de superclusters durante el Run-2 permite solucionar esto sin perder la linealidad y estabilidad de los clusters de tamaño fijo. De esta forma, se distinguen tres tipos de objetos:

- Electrones: un cluster construido a partir de los depósitos de energía en el ECAL el cual tiene asignado una traza.

- Fotonos convertidos: un cluster asignado a un vértice (o vértices) de conversión.
- Fotonos no convertidos: un cluster que no se encuentra emparejado ni a una traza ni a un vértice de conversión.

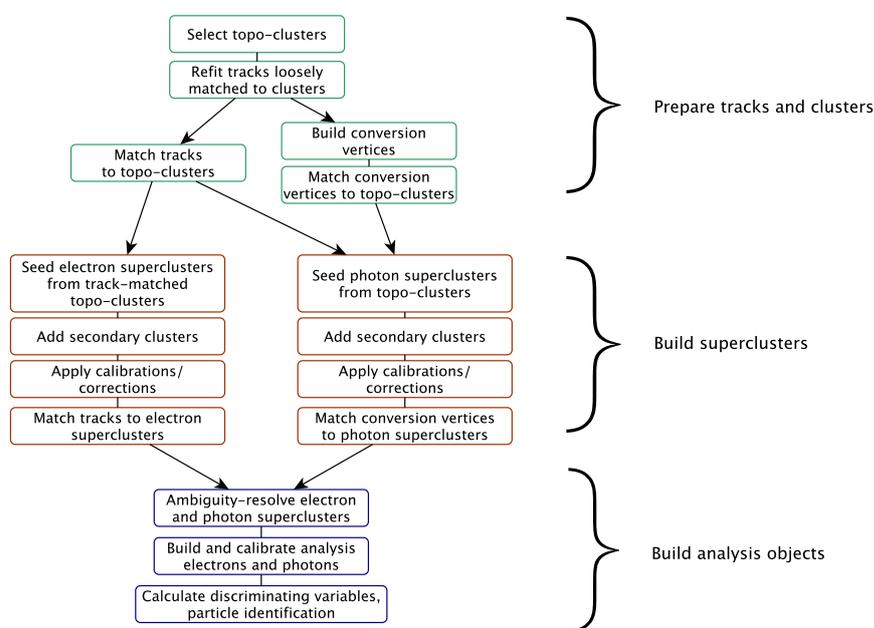


Figura 3.2: Diagrama del algoritmo de reconstrucción de electrones and fotonos, extraído de Ref. [119]

El algoritmo para la reconstrucción de electrones y fotonos procede como se muestra en la Figura 3.2. El proceso de reconstrucción comienza con la formación de topo-clusters. Primero se forman proto-clusters en el **ECAL** y **HCAL** agrupando celdas que tienen una energía requerida y predefinida y añadiendo posteriormente celdas vecinas obteniendo así los topo-clusters. Las reconstrucciones continúan sólo en aquellos casos en los que la energía de los topo-clusters en el **ECAL** es superior a 400 MeV y la fracción de la misma con respecto a la energía total del topo-cluster es mayor a 0.5, reduciendo gran parte los efectos de pileup.

El algoritmo también construye vértices de conversión a partir de las trazas reajustadas y los empareja con los topo-clusters seleccionados. Tras el ajuste inicial de las trazas y la construcción de las conversiones, los algoritmos de superclusters de electrones y fotonos se ejecutan por separado y en paralelo. En la primera etapa, los topo-clusters se evalúan para su uso como candidatos a clusters semilla que forman la base de los superclusters; en la segunda etapa, los clusters cercanos a los candidatos a clusters semilla se identifican como candidatos a clusters satélite que pueden surgir de la radiación bremsstrahlung o de la división de los topo-clusters. Los clusters satélite que superan ciertos criterios de selección, se añaden a los candidatos a semilla para formar los superclusters finales. Finalmente el algoritmo de reconstrucción hace coincidir las trazas con los superclusters de electrones y los vértices de conversión a los superclusters de fotonos.

Dado que un objeto puede reconstruirse como electrón y como fotón, se resuelve esta ambigüedad para eliminar parte del solapamiento. Sin embargo, se permite cierto solapamiento para mantener una alta eficiencia de reconstrucción de electrones y fotonos y para que en cada análisis de datos se apliquen criterios específicos a dicho estudio. Finalmente, se construyen y calibran los objetos finales.

3.2.2. Identificación

Con el objetivo de poder discriminar los objetos *prompt*¹ de aquellos que no lo son, existen diferentes criterios de identificación. En *ATLAS*, la identificación de fotonos y electrones se logra mediante una serie de variables denominadas Shower Shapes (*SSs*) (descriptas en detalle en Capítulo 4). Estas son variables que describen el paso de los fotonos y electrones a través del *ECAL* y *HCAL*, caracterizando las lluvias electromagnéticas en su desarrollo lateral y longitudinal y son calculadas a partir de la energía depositada en las celdas de estos calorímetros. Mediante ciertos algoritmos que hacen uso de las *SSs*, se logra incrementar la pureza de los objetos deseados al costo de tener una menor eficiencia de selección. Finalmente, se definen diferentes *Working Points (WPs)*, asociados a ciertas eficiencias de identificación, que son derivados de forma central y luego distribuidos a toda la colaboración *ATLAS*.

El objetivo principal de la identificación de electrones es separar los electrones *prompt* de los electrones producto del proceso de creación de pares a partir de los fotonos, de los jets que depositan energía en el *ECAL* y de los electrones provenientes del decaimiento de hadrones originados por quarks de sabores pesados (*heavy-flavor*). La identificación se basa en un método *likelihood* que utiliza algunas de las *SSs*, utilizando electrones provenientes de decaimientos de J/ψ y Z para bajo y alto E_T , respectivamente [125]. Se definen entonces *WPs*, denominados *Loose*, *Medium* y *Tight*, cuyas eficiencias de identificación de un electrón con $E_T = 40$ GeV son de 93 %, 88 % y 80 %, respectivamente [126].

Para distinguir los fotonos *prompt*/reales (los procedentes de la colisión) de los fotonos de fondo (procedentes del decaimiento de hadrones, también llamados fotonos falsos), es necesario basarse en un algoritmo de identificación con alta eficiencia de señal y rechazo de fondo para fotonos candidatos con $p_T \sim 10$ GeV hasta la escala TeV. Actualmente, la identificación de fotonos en *ATLAS* se basa en un conjunto de cortes rectangulares en las *SSs* mencionadas anteriormente. El proceso completo de identificación de fotonos se presenta en Capítulo 4, donde las *SSs* se explican una a una. Además, en el Capítulo 5 se presentan dos enfoques para corregir las diferencias observadas en estas variables entre los datos y *MC*, uno de los objetivos de esta tesis.

¹ El término *prompt* hace referencia a aquellos objetos producidos rápidamente luego de la colisión, generalmente provenientes del vértice primario, para distinguirlos de aquellos producidos por el decaimiento tardío de otra partícula, como puede ser un hadrón.

3.2.3. Aislamiento

Para mejorar aún más la selección de fotones y electrones se aplican criterios de aislamiento a estos objetos. Para ello, se definen dos criterios de aislamiento: calorimétrico y de trazas.

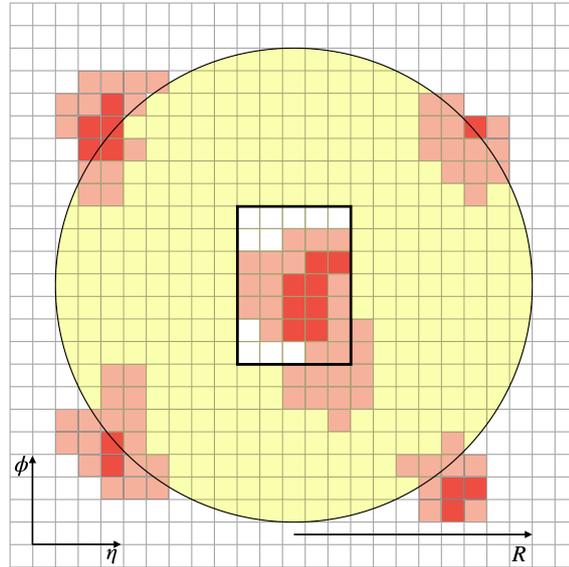


Figura 3.3: Diagrama del proceso del cálculo de la variable de aislamiento calorimétrico. Cuando se utiliza un cono con $R = 0.4$, se puede construir la variable E_T^{cone40} mencionada en el texto.

El procedimiento para calcular la energía de aislamiento calorimétrico E_T^{cone40} se esquematiza en la Figura 3.3. En primer lugar se construye un cono de radio $\Delta R < 0.4$ alrededor del candidato a fotón o electrón y se suman las energías de todas las celdas de los topoclusters (introducidos en la Sección 3.2.1) cuyos baricentros se encuentran dentro del cono. A continuación, a esta energía calculada se le resta la energía de todas las celdas en una ventana de 5×7 (en unidades de $\eta \times \phi$ en la segunda capa del ECAL) centrada alrededor del candidato, con el fin de eliminar la energía del propio candidato. También se realizan correcciones para tener en cuenta las fugas de energía fuera del cono y las contribuciones de pileup [127]. La forma final de la energía de aislamiento calorimétrico resulta:

$$E_T^{\text{cone40}} = E_{T,\text{raw}}^{\text{isol40}} - E_{T,\text{core}} - E_{T,\text{leakage}} - E_{T,\text{pileup}}$$

La variable de aislamiento de trazas, p_T^{cone20} , se obtiene sumando los p_T de las trazas de buena calidad en un cono de radio $\Delta R < 0.2$ alrededor del candidato a electrón o en la dirección del cluster de fotones convertidos. Se excluyen de este cómputo las trazas asociadas a la traza o al fotón convertido así como aquellas trazas que no pasan el requisito de trazas de buena calidad. Una traza de buena calidad se define como aquella en la que el $p_T > 1$ GeV y tiene una distancia mínima al vértice primario a lo largo del eje z de $|z_0 \sin \theta| < 3$ mm.

En general, para los fotones y electrones no hay otra energía depositada en el cono alrededor del candidato, aparte de los objetos de baja energía originados por los restos de la

colisión, las interacciones múltiples y el pileup. En cambio, para los falsos candidatos a fotones y los fotones no directos se observa energía adicional dentro del cono proveniente de los objetos que los acompañan en el jet.

Tabla 3.1: Resumen de los WP de aislamiento para electrones y fotones usados a lo largo de esta tesis.

Objeto	WP	Aislamiento Calorimétrico	Aislamiento de trazas
Fotón	Loose	$E_T^{\text{cone20}} < 0.065 \times p_T$	-
	TightCaloOnly	$E_T^{\text{cone40}} < 0.022 \times p_T + 2.45 \text{ GeV}$	-
	Tight	$E_T^{\text{cone40}} < 0.022 \times p_T + 2.45 \text{ GeV}$	$p_T^{\text{cone20}}/p_T < 0.05$
Electrón	Loose_VarRad	$E_T^{\text{cone20}} < 0.2 \times p_T$	$p_T^{\text{cone30}}/p_T < 0.15$

A partir del aislamiento calorimétrico y de trazas se pueden definir diferentes WPs por separado tanto para electrones como para fotones. En el caso de los electrones se definen dos estrategias: o bien conseguir una eficiencia fija, o aplicar cortes fijos en las variables de aislamiento. En el caso de los fotones, hay WPs que no utilizan ambas variables de aislamiento, como es el caso del WP que sólo utiliza el aislamiento calorimétrico. Las definiciones de los diferentes WPs utilizados a lo largo de esta tesis se muestran en la Tabla 3.1. Además, es común definir las siguientes variables para el WP FixedCutTight del fotón:

$$E_T^{\text{iso}} = E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \times E_T - 2.45 \text{ GeV} \quad (3.1)$$

$$p_T^{\text{iso}} = p_T^{\text{cone20}}/E_T \quad (3.2)$$

lo que resulta para el WP FixedCutTight en:

$$E_T^{\text{iso}} < 0 \text{ GeV} \quad (3.3)$$

$$p_T^{\text{iso}} < 0.05. \quad (3.4)$$

3.3. Muones

La tasa de radiación bremsstrahlung es inversamente proporcional al cuadrado de la masa de una partícula. Dado que los muones son unas 200 veces más pesados que los electrones, interactúan principalmente con el material del detector a través de ionización. Por lo tanto, los muones son partículas mínimamente ionizantes que no crean lluvia electromagnética en los calorímetros y atraviesan todas las capas del detector ATLAS. Es por esta razón que la detección de muones depende de las mediciones de las trazas dejadas por ellos en el ID y el MS. La combinación de los dos subdetectores define cuatro tipos de muones, dependiendo de la información utilizada para la reconstrucción:

- Muones combinados (CB): muón reconstruido a partir de un reajuste global de las trazas del ID y del MS,
- Muones segmentados (ST): muón reconstruido a partir de una traza ajustada del ID que al extrapolarla al MS tienen un segmento en el MDT o el CSC,

- Muones calorimétricos (**CT**): muón reconstruidos a partir de la traza del **ID** ajustada a los depósitos de mínima energía ionizante en los calorímetros,
- Muones extrapolados (**ME**): muón reconstruido únicamente a partir de las trazas **MS**.

El solapamiento entre distintos tipos de muones se resuelve del siguiente modo. Cuando dos tipos de muones comparten la misma traza del **ID**, el orden de preferencia es: primero el **CB**, luego el **ST** y finalmente el **CT**. El solapamiento con **ME** se resuelve analizando los hits de las trazas seleccionando aquellas trazas con mejor ajuste y mayor número de hits.

Para la identificación de muones se aplican cortes de calidad para distinguir los muones aislados de los procedentes de procesos de fondo, principalmente del decaimiento de piones y kaones. Las variables con buen poder discriminatorio utilizadas se describen en Ref. [128]. Se definen cuatro selecciones de identificación: Loose, Medium, Tight y High-pT. Las tres primeras categorías son inclusivas, siendo Medium la selección por defecto en **ATLAS**. Por último, se pide a los candidatos a muones que van a ser utilizados por los análisis que satisfagan los requisitos de aislamiento, tanto a nivel de trazas como calorimétricos, de forma análoga a los detallados para los electrones y fotones en el apartado anterior. Para el aislamiento de trazas, se utiliza una variable similar a la empleada para los electrones y fotones pero con un cono de radio variable $\Delta R = \min(10 \text{ GeV}/p_T, 0.3)$ alrededor del momento del muón excluyendo la traza del mismo. Para el aislamiento calorimétrico se utiliza la misma variable E_T^{cone40} con la diferencia de utilizar un radio de $R = 0.2$ en lugar de 0.4. En base a estas variables, se definen 7 criterios de selección de aislamiento (7 **WPs**), optimizados para diferentes análisis.

3.4. Jets

Los quarks y gluones no pueden detectarse de manera aislada, sino que por un proceso denominado hadronización dan lugar a un chorro colimado de partículas que se denomina *jet*. Estos penetran a través del **ECAL** y son totalmente absorbidos por el material del calorímetro hadrónico y en casos de muy alta energía pueden llegar al **MS** (correcciones de jets *punch-through*). A continuación, se describen los métodos de reconstrucción de jets utilizados en **ATLAS**

3.4.1. Algoritmo de clusterización de jets anti- k_t

Dado que los jets están constituidos por un elevado número de partículas que dejan deposiciones de energía en el **ECAL** y **HCAL** y trazas en el **ID**, un algoritmo de clusterización agrupa los constituyentes en el evento para definir los jets. En **ATLAS** el algoritmo más usado se denomina algoritmo anti- k_t [129]. Del mismo modo que para los electrones y los fotones, la reconstrucción de los jets en **ATLAS** comienza en la formación de topo-clusters:

depósitos de energía agrupados en las celdas de los calorímetros mediante un algoritmo de combinación secuencial. Entonces, el algoritmo anti- k_t combina los topo-clusters con los siguientes pasos:

- Determinación de la distancia entre todos los topo-clusters entre sí y de cada topo-cluster con el haz:

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^{-2}, p_{T,j}^{-2}) \frac{\Delta_{i,j}^2}{R^2} \quad (3.5)$$

$$d_{iB} = p_{T,i}^{-2} \quad (3.6)$$

donde $\Delta_{ij}^2 = \Delta\phi_{ij}^2 + \Delta\eta_{ij}^2$ y R es un valor fijo del algoritmo que define el radio jet.

- Si el mínimo de todas las distancias calculadas anteriormente es d_{iB} , el topo-cluster i se clasifica como jet y se descarta en iteraciones sucesivas.
- Si $d_{ij} < d_{iB}$ se combinan los topo-clusters i y j , todas las distancias se calculan nuevamente con este nuevo topo-cluster y la iteración se realiza de nuevo.

Este proceso se repite hasta que todas las partículas del evento se han agrupado.

El algoritmo anti- k_t tiende a unificar las partículas *soft* con las *hard* y a separar a las partículas *hard* entre sí, ya que la partícula con mayor p_T definirá el término $\min\left(\frac{1}{p_{T,i}}, \frac{1}{p_{T,j}}\right)$ en la definición de d_{ij} . Esto permite que los jets del evento tengan una dirección estable al principio del proceso de combinación. El algoritmo anti- k_t es preferible a otros algoritmos secuenciales de jets ya que los jets tienen formas regulares que son aproximadamente cónicas, mostrados en la Figura 3.4. Los jets que se originan a partir de quarks o gluones en general se denominan *small- R jets* y para su reconstrucción se utiliza un radio de $R = 0.4$. Por otro lado, los jets que representan partículas masivas que decaen hadrónicamente se denominan *large- R jets* y se utiliza $R = 1.0$, dado que el uso de un cono más amplio ayuda a incluir la mayoría de las partículas producto del decaimiento.

3.4.2. Jets Calorimétricos

Una forma de reconstruir los jets se basa en los depósitos de energía en el calorímetro. De forma similar a lo que se ha explicado para electrones y fotones en la Sección 3.2.1, los depósitos de energía en las celdas del **ECAL** y **HCAL** se utilizan para construir topo-clusters, cuyas energías se aproximan a las depositadas por los hadrones individuales [120, 121]. Los jets reconstruidos de esta manera y agrupados con el algoritmo anti- k_t con un radio de $R = 0.4$ se denominan jets **EMT_{TOPO}**. En la reconstrucción de jets, sólo se incluyen los topo-clusters con energía neta positiva, tales como $W \rightarrow qq$, $H \rightarrow \bar{b}$, etc.

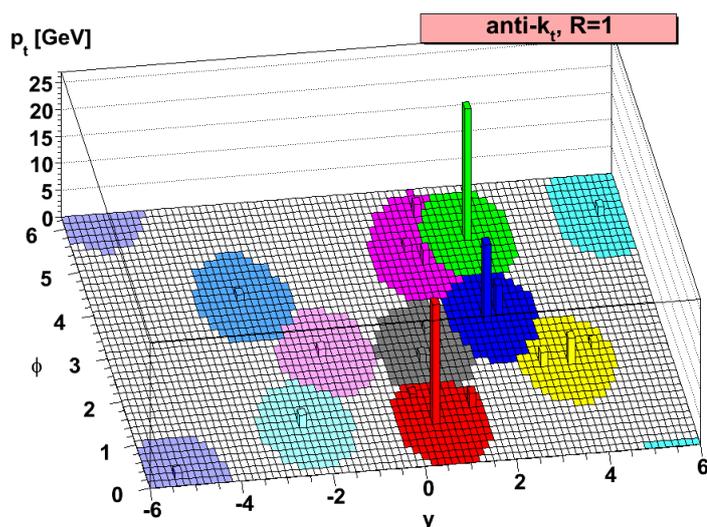


Figura 3.4: Representación esquemática del algoritmo anti- k_t para el proceso de clusterización de jets [129].

3.4.3. Particle Flow (PFlow) Jets

Otro método para la reconstrucción de jets se basa en el algoritmo **PFlow** [130], en el que las mediciones del **ID** y del calorímetro se combinan para formar las señales que idealmente representan partículas individuales. El algoritmo comienza vinculando cada traza del **ID** con un solo topo-cluster y calcula la energía esperada en el calorímetro depositada por cada partícula que también inició la traza. Luego, para cada sistema topo-cluster/traza, el algoritmo evalúa la probabilidad de que la energía de la partícula haya sido depositada en más de un topo-cluster y decide si es necesario agregar más topo-clusters al sistema topo-cluster/traza para recuperar la energía total de la lluvia. Posteriormente, la energía depositada por la partícula que inicia la traza es sustraída celda por celda del conjunto de topo-clusters vinculados. Finalmente, si la energía remanente en el sistema es consistente con la esperada por las fluctuaciones de la lluvia de la señal de una sola partícula, los remanentes del topo-cluster son removidos.

El resultado de este algoritmo es un conjunto de trazas, el conjunto de topo-clusters y otro conjunto de topo-clusters modificados por el procedimiento anterior. La combinación de estos 3 conjuntos definen un objeto **PFlow**. Estos objetos también pueden ser agrupados con el algoritmo anti- k_t y con $R = 0.4$ para formar los jets **PFlow**.

El algoritmo **PFlow** tiene bastantes ventajas sobre el EMTOPPO:

- La resolución en p_T del **ID** es significativamente mejor que la resolución de energía del calorímetro para partículas cargadas de baja energía.
- Permite una mayor aceptación para partículas más *soft*. Las trazas se reconstruyen para partículas cargadas con un mínimo p_T de 400 MeV, el cual es menor que el requerido para la formación de topo-clusters.

- Mejora la resolución angular de una sola partícula cargada ya que utiliza la información del **ID** en lugar de la del calorímetro.
- Las partículas cargadas de bajo p_T que se originan dentro de un jet hadrónico son barridas fuera del cono del jet por el campo magnético para cuando alcanzan el calorímetro. Utilizando la coordenada azimutal de las trazas en el perigeo, estas partículas también son agrupadas en el jet.
- Es posible eliminar las trazas originadas por el pileup, sabiendo que éstas no proceden del **PV**.

Cabe mencionarse, sin embargo, que para cualquier partícula cuya traza deba utilizarse, es necesario identificar correctamente y sustraer su señal en el calorímetro para evitar un doble conteo. En el algoritmo **PFlow** se toma una decisión booleana sobre si utilizar la medición del **ID** o del calorímetro. La capacidad de sustraer con precisión toda la energía de una sola partícula, sin eliminar la energía depositada por otras partículas, constituye el criterio clave de rendimiento sobre el que se optimiza el algoritmo.

En esta tesis, se consideran los jets **PFlow** ya que han demostrado proporcionar una mejor reconstrucción del jet [130].

3.4.4. Calibración de jets

Una vez reconstruidos los jets, su cuadrimomento se corrige para que coincida con la cinemática de un *truth-jet*². Las tres primeras correcciones tienen en cuenta la contaminación de la distribución de pileup subyacente y las fluctuaciones debidas al origen del jet [131]. La *Global Sequential Calibration* mejora la resolución de p_T de los jets (y las incertidumbres asociadas) eliminando secuencialmente la dependencia de la respuesta reconstruida del jet ($R = E^{\text{reco}}/E^{\text{truth}}$) en diversos observables. Por último, las diferencias residuales entre los datos y **MC** se tienen en cuenta midiendo el desequilibrio de momento en $Z + \text{jets}$, $\gamma + \text{jet}$ y eventos multijet.

3.4.5. Rechazo de jets provenientes de pile-up

Para reducir el número de jets con una fracción considerable de energía procedente del pileup, se utiliza un algoritmo basado en redes neuronales denominado *Neural network Jet vertex Tagger* (**NNJvt**) (sucesor de *Jet vertex Tagger* (**JVT**) [132]). Este algoritmo reconstruye un discriminante multivariable que combina, entre otras cantidades, el Jet vertex Fraction (**JVF**) (fracción de las trazas p_T asociada a un jet originado por el **PV** y el número total de trazas) y el número de **PVs** en el evento N_{PV} . Como los jets que no proceden de la interacción fuerte son generalmente de más baja energía, el corte **JVT** se aplica sólo a

² Los truth jets, o jets reales, son jets asociados a una partícula específica (jet iniciado por un quark de sabor liviano, por ejemplo) proveniente del estado final de una simulación luego de pasar por el algoritmo de clusterización anti- k_t .

los jets con $p_T < 60$ GeV y $|\eta| < 2.4$. El WP por defecto del NNJvt tiene una eficiencia en el rango de 88 – 99 % para los jets con $20 < p_T < 60$ GeV.

3.5. Jets provenientes de quarks pesados (Jets heavy flavor)

Los decaimientos de hadrones pesados (de ahora en más heavy-flavor) se rigen principalmente por el hadrón más pesado en la cascada de decaimiento. Un hadrón b generalmente decae en cascada a un hadrón c , que a su vez decae a un hadrón s , etc., lo que conduce a la existencia de múltiples vértices.

Flavor Tagging (FTAG) es la clasificación de los jets dependiendo del sabor (*flavor*) de los quarks por los que fueron iniciados, utilizando algoritmos sensibles a las propiedades distintivas de las respectivas clases. Entre ellos se consideran jets iniciados quarks b (b -jets), c (c -jets) o ni b ni c (jets livianos, también referidos como light-jets o l -jets). Estos complejos algoritmos se basan en los múltiples vértices, en la elevada masa, la alta multiplicidad de decaimientos y los modos de decaimiento característicos de los hadrones b y c , así como en las propiedades de la fragmentación de los quarks pesados.

En ATLAS se emplea un proceso de dos etapas para reconstruir las características más relevantes de los jets heavy-flavor. En la primera etapa, los algoritmos de bajo nivel utilizan métodos complementarios para extraer información sobre las trazas de las partículas cargadas vinculadas al jet. Algunos algoritmos se centran en las propiedades de las trazas individuales, mientras que otros analizan sus correlaciones o las combinan para reconstruir explícitamente los vértices desplazados. En la segunda etapa, las salidas de estos algoritmos se integran en un algoritmo de alto nivel que utiliza clasificadores multivariantes para optimizar el rendimiento. Con el tiempo, los algoritmos han evolucionado significativamente, empezando con discriminantes basados en likelihoods y *Boosted Decision Trees* (BDTs) durante el Run-1 del LHC, y avanzando hacia métodos más avanzados como las redes neuronales recurrentes y profundas, lo que ha dado lugar a notables mejoras en el rendimiento de la identificación [133–136].

A partir del Run-3, el grupo de ATLAS FTAG, desarrolla un novedoso algoritmo “GN2” basado en un transformador [137]. El algoritmo GN2 es un único modelo entrenado que sustituye a DL1d [138] y a los algoritmos de bajo nivel que lo alimentan. Se basa en GN1 [139], que se refinó para pasar a ser GN2. GN2 sustituye la *Graph Attention Network* [140] utilizada por GN1 por un Transformador, y también se beneficia de otras optimizaciones de arquitectura y la posibilidad de entrenamiento de la red con un orden de magnitud más de datos.

El algoritmo toma directamente información sobre el jet y las trazas asociadas y, como tal, no depende de otros algoritmos de etiquetado de sabores (*flavor tagging*). Mantiene los dos objetivos de entrenamiento auxiliares que se introdujeron con GN1: la agrupación de trazas que se originan en un vértice común y la predicción del proceso físico subyacente del que se originó cada traza.

Este nuevo algoritmo también está preparado para proporcionar la identificación de c -jets y jets procedentes de decaimientos τ . Las salidas de este tagger corresponden a las probabilidades de que un jet sea etiquetado (*taggeado*) como un jet b , c , τ o *light*, denominadas como p_b , p_c , p_τ y p_u , respectivamente.

3.5.1. Identificación y performance de b -tagging

Para evaluar la capacidad del tagger de identificar b -jets con una eficiencia constante, se mide la capacidad de rechazar los jets c , τ y *light*. Las probabilidades de salida del tagger se combinan para construir un único discriminante GN2_b , definido como

$$\text{GN2}_b = \log \left(\frac{p_b}{f_c p_c + f_\tau p_\tau + (1 - f_c - f_\tau) p_u} \right). \quad (3.7)$$

Los parámetros $f_{c(\tau)}$ son libres y determinan la importancia entre $p_{c(\tau)}$ y p_u en el discriminante. Los valores específicos de estos parámetros se determinan mediante un procedimiento de optimización maximizando el rechazo de c -jets (τ -jets) y l -jets y resultan ser 0.2 (0.01).

A partir del valor discriminante del tagger, se pueden definir varios **WPs** exigiendo que el valor GN2_b esté por encima de un determinado umbral. El grupo **FTAG** de **ATLAS** proporciona de forma centralizada a toda la colaboración cinco **WPs** diferentes para lograr una eficiencia global fija de b -tagging: 65, 70, 77, 85 y 90 %, que se muestran en la Figura 3.5. En dicha figura se comparan también las distribuciones de datos y **MC** del tagger GN2 , donde las contribuciones de los distintos sabores se muestran con colores diferentes.

Uno de los principales problemas del b -tagging es la disminución de la eficiencia a mayor p_T . En este régimen de p_T elevado las partículas están más colimadas y tienden a viajar más lejos en el **ID** antes de decaer, lo que puede dar lugar a una traza de decaimiento con hits espurios. La degradación de la eficiencia se visualiza en la Tabla 3.2, donde se muestran las eficiencias de tagging para b -jets, junto con los rechazos a c -jets, l -jets y τ -jets, en los regímenes de bajo y alto p_T . Los valores mostrados se calculan utilizando diferentes muestras en las que $t\bar{t}$ se utiliza en la región de bajo p_T y eventos de decaimiento de Z' ³ se utilizan en la región de alto p_T . Puede verse que la eficiencia de b -tag cae en un 30 % para jets de p_T más alto.

Tabla 3.2: Medidas de eficiencias de b -tagging, y de rechazos de c -jets, l -jets y τ -jets, en los regímenes de bajo y alto p_T .

Muestra	Rango de p_T [GeV]	Eficiencia de b -jet	Rechazo de c -jet	Rechazo de l -jet	Rechazo de τ -jet
$t\bar{t}$	$20 < p_T < 250$	0.76	17.52	448.61	71.15
Z'	$250 < p_T < 6000$	0.41	20.27	179.99	452.94

³ El modelo leptofóbico de vector axial Z' es un modelo de Materia Oscura simplificado en el cual el decaimiento teorizado es un par de quarks.

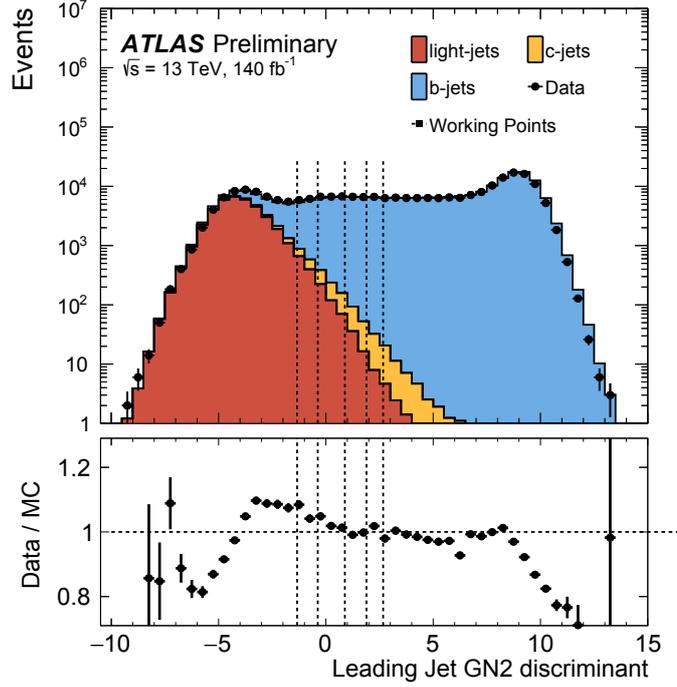


Figura 3.5: Comparación entre datos y simulación MC (eventos del proceso $t\bar{t}$ semileptónico) del discriminante del tagger GN2. Las contribuciones de los jets l , b y c se muestran con diferentes colores, y los 5 WPs de b -tagging se muestran con las líneas verticales punteadas. De izquierda a derecha, las líneas representan los WPs de 90, 85, 77, 70 y 65 % de eficiencia. El panel inferior muestra el ratio entre los datos y la suma de las simulaciones MC [141].

3.5.2. Identificación y performance de c -tagging

Al igual que con b -tagging, se puede construir un único discriminante a partir de las probabilidades dadas por el tagger para identificar c -jets frente a b -jets, τ -jets y l -jets:

$$\text{GN2}_c = \log \left(\frac{p_c}{f_b p_b + f_\tau p_\tau + (1 - f_b - f_\tau) p_u} \right) \quad (3.8)$$

donde ahora los valores $f_{b(\tau)}$ son los parámetros libres que controlan el rechazo entre jets b , τ y light. Utilizando el mismo procedimiento de optimización que para b -tagging, los valores para $f_{b(\tau)}$ resultan ser 0.3 (0.05).

Gracias a la gran eficiencia de b -tagging conseguida por GN2, es posible diseñar un WP de c -tagging tras aplicar un veto de b -tagging separando aún más los c -jets de los l -jets. Construyendo este WP de tagging simultáneo y suponiendo que la fracción de τ -jets es despreciable se pueden separar los jets b , c y livianos en tres regiones ortogonales. Partiendo de exigir que un jet *no* pase el WP de b -tagging de 77 % de eficiencia (veto b -tag), se definen tres WPs diferentes de c -tagging definidos para eficiencias de 10, 30 y 50 % fijando el valor de GN2_c . Las medidas de eficiencia y rechazo de las dos muestras descriptas anteriormente tras aplicar el WP de c -tag de 50 % de eficiencia se muestran en el Tabla 3.3.

Tabla 3.3: Medidas de eficiencia de c -tagging para c -jets, y valores de rechazos de b -jets, l -jets y τ -jets en los regímenes de bajo y alto p_T . Los valores corresponden a aquellos luego de aplicar el veto del WP de b -tagging de 77 % y de 50 % de c -tagging

Muestra	Rango de p_T [GeV]	Eficiencia de c -jet	Rechazo de b -jet	Rechazo de l -jet	Rechazo de τ -jet
$t\bar{t}$	$20 < p_T < 250$	0.467	8.11	26.77	9.52
Z'	$250 < p_T < 6000$	0.344	5.34	13.09	275.22

Parte III

Correcciones de las Shower shapes de fotones

SHOWER SHAPES Y LA IDENTIFICACIÓN DE FOTONES

4

“There is a single light of science, and to brighten it anywhere is to brighten it everywhere.”

Isaac Asimov

El [ECAL](#) se presentó brevemente en la Sección [2.2.3](#) donde se describió el mecanismo que se utiliza para la medida de energía y posición de fotones y electrones. En este subdetector, los fotones depositan su energía mediante la creación de pares electrón-positrón y la radiación bremsstrahlung, creando una lluvia electromagnética ([EM](#)). El [ECAL](#) es eficiente para calcular la energía de la lluvia [EM](#), pero identificar la partícula iniciadora y sus propiedades sigue siendo una tarea difícil. Sin embargo, en virtud de las diferentes capas y granularidades en el [ECAL](#), pueden estudiarse diferentes características de estas lluvias [EM](#) codificadas por diferentes variables llamadas Shower Shapes ([SSs](#)).

El capítulo comienza con la descripción de todas las [SSs](#) que son centrales para poder identificar a los fotones reales de los falsos. La optimización del algoritmo de identificación de fotones utiliza las [SSs](#) y se encuentra descrita en la Sección [4.2](#). Además, en dicha sección, se presentan los métodos usados para la estimación de las eficiencias de identificación de fotones. Por último, en la Sección [4.3](#) se describe brevemente las deficiencias en el modelado de las [SSs](#) en las simulaciones, un problema que tiene implicancias directas en los cálculos de eficiencias. Este problema y sus posibles soluciones serán estudiadas en detalle en el Capítulo [5](#).

4.1. Shower shapes

Como se menciona en la Sección [3.2.2](#), la identificación de fotones se realiza al presente aplicando cortes rectangulares a las diversas [SSs](#) que proveen una excelente capacidad de separación entre fotones reales aislados de fotones falsos procedentes de hadrones. Las [SSs](#) se calculan a partir de los depósitos de energía de los candidatos a fotones en las

celdas del **ECAL** y **HCAL**, caracterizando la forma lateral y longitudinal de las lluvias **EM** que sirven para describir el paso de los fotones por los calorímetros.

En general, los fotones reales producen depósitos de energía más angostos en el **ECAL** y tienen menores filtraciones hacia el **HCAL** en comparación con aquellos fotones procedentes de hadrones, donde la presencia de hadrones vecinos adicionales cerca del fotón falso tienden a ensanchar las lluvias. Además, dado que la primera capa del **ECAL** presenta una gran resolución en η , es posible discriminar los candidatos a fotones procedentes de decaimientos $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ que están caracterizados por dos máximos locales debidos a la presencia de dos fotones cercanos.

Tabla 4.1: Shower Shapes (**SSs**) utilizadas para la identificación de fotones. Las tres columnas de la derecha denotan si la variable es utilizada o no para los **WPs** Loose (L), Medium (L) o Tight (T), descritos en la Sección 4.2.2.

Categoría	Descripción	Nombre	L	M	T
Filtración hadrónica	Cociente entre el E_T en la primera capa del HCAL y el E_T del cluster EM ($ \eta < 0.8$ y $ \eta > 1.52$)	$R_{\text{had } 1}$	✓	✓	✓
	Cociente entre el E_T en todo el HCAL y el E_T del cluster EM ($0.8 < \eta < 1.37$)	R_{had}	✓	✓	✓
ECAL (2 ^{da} capa)	Cociente entre la energía sumada en 3×7 celdas en $\eta \times \phi$ y la energía en 7×7 celdas, centradas alrededor del centro del cluster	R_η	✓	✓	✓
	Ancho lateral de la lluvia en dirección de η	$w_{\eta 2}$	✓	✓	✓
	Cociente de la energía sumada en 3×3 celdas en $\eta \times \phi$ y en 3×7 celdas, centradas alrededor del centro del cluster	R_ϕ		✓	✓
ECAL (1 ^{ra} capa)	Ancho lateral de la lluvia en 3 <i>strips</i> alrededor del máximo	$w_{\eta 1}$ or w_1		✓	✓
	Ancho lateral total de la lluvia	$w_{\text{s tot}}$		✓	✓
	Fracción de la energía fuera de las 3 <i>strips</i> centrales en un rango de 7 celdas, sobre la energía en las 3 celdas centrales	f_{side}		✓	✓
	Diferencia entre la energía del segundo máximo con la energía mínima entre los dos primeros máximos.	ΔE		✓	✓
	Cociente de la diferencia de energía entre el primer y segundo máximo, sobre la suma de ambas energías	E_{ratio}		✓	✓
	Cociente de la energía en la primera capa del ECAL y la energía total del cluster EM	f_1		✓	✓

A continuación se detallan las **SSs** utilizadas para la identificación de fotones que se muestran resumidas en Tabla 4.1 y un esquema de cómo son calculadas se encuentra en la Figura 4.1. Las primeras variables hacen uso de la energía medida en el **HCAL**:

- Filtración hadrónica: es la energía transversal depositada en el **HCAL**, normalizada

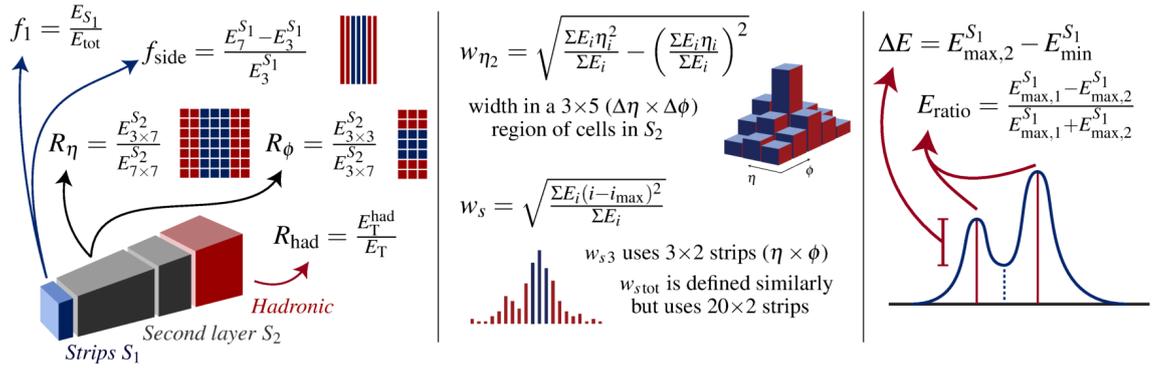


Figura 4.1: Representación esquemática de las SS de fotones.

respecto a la energía depositada en el **ECAL**:

$$R_{\text{had}(1)} = \frac{E_T^{\text{HCAL}}}{E_T^{\text{ECAL}}} \quad (4.1)$$

Para minimizar los efectos de la degradación de la resolución, en la región de transición barrel-endcap del **HCAL** ($0.8 \leq |\eta| \leq 1.37$) se utiliza la energía depositada en todo el **HCAL** (R_{had}). En el resto del detector, sólo se utiliza la energía depositada en la primera capa del **HCAL** ($R_{\text{had}1}$).

Las siguientes variables utilizan la información de la segunda capa del **ECAL**:

- Perfil de energía lateral en η :

$$R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}^{s2}}{E_{7 \times 7}^{s2}} \quad (4.2)$$

donde $E_{i \times j}^{s2}$ es la suma de energía en la segunda capa del calorímetro contenida en una ventana de $i \times j$ celdas (unidades de $\eta \times \phi$) centrada en la celda más energética. Esta variable da una medida del ancho de las lluvias en la dirección η .

- Perfil de energía lateral en ϕ :

$$R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}^{s2}}{E_{3 \times 7}^{s2}} \quad (4.3)$$

definida de forma similar a R_η . Sin embargo, esta variable se comporta de forma muy diferente para fotones convertidos y no convertidos. Debido a la acción del campo magnético, los electrones y positrones se curvan en direcciones opuestas en ϕ , por lo que se producen lluvias **EM** más anchas para los fotones convertidos que para los no convertidos.

- Ancho de la lluvia lateral en η :

$$w_{\eta 2} = \sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i} \right)^2} \quad (4.4)$$

mide el ancho propio de la lluvia **EM**, donde E_i es la energía en la i -ésima celda del **ECAL**, medida en una ventana de 3×5 celdas en $\eta \times \phi$.

Las siguientes variables utilizan la información de la primera capa del **ECAL**, compuesta por las celdas *strips* que permiten una alta resolución en η y permite una buena separación entre fotones aislados de fotones producto del decaimiento de π^0 . La Figura 4.2 muestra la diferencia en la energía depositada en el **ECAL** entre los dos casos mencionados anteriormente.

- Perfil de energía lateral en η :

$$f_{\text{side}} = \frac{E_7^{s1} - E_3^{s1}}{E_3^{s1}} \quad (4.5)$$

mide la energía fuera del núcleo de las tres *strips* centrales dentro de una ventana de 7 celdas, dividida por la energía en las tres celdas centrales.

- Ancho de la lluvia lateral en η (3 *strips*)

$$w_1 = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\text{max}})^2}{\sum E_i}} \quad (4.6)$$

donde i corre sobre todas las celdas en una ventana de 3 celdas alrededor de la de mayor energía. Esta variable mide el ancho de la lluvia **EM** en la primera capa del calorímetro.

- Ancho de la lluvia lateral en η (total). Se define de forma similar a w_1 pero utilizando todas las celdas en una ventana de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0625 \times 0.2$, que corresponde aproximadamente a 20×2 *strips* en $\eta \times \phi$.

- Diferencia energética

$$\Delta E = E_{\text{max},2}^{s1} - E_{\text{min}}^{s1} \quad (4.7)$$

representa la diferencia de energía entre el segundo máximo y la energía mínima reconstruida entre los dos máximos de la primera capa del **ECAL**.

- Asimetría de energía

$$E_{\text{ratio}} = \frac{E_{\text{max},1}^{s1} - E_{\text{max},2}^{s1}}{E_{\text{max},1}^{s1} + E_{\text{max},2}^{s1}} \quad (4.8)$$

es la relación de la diferencia de energía entre los dos máximos, normalizada con respecto a la suma de esas energías, en la primera capa del **ECAL**.

4.2. Identificación de fotones

La identificación de fotones prompt frente a fotones falsos en colisiones hadrónicas es un gran desafío. Los fotones falsos están ampliamente dominados por candidatos a fotones que surgen del decaimiento de hadrones (mayormente piones neutros) en fotones, mientras que una fracción más pequeña de candidatos falsos está asociada con otras partículas

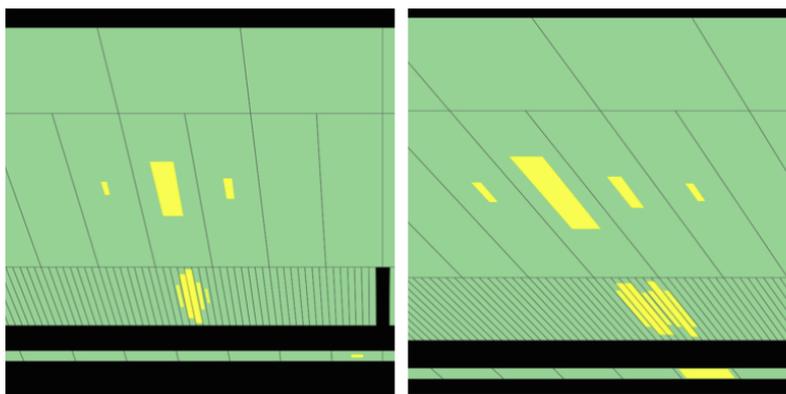


Figura 4.2: Depósitos de energía característicos para un fotón aislado (izquierda), y un evento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (derecha), que es posible distinguir gracias a la fina granularidad de la primera capa del ECAL [142].

que depositan una energía significativa en el ECAL, imitando la de los fotones reales. Tanto para las búsquedas como para las medidas de precisión es importante contar con algoritmos y técnicas para identificar los fotones reales frente a los falsos. Estas búsquedas o medidas de precisión se llevan a cabo en un rango muy amplio de energía del fotón empezando por resonancias de baja masa, por ejemplo, con un Higgs decayendo a un par de partículas tipo axión que decaen en 4 fotones ($H \rightarrow aa \rightarrow 4\gamma$) [143] donde el momento transversal del fotón es de ~ 25 GeV, hasta fotones de muy alto p_T en búsquedas de resonancias γ +jet como los que se realizan para esta tesis, donde los fotones tienen un momento transversal mayor a 1 TeV (Parte IV).

La identificación de fotones en ATLAS está basada en cortes en las SSs y que permite definir diferentes *Working Points* (WPs) con diferentes características: ya sea lograr un gran rechazo de fondo o alta eficiencia de señal, o simplemente bajos tiempos de cómputo para la identificación *online*. En esta sección se describe el procedimiento utilizado para la optimización de estos WPs y luego se describen los métodos para medir las eficiencias correspondientes.

4.2.1. Procesos de interés y selección de eventos

Dado el amplio rango de energías en el que se utilizan los fotones en ATLAS, para la optimización de los WPs se utilizan dos procesos diferentes que permiten obtener muestras limpias de fotones en los regímenes de bajo y alto p_T . En el caso de bajo p_T , se utiliza una fuente muy limpia de fotones procedentes de decaimientos radiativos del bosón Z . Por otro lado, aunque con mayor contaminación de fondo, se emplean eventos de fotones prompt (ver la Sección 1.1.4) para fotones de alto p_T . En los siguientes párrafos se ofrece una descripción de cada de las muestras de fotones utilizadas.

Decaimientos radiativos del bosón Z Hay dos modos de producción posibles para los procesos del SM de $pp \rightarrow Z(\ell^+\ell^-)\gamma$, donde ℓ es un electrón o un muón. Estos son: radiación de estado inicial (ISR) donde el fotón es radiado por los quarks y radiación de

estado final (**FSR**), donde el fotón es radiado por uno de los leptones del estado final a través de bremsstrahlung. Ambos modos de producción se muestran en la Figura 4.3.

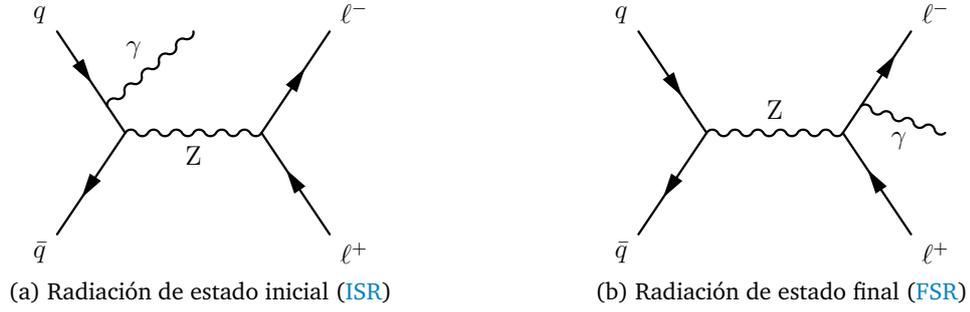


Figura 4.3: Diagrams de Feynman del proceso de radiación de un fotón en decaimientos $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$ para los casos de **ISR** (izquierda) y **FSR** (derecha).

Ambos procesos **FSR** y **ISR** pueden identificarse fácilmente comparando la distribución de la masa invariante de los dos leptones ($m_{\ell\ell}$) con la distribución de la masa invariante de los dos leptones junto con el fotón ($m_{\ell\ell\gamma}$). Para los eventos **ISR**, $m_{\ell\ell}$ tiene su máximo en el valor de la masa del Z y el fotón simplemente suma a la masa invariante de tres cuerpos ($m_{\ell\ell\gamma}$) haciéndola mayor que ~ 91 GeV. En el caso de **FSR**, en cambio, la masa invariante de tres cuerpos $m_{\ell\ell\gamma}$ presenta su máximo en el valor de la masa del Z . Para los estudios de identificación de fotones sólo se consideran los fotones de los eventos **FSR** (de ahora en más también referido como decaimiento Z Radiativo (**RZ**)). Los eventos **ISR** también sufren la contaminación de fondos provenientes de eventos $Z + \text{jets}$, en los que el jet se identifica erróneamente como un fotón y además la sección eficaz $Z + \text{jets}$ es de varios órdenes de magnitud mayor a la del proceso $Z + \gamma$. A partir de las Figuras 4.4b y 4.4c donde se muestran las distribuciones de $m_{\ell\ell}$ en función de $m_{\ell\ell\gamma}$ para los procesos simulados de $Z \rightarrow \ell\ell$ y $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$, respectivamente, se puede apreciar la separación entre estos dos procesos cuando se seleccionan fotones **FSR**.

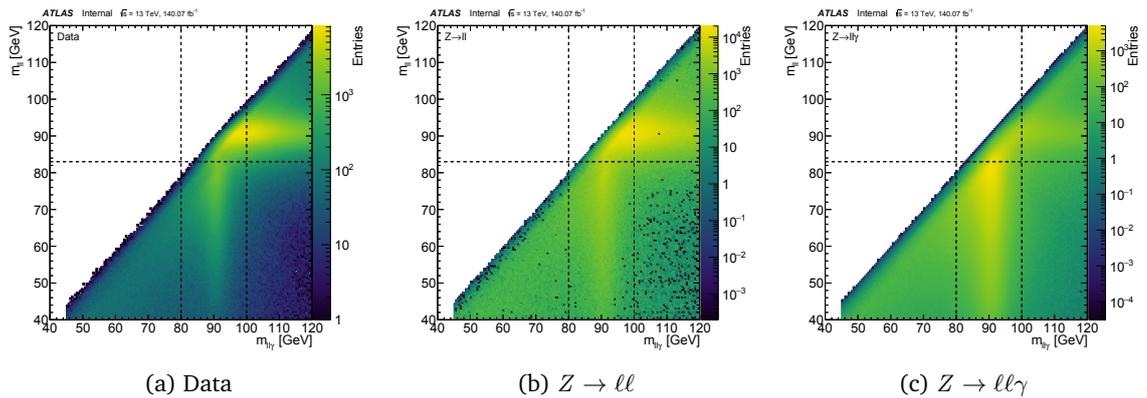


Figura 4.4: Masa invariante de los dos leptones en función de la masa invariante de ambos leptones junto con un fotón en (a) datos, (b) fondos y (c) señal. La región en la cual se encuentra una gran concentración de eventos con $m_{\ell\ell} \sim m_Z$ corresponde a eventos de **ISR**, mientras que eventos de **FSR** events están caracterizados por $m_{\ell\ell\gamma} \sim m_Z$.

Se requiere que los fotones tengan un momento transversal $p_T > 7$ GeV y una pseudorapidez en el rango de $|\eta| < 1.37$ o $1.52 < |\eta| < 2.37$, evitando así la región del crack. Para los estudios de optimización no se aplica ningún requisito de aislamiento sobre los foto-

nes, pero para las medidas de eficiencia se utiliza el **WP** de aislamiento Loose, descrito en la Sección 3.2.3. Se requiere que los leptones tengan $E_T > 10$ GeV, los muones una pseudorapidez $|\eta| < 2.5$ y para los electrones $|\eta| < 2.47$, excluyendo el crack. Tanto a los electrones como a los muones se les exige que pasen los requisitos de aislamiento Loose y que pasen el criterio de identificación Medium.

El fotón **FSR** se selecciona entonces requiriendo $80 < m_{\ell\ell\gamma} < 100$ GeV y $40 < m_{\ell\ell} < 83$ GeV. Finalmente, para evitar cualquier sesgo en las **SS** del fotón y en sus variables de aislamiento, se requiere una distancia mínima de $\Delta R > 0.4$ entre dicho fotón y el leptón más cercano.

Single Photon (SP) La muestra de fotones inclusivos, o Single Photon (**SP**), se recoge mediante triggers que requieren un sólo fotón con umbrales que varían entre 10 GeV y 140 GeV e identificación Loose. Aunque los triggers utilizados para obtener esta muestra están preescalados (con la excepción del de 140 GeV), proporcionan un gran conjunto de datos de fotones de alto p_T . Estos procesos incluyen eventos a **LO** de γ +jet procedentes de la dispersión dura $qg \rightarrow q\gamma$ y $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$, así como fotones prompt procedentes de la fragmentación de quarks en eventos de dijet de **QCD**. Se requiere que estos fotones presenten una pseudorapidez de $|\eta| < 2.37$ excluyendo el crack, y pasar el requisito de aislamiento Loose. Las muestras de **SP** se utilizan tanto para los estudios de optimización como para la estimación de las eficiencias.

4.2.2. Optimización

A partir de las **SSs** anteriormente descritas se definen tres **WPs** para los fotones: Loose, Medium y Tight [125]. El **WP** loose emplea cortes a las variables definidas en la segunda capa y a la variable de filtración hadrónica y es utilizado principalmente por el trigger. Los **WPs** medium y tight utilizan todas las variables definidas previamente. El **WP** medium está optimizado para tener una eficiencia fija de 95 %, mientras que el **WP** tight proporciona un excelente rechazo de fondo. La Tabla 4.1 muestra qué variables se utilizan para cada **WP**.

Para la optimización de los **WPs** se utilizan las dos muestras definidas previamente: los eventos **RZ** para fotones con $10 < p_T < 25$ GeV como señales y eventos de $Z \rightarrow \ell\ell$ como fondos; y para el régimen de alto p_T ($p_T > 25$ GeV) los eventos de **SP** se consideran como señal mientras que los eventos dijet son los fondos.

En la Figura 4.5 se muestran ejemplos de tres de estas **SS** (R_η , E_{ratio} y $w_{\eta 2}$) comparando eventos de señal y de fondo utilizando las muestras de **RZ**, donde se observa un excelente poder discriminatorio. Los cortes en todas las **SSs** para cada **WP** de identificación se obtienen en función de la energía transversal y la pseudo-rapidez del candidato a fotón, para tener en cuenta la forma de las variables para diferentes η y para variaciones en la cantidad de material y la geometría del calorímetro. Los **WPs** medium y tight también se

calculan por separado para fotones convertidos y no convertidos. Los cortes se optimizan utilizando un enfoque multivariable en el que las eficiencias de señal se escanean entre 0 % y 100 % mientras se intenta maximizar el rechazo de fondo.

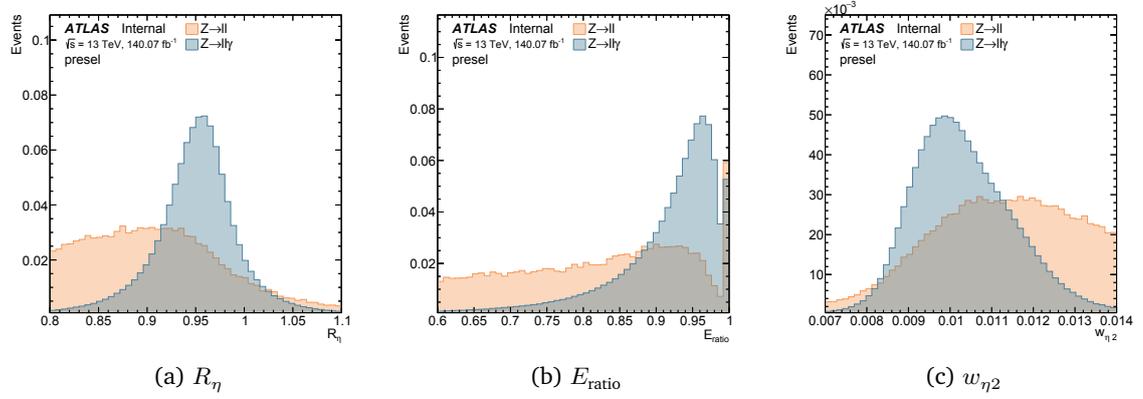


Figura 4.5: Distribuciones normalizadas de señal (azul) y fondo (naranja) de diferentes SSs utilizando las muestras de RZ y pasando la selección de eventos detallada en la Sección 4.2.1.

4.2.3. Estimación de las eficiencias

Una vez optimizados los diversos WPs de identificación es fundamental estimar las eficiencias de los datos y las simulaciones MC. Las estimaciones de eficiencias de fotones se realizan utilizando tres métodos diferentes en diferentes rangos de p_T , que son detallados en la Ref. [144] y son brevemente descritos en los próximos párrafos. Para los tres métodos se requiere que los fotones satisfagan el criterio de aislamiento loose definido en la Sección 3.2.3 y, por tanto, las eficiencias de identificación de los fotones se miden con respecto a este criterio de aislamiento.

Para el rango de bajo p_T ($7 < p_T < 100 \text{ GeV}$), los fotones procedentes del proceso RZ se utilizan como fotones de señal. El método para estimar las eficiencias consiste en ajustar la distribución observada de la masa invariante de tres cuerpos ($m_{\ell\ell\gamma}$) antes y después de aplicar el criterio de identificación tight. El número de eventos de señal y de fondo puede estimarse a partir de los ajustes y las purezas de señal se calculan antes (P^{total}) y después (P^{pass}) de la aplicación de la identificación tight. La eficiencia final en los datos viene dada por:

$$\varepsilon_{ID} = \frac{P^{\text{pass}} N_{\text{data}}^{\text{pass}}}{P^{\text{total}} N_{\text{data}}^{\text{total}}}.$$

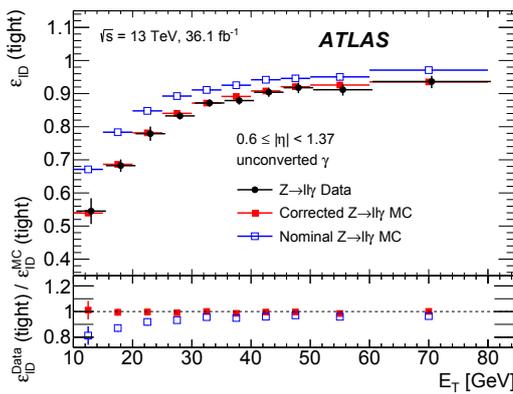
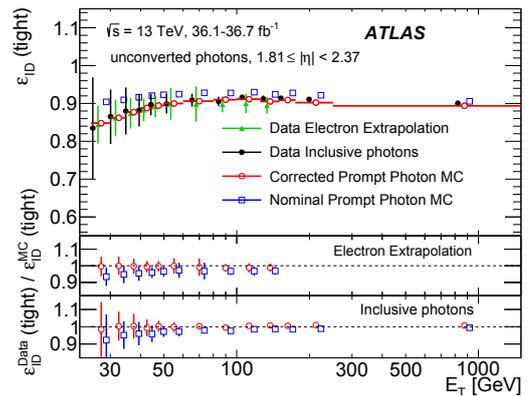
El segundo método para calcular eficiencias consiste en aplicar transformaciones de Smirnov [145] para que las distribuciones de las SSs de los electrones se parezcan a las de los fotones. Las muestras usadas en este método son simulaciones de decaimientos $Z \rightarrow ee$, en los que se requiere que los electrones pasen el criterio de aislamiento de fotones loose. También es necesario tener en cuenta la contribución de una pequeña fracción de fondo de procesos $W + \text{jets}$ y producción multijet. Estos fondos son tratados mediante ajustes a la distribución de m_{ee} de datos, utilizando señales simuladas y formas funcionales que

describen el restos de los fondos, obtenidas en regiones de control (regiones en donde las contribuciones de estos fondos son dominantes y separables). Luego, los candidatos a electrones se cuentan a partir de eventos en el rango $70 < m_{ee} < 110$ GeV y las eficiencias se miden utilizando el método tag-and-probe descrito en la Ref. [119]. El rango p_T en el que se aplica este método es $25 < p_T < 250$ GeV.

El último y tercer método utiliza muestras de **SP** con fotones en el rango $50 < p_T < 1500$ GeV. En este caso se utiliza el *Matrix Method* [144] que construye cuatro regiones ortogonales que pasan o no el **WP** de identificación tight y pasan o no el aislamiento de trazas (descrito en la Sección 3.2.3). Para cada región surgen dos incógnitas: el número de eventos de señal y de fondo. Si se conocen las eficiencias de aislamiento de trazas para los componentes de señal y de fondo, entonces es posible estimar la eficiencia de los fotones loose que pasan los criterios de identificación tight. Las eficiencias de aislamiento para los fotones de señal se estiman utilizando muestras de **MC** y las de fondo se obtienen en una región de control enriquecida con jets construida a partir de la inversión de los criterios de identificación. Las eficiencias en datos para el **WP** de identificación tight son entonces:

$$\epsilon^{\text{tight-ID}} = \frac{\hat{\epsilon}_{\text{ID}}^s - \hat{\epsilon}_{\text{ID}}^b}{\hat{\epsilon}^s - \hat{\epsilon}^b} \cdot N_{\text{ID}}^T,$$

donde N^T representa la totalidad de fotones en la muestra inclusiva que consiste en N^s fotones de señal (o fotones prompt) y N^b fotones falsos (fotones de fondo). El número N_{ID}^T es el subconjunto de N^T que pasa el requisito de identificación. Las eficiencias de aislamiento de traza de datos, señal y fondo se representan con $\hat{\epsilon}$, $\hat{\epsilon}^s$ y $\hat{\epsilon}^b$, respectivamente. Del mismo modo, las eficiencias de aislamiento de traza para los fotones que superan la identificación tight se muestran como $\hat{\epsilon}_{\text{ID}}$, $\hat{\epsilon}_{\text{ID}}^s$ y $\hat{\epsilon}_{\text{ID}}^b$, respectivamente. Las eficiencias medidas para los fotones con $p_T > 150$ GeV están entre 90 y 96 %.

(a) Método *Z* Radiativo (RZ)

(b) Extrapolación de electrones y Matrix-Method

Figura 4.6: Comparación de las eficiencias calculadas para datos y **MC** utilizando los tres métodos diferentes para su cálculo. En ambas figuras, para cada método, se muestran dos conjuntos diferentes de mediciones **MC**: la nominal y la corregida (discutida en el texto). Los paneles inferiores muestran el cociente entre las eficiencias de los datos y las predicciones **MC** (denominadas Factor de escalas (**SFs**) en el texto). Las figuras fueron tomadas de la Ref. [144].

En la Figura 4.6a se muestra un ejemplo de las eficiencias de identificación en función del

p_T del fotón utilizando el método RZ. Las eficiencias de los datos están representadas por los puntos negros, mientras que el MC nominal se muestra con cuadrados azules vacíos. Los cocientes de datos con el MC nominal (también denominados Factor de escala (SF)) mostrados en el panel inferior difieren hasta en un 20 % de 1, evidenciando que las eficiencias calculadas con MC difiere de las calculadas con los datos. Sin embargo, también se muestra otro conjunto de eficiencias, pertenecientes a simulaciones de MC corregidas, mejorando notablemente el acuerdo entre los datos y la simulación, como se ve de los SFs. La razón por la que se necesitan estas correcciones y cómo se implementaron en ATLAS se explica en la siguiente sección (Sección 4.3), y cómo se corrigen en el Capítulo 5. La Figura 4.6b muestra las medidas de eficiencia usando los dos métodos restantes (extrapolación de electrones y Matrix Method), donde se obtienen las mismas mejoras en los SFs cuando se usa la simulación corregida.

Los SFs se calculan por separado para cada uno de los tres métodos y después se combinan utilizando una media ponderada [146] en cada *bin* y suponiendo que las incertezas estadísticas y sistemáticas no están correlacionadas entre los métodos. Los resultados actuales de estos SFs, calculados utilizando el conjunto completo de datos de Run-2, se muestran en la Figura 4.7. La obtención de los SFs es de vital importancia ya que luego son factores que se aplican a los eventos de MC para ser corregidos y así lograr una comparación justa con los datos recolectados.

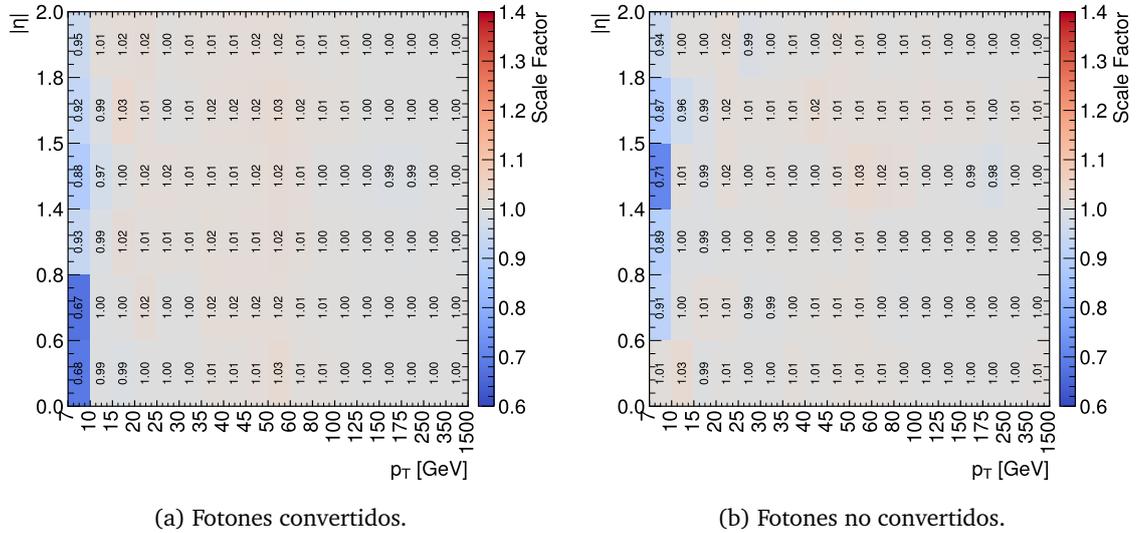


Figura 4.7: SFs resultantes de la identificación de fotones en los diferentes bins de p_T y $|\eta|$ para fotones convertidos (izquierda) and no convertidos (derecha).

4.3. Las diferencias de las Shower Shapes entre datos y MC

Como se ha mostrado anteriormente, la simulación MC no describe perfectamente los datos, lo cual puede verse de los valores de los SFs. En particular, al comparar las distribuciones de las SSs, se observa que las distribuciones MC están desplazadas o incluso la

forma difiere, como se muestra en la Figura 4.8, al comparar los datos (puntos negros) con el histograma representado por la línea roja correspondiente al MC.

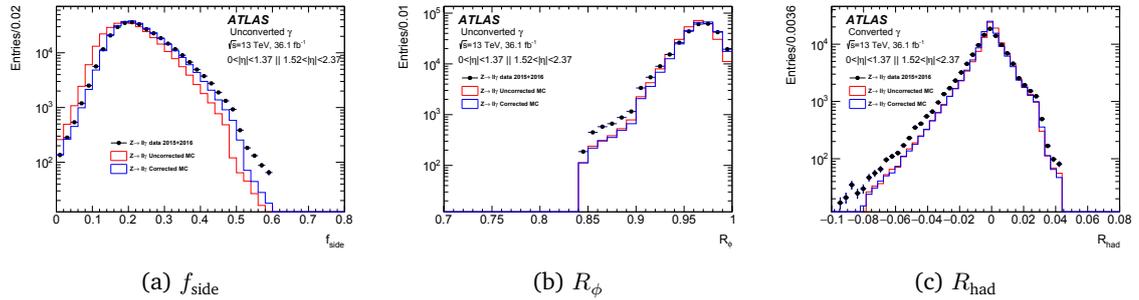


Figura 4.8: Comparación de las SSs entre los datos (puntos negros) y la simulación MC nominal (línea roja) y corregida (línea azul), utilizando la muestra RZ [126].

Las principales diferencias se observan en los perfiles de la lluvia en la dirección de η , donde las distribuciones de datos son más anchas que las de MC. Parte del efecto se corrigió en 2010 considerando una descripción detallada de la composición del material absorbente del ECAL en GEANT4. Sin embargo, algunas discrepancias entre los datos y MC aún permanecen y son motivos de estudio para la colaboración. Algunas razones potenciales pueden ser:

- Descripción geométrica del grosor del plomo en el ECAL (incluyendo posibles variaciones debidas a la gravedad).
- Modelado erróneo del campo eléctrico en los huecos de LAr.
- Modelado erróneo del efecto de *cross-talk* (intercambio de energía entre las celdas del calorímetro debido a la electrónica).

Para tener en cuenta estas diferencias en las SSs de MC, históricamente, se realizaban correcciones en forma de desplazamientos de cada una de las distribuciones de MC. Estos desplazamientos comprendían los denominados Fudge Factors (FFs) y se determinaban utilizando una minimización de χ^2 en la comparación de las distribuciones de las SSs entre datos y MC [119, 144]. Aunque las diferencias del valor medio disminuyeron sustancialmente tras estas correcciones, como se observa por ejemplo en el caso de f_{side} en la Figura 4.8a, quedaron diferencias residuales pero aún así notables. Es evidente que estas diferencias se deben principalmente a la forma de las distribuciones sugiriendo que era necesario realizar una corrección de orden superior. En el siguiente capítulo se presenta una descripción detallada de las correcciones, realizada como parte de esta tesis. Además, dado que las SSs se construyen a partir de depósitos de energía en las celdas del ECAL, otra forma posible de mejorar el acuerdo es corregir directamente las energías de las celdas en las simulaciones MC y de esta forma todas SSs se modifican simultáneamente. Este nuevo enfoque se describe también en el siguiente capítulo.

CORRECCIONES DE LAS SHOWER SHAPES

5

“Nothing in life is to be feared, it is only to be understood. Now is the time to understand more, so that we may fear less.”

Marie Curie

En el capítulo anterior se vio que los **SFs** (cociente entre las eficiencias de los datos y las obtenidas a partir de la simulación **MC**) para las eficiencias de los algoritmos de identificación de fotones se desvían de la unidad, lo que se origina en las diferencias de las Shower Shapes (**SSs**). Desde el Run-1, estas se han corregido con los Fudge Factors (**FFs**), que se calculaban como simples desplazamientos a las distribuciones de las **SSs** de **MC** proporcionando muy buenas mejoras de los **SFs**. Sin embargo, siguen habiendo discrepancias entre las distribuciones. En la la Sección 5.1, se presenta un enfoque más sofisticado basado en un cálculo de orden superior para corregir las **SSs**. Asimismo, en la Sección 5.2 se estudia y aborda un nuevo enfoque que utiliza directamente las energías de las celdas. Los estudios presentados en este capítulo constituyen uno de los temas de trabajo de la presente tesis.

5.1. Fudge Factors

5.1.1. Muestras de datos y simulaciones MC

Los **FFs** se calculan utilizando el conjunto completo de datos de Run-2 (2015-2018), recolectados a una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV y con una luminosidad integrada correspondiente a 140 fb^{-1} . Las muestras simuladas de **RZ** y **SP** (Sección 4.2.1) se utilizan para este estudio, ya que representan rangos p_T complementarios. Los eventos de **RZ** se generan con SHERPA 2.2.11 [70], mientras que SHERPA 2.2.1 se utiliza para los eventos de fondo $Z \rightarrow \ell\ell$. Respecto a las muestras **SP**, los eventos se generan con PYTHIA 8.186 [67] que incluye eventos γ +jet de Leading Order (**LO**) procedentes tanto de procesos directos

($qg \rightarrow q\gamma$ y $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$) como de fragmentación de fotones procedentes de eventos de dos jets (QCD dijet). En ambos casos el detector ATLAS se simula utilizando GEANT4 [77] y los eventos MC se normalizan para que sus distribuciones de pileup se asemejen a las de los datos, para cada año del periodo de toma de datos.

5.1.2. Cálculo de Fudge Factors

El cálculo se realiza por separado para las dos muestras consideradas: RZ para fotones con $7 \leq p_T \leq 50$ GeV y SP para fotones con $p_T > 50$ GeV. Dado que las distribuciones de las SSs varían en función de p_T y $|\eta|$, el cálculo se realiza en bins de estas variables:

$$p_T^\gamma : \begin{cases} \text{RZ} : [7, 15, 20, 30, 50] \text{ GeV} \\ \text{SP} : (50, 60, 80, 100, 150, 300, 600, \infty) \text{ GeV} \end{cases}$$

$$|\eta| : [0, 0.6, 0.8, 1.15, 1.37, 1.52, 1.81, 2.01, 2.37].$$

Además, hay variables muy sensibles al estado de conversión del fotón de modo que el cálculo se hace por separado para fotones convertidos y no convertidos. En total se corrigen nueve variables con este método: E_{ratio} , f_{side} , R_η , R_ϕ , R_{had} , $R_{\text{had } 1}$, w_1 , $w_{\eta 2}$ y $w_{s \text{ tot}}$; ya que son en las que se observan las mayores discrepancias entre los datos y MC.

Para cada SS se crean histogramas de MC y datos de 100 bins. La elección del *binneado* se realiza para disponer de estadística suficiente en cada bin y para capturar todas las características de las variables. Luego, cada histograma se suaviza utilizando una herramienta del paquete de TMVA [147] denominada Kernel Density Estimator (KDE). El método KDE consiste en estimar la forma de una Función de Densidad de Probabilidad (pdf) mediante la suma sobre eventos suavizados. La pdf $p(x)$ de una variable x es entonces

$$p(x) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N K_h(x - x_i)$$

donde N es el número de eventos, $K_h(t) = K(t/h)/h$ es la función kernel, y h es el ancho de banda del kernel. La idea básica es que cada evento se considera como una función Dirac- δ que se sustituye por una función Kernel (Gaussiana) y finalmente se suman para formar la pdf final. El método de suavizado KDE puede aplicarse de dos formas: no adaptativo o adaptativo, como se ve en la Figura 5.1. En el primer caso, el ancho de banda es constante para toda la muestra h_{NA} , mientras que en el segundo se utiliza el valor de KDE no adaptativo pero que varía en función de $p(x)$ como

$$h_A = \frac{h_{NA}}{\sqrt{p(x)}}.$$

El método KDE adaptativo mejora la forma de la pdf especialmente en regiones de baja estadística, pero en regiones de alta estadística puede dar lugar a un exceso de suavizado o *oversmoothing*. El grado de suavizado se ajusta multiplicando el ancho de banda h por lo que se denominan *fine factors*. Estos factores son parámetros definidos por el usuario

que se ajustan para permitir que la pdf conserve las características importantes del histograma original y también para evitar fluctuaciones estadísticas. Los valores más altos de los factores indican funciones Kernel más amplias y, por lo tanto, la pdf capta menos fluctuaciones estadísticas. En la Figura 5.2 se muestran ejemplos del procedimiento de suavizado aplicado a R_{had} para casos en los que los histogramas originales tienen baja y alta estadística.

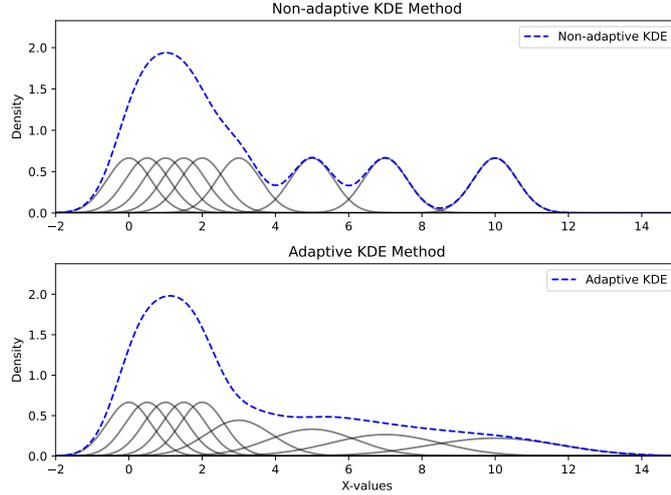


Figura 5.1: Esquema del suavizado no adaptativo y adaptativo del método KDE.

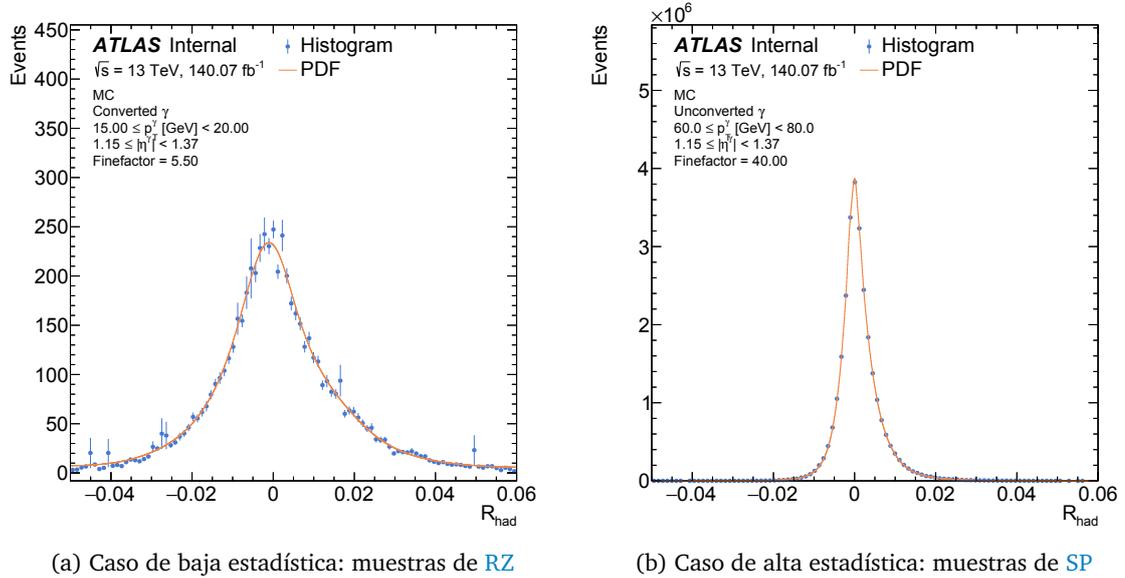


Figura 5.2: Suavizado de la SS R_{had} utilizando el método KDE para fotones en $1.15 < |\eta| < 1.37$ bajo dos posibles escenarios: baja y alta estadística. El histograma original se muestra con los puntos azules y las correspondientes pdfs con la línea naranja. Además, se muestran los valores de los fine factors usados en cada caso.

Una vez creadas las pdfs de los datos y la simulación MC para una dada variable, bin de p_T y $|\eta|$ y tipo de conversión, la pdf de MC se normaliza a la de los datos y se calcula un valor χ^2 entre ambos como [148]:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(w_{\text{MC},i} W_{\text{data}} - w_{\text{data},i} W_{\text{MC}})^2}{s_{\text{MC},i}^2 W_{\text{data}}^2 + s_{\text{data},i}^2 W_{\text{MC}}^2}. \quad (5.1)$$

N es el número de bins de las *pdfs*, $w_{MC,i}$ y $w_{data,i}$ son los números de eventos de *MC* y datos en cada bin, respectivamente, $s_{MC,i}$ y $s_{data,i}$ son los errores del bin y, por último, W_{data} y W_{MC} son la suma de los pesos en datos y *MC*, respectivamente.

Correcciones *shift-only*

Las correcciones a las *SSs* de *MC* han sido realizadas hasta el presente a partir de simples corrimientos de ellas. Estos corrimientos o desplazamientos se denominan, de aquí en adelante, *shift fudge-factors* *FF*, o simplemente *shifts*. Para ello, se desplaza a la *pdf* de *MC* a la izquierda y a la derecha un bin a la vez. El número inicial de bins que se debe desplazar a la distribución *MC* se calcula mediante la diferencia de los valores medios de las distribuciones de datos y *MC*. A partir de este valor inicial se consideran *shifts* de hasta 100 bins a cada lado. Como consecuencia de este procedimiento la resolución del *shift* depende directamente del ancho del bin de la *pdf*, por lo que bins más pequeños conducen a una mejor resolución del *shift*. Dado que los histogramas, en primer lugar, se construyen con bins relativamente anchos, la *pdf* puede construirse utilizando bins pequeños de alta precisión para asegurar una alta resolución. Después de pruebas de convergencia de los *FFs*, se decide construir las *pdfs* con 5000 bins.

Para cada bin que se ha desplazado la distribución se calcula y se registra el valor χ^2 . Suponiendo que los errores $s_{MC,i}$ y $s_{data,i}$ tienen una distribución gaussiana estándar¹, se espera que la forma seguida por los valores χ^2 cerca del mínimo sea aproximadamente parabólica.

Para extraer los *FFs* se realiza un ajuste a los valores de χ^2 cercanos al mínimo (5 bins a cada lado del bin mínimo) utilizando una función parabólica y el *FF* de *shift* se obtiene a partir del mínimo ajustado. Por último, utilizando este valor se puede corregir a la *SS* evento a evento como:

$$x = x_{old} + \text{shift}.$$

donde x_{old} y x representan el valor original y el valor post-corrección de la variable que se quiere corregir, respectivamente.

Correcciones *shift+stretch*

Se observó que incluso después de aplicar correcciones de *shift* a las *SSs* de *MC* (ver Figura 4.8), continuaban existiendo diferencias en las formas de las mismas y, en algunos casos, éstas pueden ser bastante sustanciales. En el contexto de esta tesis se propuso continuar mejorando las distribuciones introduciendo una corrección de orden superior a las simulaciones *MC*, denominada *stretching*. Las dos correcciones, actuando en conjunto, son denominadas como correcciones *shift+stretch* (o desplazamiento+estiramiento), que pretenden corregir simultáneamente el valor medio y los anchos de las distribuciones de *MC*,

¹ Este requisito se cumple siempre que los contenidos de los bins de ambas *pdfs* sean mayores que 10, lo que también se satisface puesto que los histogramas se construyen con bins relativamente amplios.

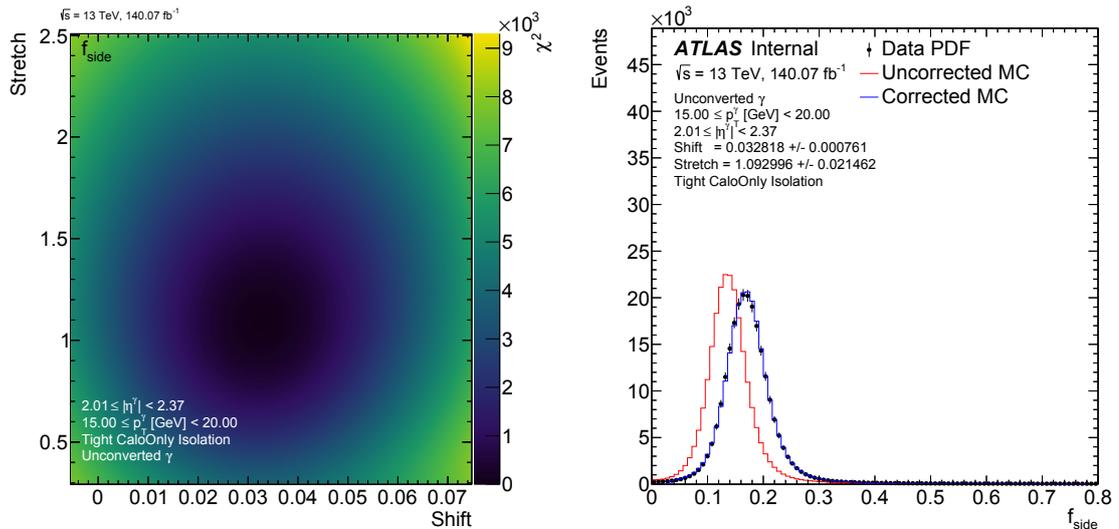
presentadas en la Ref. [149]. Al igual que para el método de sólo *shift*, estas correcciones se aplican a las mismas variables: E_{ratio} , f_{side} , R_{η} , R_{ϕ} , R_{had} , $R_{\text{had } 1}$, w_1 , $w_{\eta 2}$ y $w_{\text{s tot}}$.

El método de corrección *shift+stretch* empieza por encontrar el máximo de la *pdf* de *MC*. Posteriormente, la *pdf* se estira alrededor del máximo calculando la nueva posición de cada bin por el producto $\text{stretch} \times (x - \text{stretch point})$, donde x es el centro del bin en cuestión. De este modo, el centro de cada bin conserva la distancia inicial al centro de la distribución, multiplicada por el factor de *stretch*. En el escenario en el que el *stretch* es > 1 , puede haber casos en los que sea lo suficientemente grande como para dar lugar a bins vacíos. El contenido de estos bins vacíos se interpola linealmente a partir de los bins vecinos distintos de cero. Una vez *estirada* la *pdf*, se desplaza a izquierda y derecha siguiendo el mismo procedimiento que para el caso de *shift-only*, calculando los valores χ^2 para cada shift_i después de aplicar el stretch_j . Como resultado de este procedimiento, ahora se obtiene una grilla bidimensional de valores de χ^2 en el plano de *shift-stretch*. El par *shift-stretch* se obtiene del centro del bin mínimo y comprende ahora los *FFs*. Las correcciones pueden ser aplicadas a cada *SS* x , evento a evento, como:

$$x = \text{stretch} \times (x_{\text{old}} - \text{stretch point}) + \text{shift} + \text{stretch point}, \quad (5.2)$$

donde nuevamente x_{old} representa el valor de la variable sin corregir.

Un ejemplo de los valores de χ^2 resultantes para la variable f_{side} se muestra en la Figura 5.3a, donde el *shift* está representado en el eje x y el *stretch* en el eje y . El valor óptimo de *shift-stretch* en este caso corresponde a $\text{shift} = 0.03$ y $\text{stretch} = 1.09$. En la Figura 5.3b se muestran las *pdfs* antes y después de aplicar las correcciones donde se comparan con la *pdf* de los datos. Como se ve en la figura, hay una gran mejora y las distribuciones coinciden casi a la perfección.



(a) Valores de χ^2 en el plano *shift-stretch*.

(b) *pdfs* de datos (puntos negros) y simulación *MC* sin corregir (línea roja) y corregida (línea azul), mostrando el impacto de las correcciones.

Figura 5.3: Cálculo de los *FFs* de *shift+stretch* para f_{side} utilizando fotones no convertidos con momento transversal de $15 < p_T < 20$ GeV y pseudorapidez $2.01 < |\eta| < 2.37$

5.1.3. Cálculo de incertezas

Incertezas estadísticas

Para extraer las incertezas estadísticas de los FFs de shift y stretch, se realiza un ajuste al contorno de 1σ (nivel de confianza del 68.3%) sobre los valores χ^2 . Este contorno representa una elipse que toma la siguiente forma:

$$\chi^2 = \chi_{\min}^2 + \frac{1}{1 - \rho^2} \left[\left(\frac{x - x_0}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{y - y_0}{\sigma_y} \right)^2 - 2\rho \left(\frac{x - x_0}{\sigma_x} \right) \left(\frac{y - y_0}{\sigma_y} \right) \right], \quad (5.3)$$

donde ρ es el coeficiente de correlación entre ambas variables, σ_x y σ_y las incertezas sobre x y y , respectivamente, (x_0, y_0) es la posición del centro de la elipse y χ_{\min}^2 es el valor mínimo de χ^2 obtenido del histograma bidimensional.

Extrayendo los semiejes mayor y menor de la elipse ajustada y con el ángulo de inclinación de la misma, las incertezas estadísticas sobre dos variables x y y (que en este caso representan el shift y el stretch, respectivamente) son (véase el Apéndice A):

$$\sigma_x = \sqrt{a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta} \quad (5.4)$$

$$\sigma_y = \sqrt{a^2 \sin^2 \theta + b^2 \cos^2 \theta}. \quad (5.5)$$

Incertezas sistemáticas

Las incertezas sistemáticas se obtienen variando los criterios de preselección, es decir, la identificación y el aislamiento de fotones. El cambio de los diferentes criterios de preselección permite que las SSs varíen dependiendo de la cantidad de contaminación de fondo, y en consecuencia también lo hacen los FFs. Las diferentes selecciones son, para cada muestra:

- **Z Radiativo (RZ):**
 - Nominal: Sin criterio de identificación, aislamiento TightCaloOnly.
 - Identificación Loose, sin aislamiento.
 - Identificación Loose, aislamiento TightCaloOnly.
 - Sin identificación, aislamiento Loose.
- **Single Photon (SP):**
 - Nominal: identificación Tight, aislamiento Loose.
 - Identificación Tight, aislamiento Tight.

Todas las demás combinaciones (o falta de ellas) de criterios de selección darían como resultado una muestra con estadísticas demasiado bajas o una muy baja pureza.

Los FFs se derivan para cada una de las selecciones anteriores calculando la diferencia entre la nominal y la variada. La diferencia máxima se toma como incerteza sistemática, como el caso más conservativo. Finalmente, las incertezas estadísticas y sistemáticas se suman en cuadratura.

5.1.4. Resultados

Debido al hecho de que los FFs se calculan en un amplio rango de p_T y utilizando dos muestras distintas que abarcan regiones complementarias, los resultados se concatenan en 50 GeV donde ocurre la superposición entre ambas.

En la Figura 5.4 se presentan ejemplos de los FFs resultantes para las variables R_η y $w_{\eta 2}$ utilizando fotones convertidos. Los valores de shift se normalizan utilizando la desviación estándar de la SS luego de aplicar el FF de stretch, ya que esta cantidad permite comprender cuánto se desplaza cada variable con respecto a su ancho. Además, proporciona una medida única para todas las variables consideradas ya que cada una de ellas abarca rangos diferentes. No obstante, el ancho de las variables varía según los distintos bins de p_T y $|\eta|$ lo que puede dar lugar a grandes diferencias entre bins vecinos. Se puede observar que para ambas variables los FFs dependen de p_T , especialmente hacia momentos transversos más altos. Este comportamiento también se repite en todas las variables. Inspeccionando los comportamientos y tendencias de los FFs también es posible recuperar información sobre el deficiente modelado de las SSs por el MC. Como se mencionó en la Sección 4.3, se observaron anchos y perfiles en η más amplios para los datos en comparación con la simulación. De hecho, esto se puede inferir dado que los valores de stretch aumentan a valores más altos de p_T estirando las simulaciones MC hasta el doble de su ancho inicial. En el caso de R_η ($w_{\eta 2}$) mostrado, la simulación MC sobreestima (subestima) el valor central de la distribución en casi una desviación estándar después de corregir el ancho, lo que significa que las diferencias entre la distribución MC sin corregir con la de los datos son muy grandes.

También es útil visualizar los FFs en un bin de p_T fijo y en función de $|\eta|$ para así determinar qué tan dependientes de $|\eta|$ son las correcciones. Esto se muestra para $w_{s \text{ tot}}$ utilizando fotones convertidos con $50 < p_T < 60$ GeV en la Figura 5.5. Como se puede notar, para $|\eta| > 1.81$ (los dos últimos bins), los valores de shift normalizados son mayores que los de los bins anteriores en, al menos, un factor 2. Sin embargo, los valores de shift sin normalizar mostrados en la Figura 5.5b no presentan un cambio tan marcado observándose sólo una pequeña dependencia en $|\eta|$. Como consecuencia de este comportamiento se puede concluir que el cambio brusco observado es debido al cambio en el ancho de la distribución entre los distintos bins de $|\eta|$, tal como se había anticipado.

Para validar los FFs obtenidos las correcciones se aplican a las SSs evento por evento. Las Figuras 5.6 y 5.7 muestran SSs luego de aplicar los FFs utilizando las muestras RZ y SP, respectivamente, divididas en las regiones barrel y endcap en $|\eta|$. Las correcciones

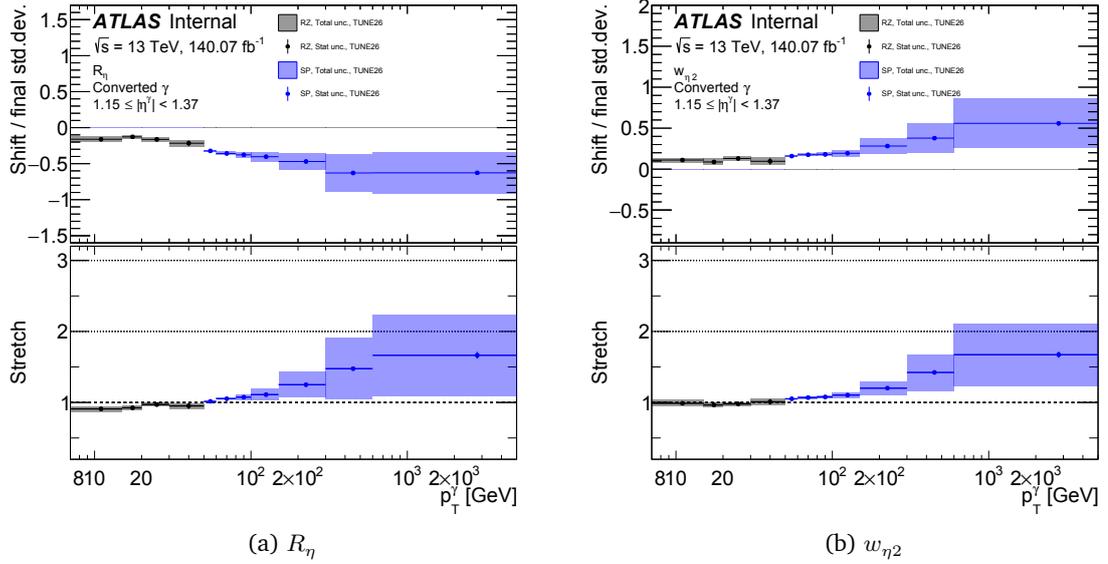


Figura 5.4: Valores de los FFs de shift y stretch para las R_η (izquierda) y $w_{\eta 2}$ (derecha) para fotones convertidos con $1.15 < |\eta| < 1.37$, en función de p_T . Los resultados obtenidos por las muestras de RZ están representados por el color negro, mientras que los resultados de SP se muestran en azul. Los puntos y las líneas denotan los valores centrales con sus incertezas estadísticas, mientras que las regiones sombreadas representan las incertezas totales. Los valores de shift se muestran en el panel superior, los cuales son normalizados por el ancho de la distribución luego de ser estirada por el stretch, como se ha explicado en el texto. Este último valor se muestra en el panel inferior de las figuras.

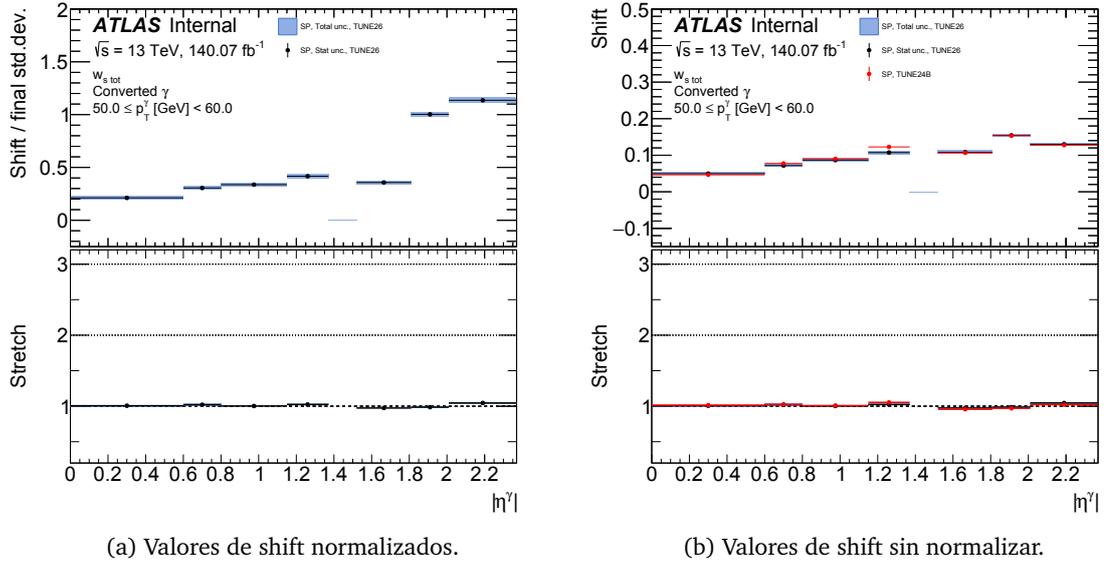


Figura 5.5: Valores de los FFs de shift y stretch para $w_{s \text{ tot}}$ en función de $|\eta|$ utilizando fotones convertidos con $50 < p_T < 60$ GeV de las muestras de SP. La Figura a muestra los valores de shift normalizados, mientras que los no normalizados se encuentra en la Figura b. Los puntos con las líneas de color muestran los valores centrales y las incertezas estadísticas, mientras que las áreas sombreadas representan las incertezas totales en cada bin. Los valores de stretch se muestran en los paneles inferiores de cada figura.

mejoran el acuerdo entre datos y MC en la región barrel, pero la mejora no es tan significativa como en la región endcap, donde se observa un acuerdo excelente entre datos y MC. Tomando como ejemplo las variables w_1 y $w_{s \text{ tot}}$ se observan grandes diferencias en las formas entre la simulación nominal y los datos que los métodos shift+stretch consiguen corregir. El mismo comportamiento se observa con las muestras SP, en las que estas

variables presentan dos o más picos, y que se corrigen correctamente con el método de FFs. En todos los casos mostrados, el MC corregido y los datos son casi indistinguibles lo que demuestra la importancia de estas correcciones y cómo logran un excelente acuerdo.

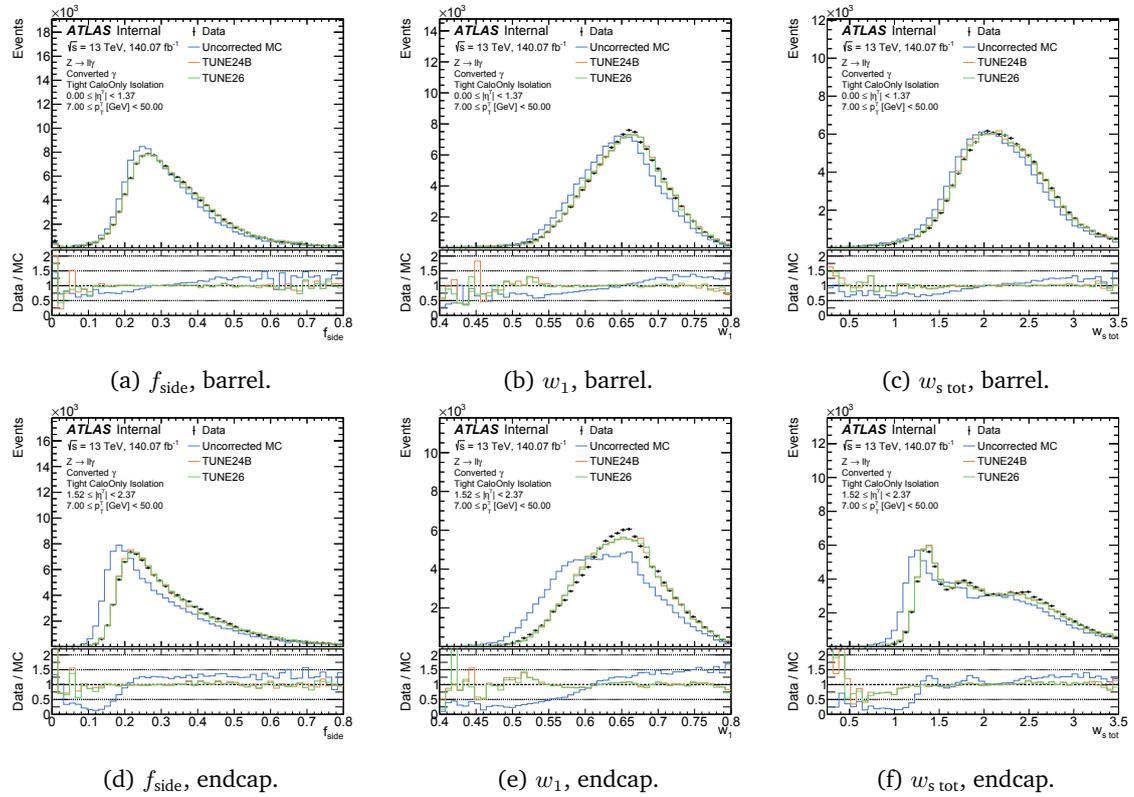


Figura 5.6: Distribuciones de algunas SSs seleccionadas usando las muestras de RZ para fotones convertidos luego de aplicar las correcciones de los FFs en la simulación. Las distribuciones de las SS están separadas para fotones en la región del barrel (fila de arriba) y en la región del endcap (fila de abajo). Los puntos negros representan los datos recolectados por ATLAS, mientras que las simulaciones no corregidas y corregidas están mostradas por las líneas azules y verdes, respectivamente. El panel inferior muestra el cociente entre el histograma de datos con cada uno de los obtenidos de las simulaciones MC.

5.2. Correcciones de energía de las celdas

El diseño y la funcionalidad del ECAL de ATLAS se describió en la Sección 2.2.3, así como el proceso a partir del cual los electrones y los fotones depositan sus energías en el ECAL: creación de pares y radiación bremsstrahlung. Luego, a partir de estas deposiciones de energía en el ECAL se construyen los SSs y se utilizan para la identificación de fotones. Sin embargo, el hecho de que las SSs calculadas mediante la simulación MC y los datos no coincidan indica que las deposiciones de energía son diferentes, significando que el desacuerdo ocurre, en realidad, a un nivel inferior.

Aunque el método de FF descrito anteriormente condujo a una excelente mejora del acuerdo entre los datos y las distribuciones MC, sigue siendo una modificación en las variables de alto nivel y todas independientemente unas de otras. Un enfoque diferente consistía en modificar directamente los depósitos de energía de las celdas en la simula-

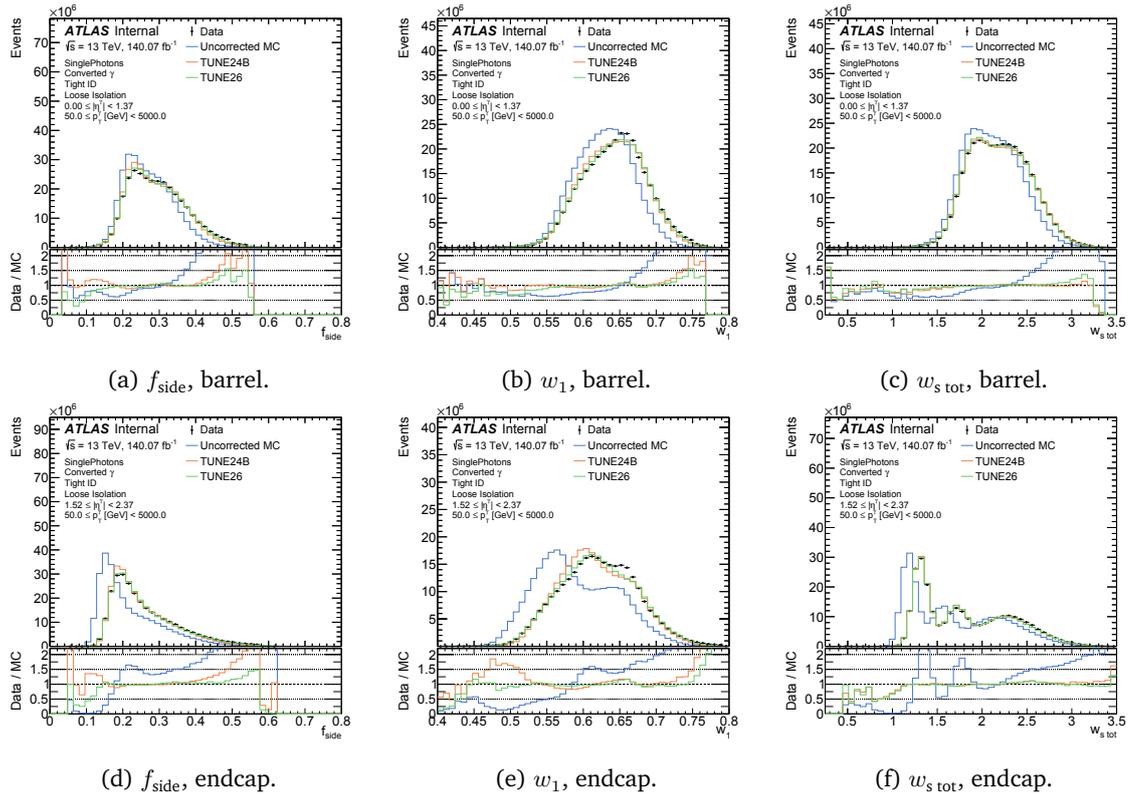


Figura 5.7: Ídem a la Figura 5.6 pero utilizando las muestras de SP.

ción MC, corrigiendo todas las variables calculadas a partir de estas energías corregidas, incluidas las SSs.

El enfoque de corregir las energías de las celdas del ECAL se ha desarrollado y probado inicialmente para electrones [150] y posteriormente para fotones [151]. Para el caso de los electrones, los resultados han sido muy prometedores ya que se corrigieron sustancialmente las SSs de la segunda capa del calorímetro. Sin embargo, para fotones, el mismo método que se utilizó para los electrones no funcionó de la forma que se esperaba ya que sólo permitió corregir las energías en promedio.

En la presente sección se estudia una nueva forma de corregir las energías de las celdas en MC [149]. Por simplicidad, en una primera etapa, se estudió solo la segunda capa del ECAL. El método tiene similitudes con el método FF lo que además facilita su comprensión.

5.2.1. Cálculo de las correcciones

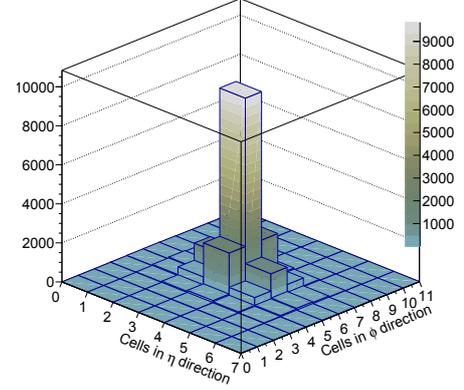
Los estudios presentados en esta sección se llevan a cabo con el mismo conjunto de datos utilizado para el cálculo FF, descrito en la Sección 5.1.1. Sin embargo, en este caso sólo se utilizan las muestras de RZ. Los eventos se seleccionan como se describe en la Sección 4.2.1, utilizando fotones que pasan el criterio de aislamiento Loose.

Los electrones o fotones que atraviesan el ECAL dejan su energía depositada en un conjunto de celdas. En este trabajo, utilizando la segunda capa del ECAL, las celdas se agrupan

en clusters de 7×11 celdas en $\eta \times \phi$ y se encuentran centradas alrededor de la celda más energética. Esta disposición se puede observar en la Figura 5.8a. Aproximadamente el 90 % de la energía del cluster se reparte entre las 9 celdas centrales, resaltadas en azul en la Figura 5.8a. La energía media normalizada de los datos se muestra en la Figura 5.8b visualizando cómo se distribuye la energía.

11	22	33	44	55	66	77
10	21	32	43	54	65	76
9	20	31	42	53	64	75
8	19	30	41	52	63	74
7	18	29	40	51	62	73
6	17	28	39	50	61	72
5	16	27	38	49	60	71
4	15	26	37	48	59	70
3	14	25	36	47	58	69
2	13	24	35	46	57	68
1	12	23	34	45	56	67

Cells in η direction



(a) Disposición de las celdas, mostrando para cada una su número. La celda central corresponde a la celda número 39 resaltada en azul oscuro, mientras que las 8 celdas vecinas se muestran resaltadas en celeste.

(b) Energía promedio en cada celda.

Figura 5.8: Disposición de las celdas y distribución de la energía entre las celdas del cluster.

Primeros pasos

Todos los eventos que superen la selección mencionada tendrán asociados un cluster, cada uno de los cuales tendrá N celdas y cada celda tendrá una energía E_i , con $i = 1, \dots, N$. Para cada evento, en primer lugar, se obtiene la energía total del cluster E sumando las energías de cada una de las celdas E_i . El método de las correcciones de las SSs mediante la corrección de las energías depositadas en el ECAL hace uso de las energías normalizadas en cada celda, $e_i = E_i/E$. Estos valores son la proporción de la energía total depositada que tiene una celda en particular.

El proceso de corrección comienza entonces calculando el valor medio de las distribuciones e_i (obtenidas una vez que todas los eventos pasan la selección) para la i -ésima celda, en la simulación MC y en los datos, y la diferencia entre estos valores dan lugar a la corrección Δ_i en dicha celda:

$$\Delta_i = \left(\frac{E_i^{\text{data}}}{E^{\text{data}}} \right) - \left(\frac{E_i^{\text{MC}}}{E^{\text{MC}}} \right) = \bar{e}_i^{\text{data}} - \bar{e}_i^{\text{MC}}. \quad (5.6)$$

Los valores $E^{\text{data/MC}}$ son las energías totales del cluster para los datos y MC, respectivamente.

La energía de la celda i se corrige entonces como

$$E_i^{\text{MC-RW}} = E_i^{\text{MC}} + \Delta_i E^{\text{MC}}, \quad (5.7)$$

que se traduce en desplazar la energía normalizada de la celda e_i^{MC} en una cantidad Δ_i para que los valores medios de las distribuciones de e_i de datos y **MC** coincidan.

También es importante notar que, por definición, estos coeficientes de corrección suman 0 en todo el cluster:

$$\sum_i \Delta_i = \sum_i \left(\frac{\overline{E_i^{\text{data}}}}{\overline{E^{\text{data}}}} \right) - \sum_i \left(\frac{\overline{E_i^{\text{MC}}}}{\overline{E^{\text{MC}}}} \right) = \sum_i \frac{E_i^{\text{data}}}{E^{\text{data}}} - \sum_i \frac{E_i^{\text{MC}}}{E^{\text{MC}}} = 1 - 1 = 0,$$

implicando que el cambio de energía total del cluster se mantiene constante:

$$E^{\text{MC-RW}} \equiv \sum_i E_i^{\text{MC-RW}} = \sum_i E_i^{\text{MC}} + \sum_i \Delta_i E^{\text{MC}} = E^{\text{MC}} + E^{\text{MC}} \sum_i \Delta_i = E^{\text{MC}}.$$

Este hecho es de vital importancia ya que no se desea cambiar la energía total del cluster en la simulación **MC** sino que se desea lograr una redistribución de la energía entre las celdas, de forma tal que cada una se asemeje a la de los datos.

Los coeficientes de corrección resultantes para cada celda en clusters de 77 celdas se pueden visualizar en la Figura 5.9. Como se puede notar de los valores mostrados, la celda central presenta una corrección negativa mientras que las 8 vecinas a la central tienen correcciones positivas. Esto se puede traducir a que, en la simulación, la celda central suele tener más energía en promedio que en los datos, mientras que lo opuesto ocurre en las vecinas. Mediante la aplicación de una corrección negativa (un corrimiento negativo de e_i) se remueve energía de la celda central que luego es distribuida en las circundantes.

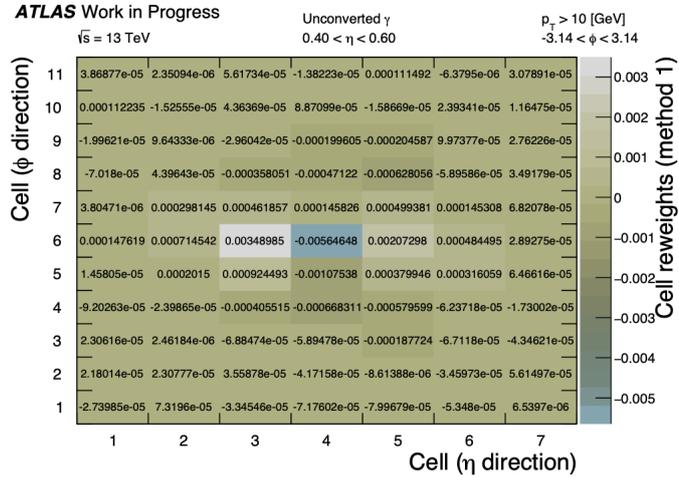


Figura 5.9: Correcciones a las energías de las celdas de la simulación **MC** utilizando el mismo método diseñado para electrones.

A partir de las energías de las celdas, se pueden calcular las **SSs** de la segunda capa del

ECAL, las cuales son R_η , R_ϕ y w_{η^2} :

$$R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}}{E_{7 \times 7}}$$

$$R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}}{E_{7 \times 3}}$$

$$w_{\eta^2} = \sqrt{\frac{\sum_i E_i \eta_i^2}{\sum_i E_i} - \left(\frac{\sum_i E_i \eta_i}{\sum_i E_i} \right)^2}$$

donde $E_{i \times j}$ es la energía de la celda sumada en una región de $\eta \times \phi = i \times j$ celdas alrededor de la celda central. Se demostró en los estudios anteriores [151] que este método sólo corrige las formas de las variables en promedio pero las diferencias en la forma permanecen. Esto se debe al hecho de que este método sólo corrige los valores medios de energía en las celdas. Sin embargo, estas distribuciones de energía siguen presentando diferencias, especialmente en lo que se refiere a las formas, lo que conduce a una situación muy similar a la observada para los FFs.

Nuevo método de corrección de energías

Este nuevo método que se propone en esta tesis, pretende corregir tanto el valor medio como la varianza de las distribuciones normalizadas de energía de las celdas, mediante la aplicación de corrimientos (shift) y estiramientos (stretch) de las mismas. De forma similar al enfoque seguido para las SSs utilizando el método de FFs, una primera aproximación a los valores de shift y stretch de las distribuciones de energía consiste en calcular el valor medio y la raíz cuadrática media (RMS) de las mismas en cada celda, respectivamente. Luego, la energía normalizada de la i -ésima celda se obtiene como:

$$e_i^{\text{MC-RW}} = \underbrace{\frac{\text{RMS}_{e,i}^{\text{data}}}{\text{RMS}_{e,i}^{\text{MC}}}}_{\text{stretch}} e_i^{\text{MC}} + \underbrace{\left(\bar{e}_i^{\text{data}} - \frac{\text{RMS}_{e,i}^{\text{data}}}{\text{RMS}_{e,i}^{\text{MC}}} \bar{e}_i^{\text{MC}} \right)}_{\text{shift}}, \quad (5.8)$$

donde el subíndice e en los valores de RMS indica que estos se calculan a partir de las distribuciones de energía normalizadas y el índice i recorre todas las celdas del cluster. De la expresión anterior se pueden identificar nuevamente un factor de shift, que es una transformación constante de la energía normalizada, y un factor de stretch, lineal en la variable que se requiere corregir.

Dado que la energía normalizada en la celda i puede calcularse como $e_i^j = E_i^j / E^j$ y que se requiere mantener la misma energía total del cluster constante ($E^{\text{MC-RW}} = E^{\text{MC}}$), se puede multiplicar la Ec. 5.8 por $E^{\text{MC-RW}}$ y llegar a una expresión para $E_i^{\text{MC-RW}}$:

$$E_i^{\text{MC-RW}} = \frac{\text{RMS}_{e,i}^{\text{data}}}{\text{RMS}_{e,i}^{\text{MC}}} E_i^{\text{MC}} + \left(\bar{e}_i^{\text{data}} - \frac{\text{RMS}_{e,i}^{\text{data}}}{\text{RMS}_{e,i}^{\text{MC}}} \bar{e}_i^{\text{MC}} \right) E^{\text{MC}}. \quad (5.9)$$

Por último, para garantizar que la energía del cluster permanezca constante, las energías de las celdas se normalizan por $\sum_i E_i^{\text{MC}} / \sum_i E_i^{\text{MC-RW}}$.

Como el resultado de este procedimiento de corrección de energías involucra una corrección de shift y otra de stretch, se obtienen dos matrices de corrección y un ejemplo de ellas se presenta en la Figura 5.10. En lo que sigue, este nuevo método se aplica para corregir las energías de las celdas y se computa de forma inclusiva en p_T y $|\eta|$, sólo separando entre fotones no convertidos y convertidos.

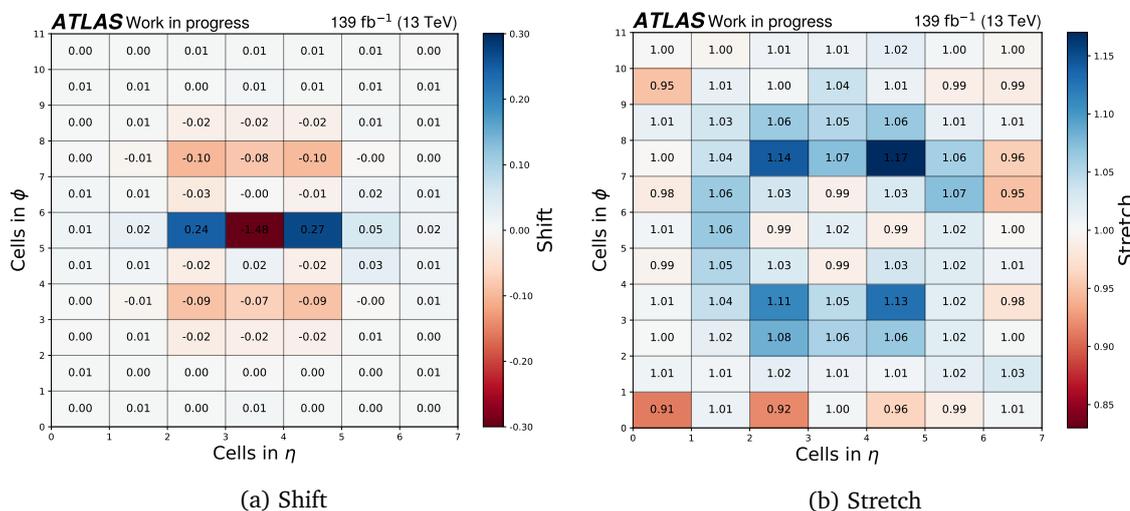


Figura 5.10: Ejemplo de las matrices de corrección de shift (izquierda) y stretch (derecha). Los valores mostrados corresponden al cálculo de las correcciones utilizando fotones no convertidos. Los valores de shift son multiplicados por un factor de 100 para mejorar su visualización.

5.2.2. Resultados

La Figura 5.10 muestra las matrices de corrección de shift y stretch obtenidas para fotones no convertidos. Puede observarse que, al igual que en el caso del método anterior, la mayor corrección de shift se realiza en la celda central donde el shift corresponde a un valor negativo. De la misma forma que en el caso anterior, los shifts de las celdas vecinas en la dirección de η son positivos y grandes, indicando la redistribución de la energía de la celda central en estas dos vecinas. Sin embargo, se puede notar que las segundas celdas vecinas en la dirección de ϕ sufren una gran corrección, quitando energía mediante el shift pero aumentando también el ancho de la distribución dado por los estiramientos positivos. Del resto de las celdas del cluster se nota que no presentan corrimiento significativo, aunque presentan un stretch < 1 indicando que se hacen más angostas, especialmente las celdas de los extremos del cluster.

Utilizando estos factores de corrección para las energías normalizadas de cada celda, en las Figura 5.11 se muestran las distribuciones de energía normalizadas resultantes para las celdas 28, 39 y 50². El nuevo método de corrección consigue grandes mejoras en el acuerdo entre los datos y la simulación. Además, el método logra corregir bien las colas de las distribuciones de todas las celdas así como los picos de las mismas, lo que puede observarse especialmente en la celda 28.

² Como fue mostrado en la Figura 5.8a, la celda número 39 es la central, mientras que las celdas 28 y 50

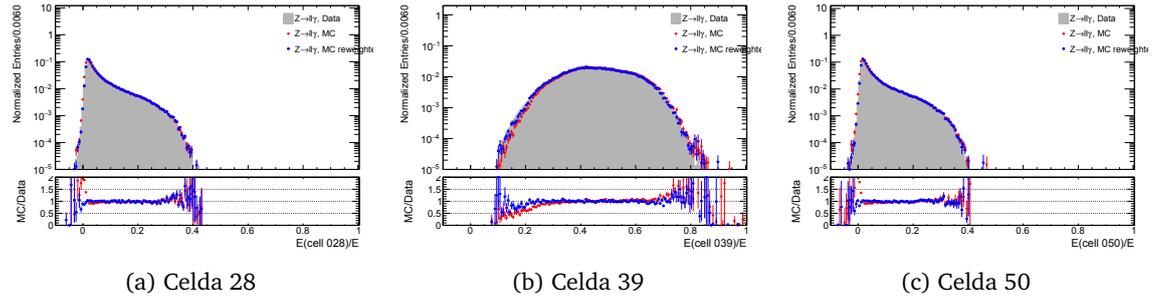


Figura 5.11: Distribuciones de las energías normalizadas de las celdas 28, 39 y 50 de cluster de 77 celdas, para fotones no convertidos. Los puntos azules y rojos corresponden a las distribuciones de la simulación *MC* con y sin las correcciones, respectivamente, mientras que el histograma gris representa los datos.

Para evaluar el comportamiento del nuevo procedimiento de corrección aplicado a las *SSs* de la segunda capa *ECAL*, en la Figura 5.12 se muestra la comparación de los métodos de corrección para las variables R_η , R_ϕ y $w_{\eta 2}$. En los tres casos se observa una mejora con respecto al *MC* sin corregir especialmente para R_ϕ y $w_{\eta 2}$. El método de corrección de energía, en el caso de fotones no convertidos, no alcanza el nivel de acuerdo con los datos logrado por el método de *FFs* que ha demostrado proporcionar una excelente acuerdo con los datos experimentales. Sin embargo, casi no se observan diferencias entre el método de corrección de energías y el de *FFs* para fotones convertidos lo que indica que aún hay margen de mejora en las correcciones.

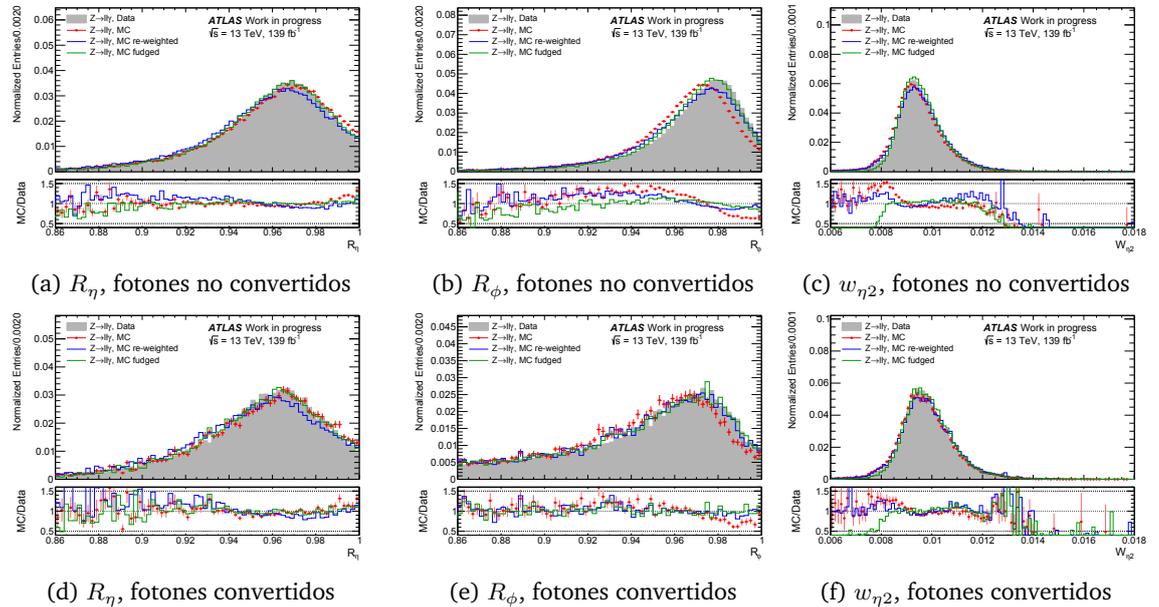


Figura 5.12: Distribuciones de las *SSs* calculadas en la segunda capa del *ECAL* para fotones no convertidos (fila superior) y convertidos (fila inferior) con pseudorapidez $|\eta| < 0.6$, comparando los diferentes métodos de corrección con los datos. Los datos experimentales están representados por los histogramas grises. La simulación *MC* sin corregir se muestra con los puntos rojos, la simulación corregida por el método de corrección de energías con la línea azul y la corregida por el método de *FFs* con la línea verde.

están a la izquierda y derecha, respectivamente, en la dirección η .

5.3. Conclusiones y trabajo futuro

En el presente capítulo se han investigado dos métodos para corregir el desacuerdo observado en las Shower Shapes (*SSs*) entre los datos y la simulación *MC*.

El método de Fudge Factor (*FF*) se ha utilizado históricamente en la colaboración, al principio basado únicamente en simples desplazamientos de las distribuciones. A pesar de que las correcciones conducían a buenas mejoras y, por tanto, a la obtención de mejores *SFs*, seguían existiendo notables diferencias de forma entre los datos y la simulación. En el contexto de este trabajo de tesis, al añadir un término lineal a la transformación de la variable se logra corregir los anchos de las distribuciones simuladas, lo que conduce a un acuerdo aún mejor con los datos. Este nuevo método de corrección de *SSs* mediante *FFs* se denomina método shift+stretch y actualmente se utiliza por toda la colaboración *ATLAS*.

También se ha desarrollado un método de corrección novedoso y que actúa a más bajo nivel, que pretende modificar las energías en las celdas del *ECAL*. Utilizando las distribuciones de energía en cada celda en clusters alrededor de la celda más energética (es decir, utilizando la información de más bajo nivel en el proceso de reconstrucción), es posible corregir todas las *SSs* (variables de alto nivel en el proceso de reconstrucción) en simultáneo. Este método usa la misma estrategia de shift+stretch pero esta vez aplicado a las distribuciones de energía normalizada en cada celda de la simulación *MC* para que coincida con la distribución encontrada en los datos. Aunque el método es nuevo y aún necesita de mejoras, como también extenderlo a las demás capas del *ECAL*, ha dado resultados prometedores en los que algunas variables se corrigen de la misma manera que con el *FFs*

El método de corrección de las energías de las celdas muestra un gran potencial en la colaboración. Este enfoque podría emplearse en diferentes pasos del proceso de identificación de fotones, como en el nivel de trigger, o de forma *offline* para corregir todos los *SSs* simultáneamente. Otro uso potencial e importante es utilizar los clusters corregidos para la identificación de fotones, por ejemplo considerando a los clusters como imágenes y utilizando una red neuronal convolucional (CNN) para realizar la identificación de fotones [151].

Las *SSs* tienen la gran ventaja de que se pueden interpretar fácilmente en términos físicos. Por esta razón, mantener estas variables sirve para comprender la física subyacente de los procesos. Seguir corrigiendo estas variables es de gran interés y hay varias formas de hacerlo. El método actual de transformar la variable pero utilizando términos de orden superior sigue siendo una tarea difícil, pero aún no explorada. Haciendo uso de las novedosas técnicas de Machine Learning (ML), es posible obtener factores de corrección para los términos de orden superior en la expansión, corrigiendo además los momentos de orden superior de las distribuciones (asimetría estadística, curtosis, etc.). Otro enfoque interesante es el uso de un re-escalado multivariable, que se exploró en la Ref. [152], mostrando resultados muy prometedores.

Parte IV

Búsqueda de Nueva Física en estados finales de fotón+jet de alta masa

ESTRATEGIA GENERAL Y TRATAMIENTO ESTADÍSTICO

6

*“There is a crack in everything.
That’s how the light gets in.”*

Leonard Cohen

El análisis realizado para esta tesis consiste en búsquedas de nuevas partículas predichas por modelos **BSM** con un fotón aislado y altamente energético en asociación con jets [153]. La estrategia consiste en la búsqueda de excesos locales de eventos producidos por nuevas resonancias predichas por modelos exóticos **BSM** (de ahora en más llamados bumps) en la masa invariante del estado final de un par fotón+jet. Este exceso sobre las predicciones de este fondo del **SM** presenta una forma de decaimiento suave, conduciendo a un escenario ideal para la aplicación de la estrategia mencionada.

La investigación presentada está motivada, por un lado, por diferentes modelos teóricos de Quarks Excitados (**EQ**) y de Micro-Agujeros Negros (**QBH**) introducidos en la Sección 1.2, y por otro, por una búsqueda genérica de resonancias de tipo gaussianas con diferentes valores de su media y desviación estándar. Este modelo proporciona una interpretación genérica para la presencia de una señal con diferentes anchos, que van desde resonancias con un ancho similar a la resolución de reconstrucción de $m_{\gamma+j}$ de $\sim 2\%$ hasta resonancias amplias con un ancho de hasta el 15%. Los modelos teóricos estudiados dependen de uno o más parámetros, como por ejemplo, la masa del **EQ** y su acoplamiento a los campos del **SM**. De esta forma, se construye una grilla multidimensional de parámetros, donde cada punto de la grilla representa un conjunto de valores de parámetros únicos que definen el modelo de señal. En el caso de que no se encuentre un exceso significativo sobre el fondo del **SM**, se establecen límites de exclusión a los valores de la grilla, excluyendo un subconjunto de posibles parámetros de la teoría.

El mayor reto en cualquier búsqueda de nueva física es la determinación precisa del fondo del **SM**. Para esta búsqueda, el fondo dominante es la producción de fotones prompt. Este proceso, como se discutió en la Sección 1.1.4, tiene contribuciones de dos procesos, fotones directos y de fragmentación, en el que este último puede ser altamente reducido. El segundo mayor fondo surge de eventos **QCD** multijet en los que uno de los jets es rico en

energía **EM** y se identifica erróneamente como un fotón, que incluye fundamentalmente eventos en los que un jet contiene en un mesón energético π^0 , decayendo en dos fotones superpuestos que se reconstruyen como un único fotón en el detector. Finalmente, el tercer fondo, cuya contribución es despreciable, surge de procesos **EW** vía la producción de $W/Z + \text{jet}$, con el bosón pesado decayendo leptónicamente y un electrón imitando a un fotón.

La estrategia más utilizada en las búsquedas de resonancias es el modelado del fondo a partir de una función analítica. Esta función suele ser un caso particular de una familia de funciones y su selección se basa en estadísticos de prueba, siendo éste uno de los pasos más relevantes del análisis. Aunque el fondo se estima directamente a partir de los datos, se necesitan simulaciones **MC** del fondo para realizar optimizaciones en la selección de eventos y llevar a cabo los diferentes tests para seleccionar la función que mejor lo describe.

Para seleccionar la función de fondo, se realizan dos tipos de ajustes: ajustes de sólo fondo (**sólo-B**) y ajustes de señal+fondo (**S+B**). Los ajustes **sólo-B** se caracterizan por no incluir ninguna señal y tienen como objetivo determinar la función del fondo. Por otro lado, en los ajustes **S+B** se deja variar a la intensidad de señal (término introducido a continuación) y el número total de eventos de señal se utiliza para realizar los tests estadísticos a fin de determinar la función óptima que describa al fondo, disminuyendo el sesgo sobre la señal.

Para realizar la búsqueda propiamente dicha, como primer paso se lleva a cabo un ajuste **sólo-B** y se evalúan diferentes métricas para determinar si se observa un exceso significativo sobre el **SM**. En caso de que no lo haya, se realizan ajustes **S+B** para cada modelo de señal, con el fin de establecer límites de exclusión en los parámetros de las señales.

6.1. Tratamiento estadístico

6.1.1. Modelo estadístico

Los ajustes de los espectros de $m_{\gamma+j}$ se realizan por separado para cada región de señal del análisis (las cuales se discutirán más adelante), utilizando un método de maximum likelihood a partir de considerar un experimento de conteo en cada bin utilizando probabilidades poissonianas. El likelihood queda expresado como:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \text{Pois}(N_i | \mu s_i + b_i) = \prod_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{(\mu s_i + b_i)^{N_i}}{N_i!} e^{-(\mu s_i + b_i)}, \quad (6.1)$$

donde N_i es el número de eventos de datos medidos en el bin i , y s_i y b_i son los números de eventos esperados de señal y fondo, estimados a partir de la simulación **MC** y el ajuste funcional, respectivamente. El parámetro μ se denomina intensidad de la señal y es un factor de escala común en todos los bins. Uno de los objetivos del ajuste es la determinación de este parámetro, que en el caso de este análisis es el Parámetro de Interés (**POI**).

En el caso de un fondo parametrizado, b_i podría reescribirse como $b_i = f_b(x, \theta)$, donde x representa el observable ($m_{\gamma+j}$ en el caso de este análisis), f_b es la función de parametrización del fondo, que depende de los parámetros θ que describen la forma de la función. La función de likelihood queda entonces

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{(\mu s_i + f_b(x, \theta))^{N_i}}{N_i!} e^{-(\mu s_i + f_b(x, \theta))}. \quad (6.2)$$

El número de eventos de señal en el bin i viene dado por el producto de la pdf de señal $f_s^i(x)$, la sección eficaz por *branching ratio* $\sigma_s \times \text{Br}$, la luminosidad total integrada L y la aceptación de la señal por la eficiencia $A \times \varepsilon$. Entonces, el término de señal puede reescribirse como

$$\mu s_i = (\sigma_s \times \text{Br}) \times L \times (A \times \varepsilon) \times f_s^i(x). \quad (6.3)$$

El caso especial cuando $\mu = 0$ corresponde a una hipótesis de sólo fondo.

6.1.2. Integración de incertezas sistemáticas

Las incertezas sistemáticas se parametrizan como un conjunto de parámetros nuisance (NPs) θ que modifican el número total de eventos esperados de señal y fondo, es decir, $\{s_i, b_i\} \rightarrow \{s_i(\theta), b_i(\theta)\}$. Se implementan agregando un término al likelihood:

$$\prod_k G_k(0|\theta_k, 1), \quad (6.4)$$

donde G_k son las pdfs de los NPs, y k abarca todas las variaciones sistemáticas. Además, el parámetro correspondiente se multiplica por un factor

$$1 + \theta_k \delta_k \quad (6.5)$$

para el caso de funciones de respuesta gaussianas, y

$$\exp(\theta_k \ln(1 + \delta_k)) = (1 + \delta_k)^{\theta_k} \quad (6.6)$$

para las funciones de respuesta log-normal.

Dado que la función de fondo se selecciona de forma arbitraria, pero sometiéndola a diferentes pruebas estadísticas, se añade una incerteza sistemática adicional para tener esto en cuenta, denominada Señal Espuria (SS). La SS se calcula en la Sección 10.2.4, y se implementa en el modelo estadístico añadiendo un término más al número total de eventos:

$$\mu s_i + f_b \rightarrow \mu s_i + \sigma_{\text{spur},i} \theta_{\text{spur}} + f_b. \quad (6.7)$$

σ_{spur} representa el número de eventos espurios en el bin i de la distribución que sigue la misma pdf que la señal, y θ_{spur} es el NP asociado a esta otra fuente de señal.

6.1.3. Ajustes simultáneos

Es útil discutir en este punto el procedimiento para hacer ajustes simultáneos en diferentes distribuciones de $m_{\gamma+j}$. Estos ajustes simultáneos prueban el mismo modelo de señal con la misma intensidad de señal μ en diferentes regiones. El likelihood total es entonces el producto de los likelihood individuales dados por la Ec. 6.2, y se escribe como:

$$\mathcal{L}_{\text{total}} = \prod_{c \in \text{categories}} \mathcal{L}_c \quad (6.8)$$

$$= \prod_{c \in \text{categories}} \left[\prod_{i=1}^{N_{\text{bins}}^c} \frac{(n_{\text{sig}} + b_{i,c})^{N_{i,c}}}{N_{i,c}!} e^{-(n_{\text{sig}} + b_{i,c})} \right] \quad (6.9)$$

La implementación de las incertezas sistemáticas sigue la misma metodología que la explicada anteriormente. Además, los sistemáticos experimentales que sólo afectan a la señal están correlacionadas al 100 % entre las regiones de señal. Por otro lado, cada región de señal tiene su propia incerteza de **SS**, ya que está asociada a una función de fondo y un rango de ajuste diferentes¹.

6.1.4. Tests de hipótesis

El objetivo de una búsqueda como la presentada en esta tesis es poder especificar cuán buena es la concordancia entre los datos observados y una hipótesis dada, que típicamente es la hipótesis “nula”, **sólo-B**, o “0-señal” (H_0). Se podría probar la consistencia de los datos con cualquier hipótesis, pero se suele elegir H_0 porque normalmente se puede afirmar un descubrimiento estableciendo que los datos son inconsistentes con la teoría “estándar”. Una vez establecida la inconsistencia con H_0 , se pueden probar varias hipótesis alternativas de señal para caracterizar el descubrimiento, denotadas H_1 . Para distinguir entre estas teorías se utiliza el parámetro μ , que es 0 para H_0 y 1 para el caso de la señal nominal, indicando la hipótesis H_1 .

Al comparar los datos con las hipótesis, sus diferencias se pueden cuantificar mediante un “estadístico de prueba” que son funciones que dependen de los datos. Por lo tanto, para cada estadístico de prueba hay una **pdf** asociada.

Para probar un valor hipotético de μ , se considera el siguiente cociente:

$$\lambda(\mu) = \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (6.10)$$

El numerador de esta relación se denomina como la función *profile likelihood*. La cantidad $\hat{\theta}$ denota el valor de θ que maximiza \mathcal{L} para el μ especificado. El denominador es la función de máximo likelihood, es decir, $\hat{\mu}$ y $\hat{\theta}$ son sus estimadores de likelihood máximo.

¹ Como se discutirá en el Capítulo 10, hay diferentes regiones de señal en el análisis y para cada una se selecciona una forma funcional diferente.

De la Ec. 6.10, es posible ver que $0 \leq \lambda \leq 1$, y cuando $\lambda \rightarrow 1$, esto implica un buen acuerdo entre los datos y el valor hipotético de μ . Es conveniente definir el estadístico de prueba q_μ como

$$q_\mu = -2 \ln \lambda(\mu), \quad (6.11)$$

de forma que un buen acuerdo se ve cuando $q_\mu \rightarrow 0$, mientras que valores altos de q_μ indican desacuerdo entre los datos y el valor hipotético de μ .

Para medir la discrepancia entre los datos y la hipótesis H , es decir, la probabilidad bajo la suposición de que H es cierta, de observar datos de igual o menor compatibilidad con la predicción de H respecto a los datos observados, se define mediante el p -value p_μ :

$$p_\mu = P(q_\mu > q_{\mu, \text{obs}}) = \int_{q_{\mu, \text{obs}}}^{\infty} f(q_\mu | H) dq_\mu, \quad (6.12)$$

donde $q_{\mu, \text{obs}}$ es el valor del estadístico de prueba observado a partir de los datos, y $f(q_\mu | H)$ es la pdf de q_μ bajo la hipótesis H . Un p -value pequeño significa que la hipótesis no concuerda con los datos y, por tanto, se excluye H cuando el p -value es inferior a un valor definido α . Es habitual convertir el p -value en una significancia Z , definida de tal forma que una variable con distribución normal tenga una probabilidad igual a ese p -value de ser encontrada a más de Z desviaciones estándar por encima de su media:

$$Z = \Phi^{-1}(1 - p_\mu). \quad (6.13)$$

En el contexto de la búsqueda de nueva física, los datos se contrastan con la hipótesis H_0 , ya que un rechazo de H_0 puede significar el descubrimiento de una nueva señal. Para ello, el estadístico de prueba adopta la forma:

$$q_0 = \begin{cases} 0 & \text{if } \hat{\mu} < 0, \\ -2 \ln \lambda(0) & \text{if } \hat{\mu} \geq 0. \end{cases} \quad (6.14)$$

Si los datos observados resultan ser menores que las predicciones de fondo, se tiene $\hat{\mu} < 0$. Esto podría ser una prueba en contra de la hipótesis **sólo-B**, pero en realidad no demuestra que los datos estén compuestos por eventos señal. Con esta definición entonces, la posibilidad de descartar la hipótesis **sólo-B** se da sólo cuando $\hat{\mu} \geq 0$, y en caso contrario $q_0 = 0$. El p -value para este estadístico de prueba es entonces:

$$p_0 = P(q_0 > q_{0, \text{obs}}) = \int_{q_{0, \text{obs}}}^{\infty} f(q_0 | 0) dq_0. \quad (6.15)$$

La comunidad de física de partículas define un rechazo de la hipótesis **sólo-B** con una significancia superior a 5σ ($p = 2.86 \times 10^{-7}$) como el nivel apropiado para constituir un descubrimiento. Hay que subrayar que, en un contexto científico real, rechazar la hipótesis **sólo-B** en un sentido estadístico es sólo una parte del descubrimiento de un nuevo fenómeno. El grado de convencimiento de que existe un nuevo proceso dependerá en general de otros factores, como el likelihood de la hipótesis de la nueva señal y el grado en que puede describir los datos.

Cuando el p -value obtenido es superior al límite definido para un descubrimiento, no es posible rechazar la hipótesis sólo-B, y en ese caso se desea establecer límites al modelo probado. Para ello, se busca en cambio rechazar la hipótesis S+B, y encontrar el valor superior de μ para el que dicho rechazo no es posible (límite superior). Se define entonces un nuevo estadístico de prueba, en el que se intercambian los papeles de las hipótesis sólo-B y S+B:

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} -2 \ln \tilde{\lambda}(\mu) & \text{if } \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \text{if } \hat{\mu} > \mu \end{cases} = \begin{cases} -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))} \right) & \text{if } \hat{\mu} \leq 0 \\ -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \right) & \text{if } 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \text{if } \hat{\mu} \geq \mu \end{cases}. \quad (6.16)$$

La razón de poner $q_\mu = 0$ cuando $\hat{\mu} > \mu$ es que, al establecer un límite superior, no se considera que los datos con $\hat{\mu} > \mu$ representen una menor compatibilidad con μ que los datos obtenidos, y por lo tanto no se toman como parte de la región de rechazo de la prueba. Es decir, el límite superior se obtiene contrastando μ con la hipótesis alternativa consistente con valores inferiores de μ . De la definición del estadístico de prueba se desprende que los valores más altos de q_μ representan una mayor incompatibilidad entre los datos y el valor hipotético de μ . Debe tenerse en cuenta que q_0 no es simplemente un caso especial de q_μ con $\mu = 0$, sino que tiene una definición diferente. Esto es, q_0 es cero si los datos fluctúan para abajo ($\hat{\mu} < 0$), pero q_μ es cero si los datos fluctúan hacia arriba ($\hat{\mu} > \mu$).

Con este estadístico de prueba se pretende encontrar el μ más alto en el que la hipótesis S+B ya no es compatible con los datos. Para ello, se define el siguiente Nivel de Confianza (CL):

$$CL_s = \frac{p_\mu}{1 - p_b} \equiv \frac{CL_{s+b}}{CL_b}, \quad (6.17)$$

donde

$$p_\mu = \int_{q_{\mu, \text{obs}}}^{\infty} f(q_\mu | \mu) dq_\mu \equiv CL_{s+b} \quad (6.18)$$

$$1 - p_b = \int_{q_{\mu, \text{obs}}}^{\infty} f(q_\mu | 0) dq_\mu \equiv CL_b \quad (6.19)$$

siendo $f(q_\mu | \mu)$ la pdf del estadístico de prueba q_μ y $f(q_\mu | 0)$ la pdf bajo la hipótesis de sólo-B. Para valores más pequeños de CL_s , hay menor compatibilidad entre los datos y la hipótesis S+B. El límite superior de μ , μ_{up} , se define como el μ cuando $CL_s = 0.05$, y los modelos con $\mu > \mu_{\text{up}}$ se rechazan a un CL del 95 %.

6.1.5. El algoritmo de BumpHunter

El algoritmo de BumpHunter [154, 155] constituye un hipertest que combina el resultado de muchas pruebas de hipótesis individuales en un único estadístico de prueba. Recorre

todas las ventanas posibles de bins adyacentes en el espectro donde se busca el bump, empezando con ventanas de un bin y aumentando su ancho hasta un umbral superior configurable (normalmente la mitad del rango total del ajuste). En cada una de estas ventanas, el número de eventos observados N_d y el número de eventos de fondo estimados N_b se suman como si la ventana fuera un único bin:

$$N_d = \sum_{\substack{\text{bins } i \\ \text{in window}}} N_d^i \quad (6.20)$$

$$N_b = \sum_{\substack{\text{bins } i \\ \text{in window}}} N_b^i \quad (6.21)$$

A cada una de estas ventanas se le asigna un p -value local basado en la probabilidad poissoniana de observar al menos tantos eventos como los observados en los datos:

$$p_{\text{local}}(N_d, N_b) = \begin{cases} \Gamma(N_d, N_b) & \text{if } N_d > N_b, \\ 1 & \text{if } N_d \leq N_b, \end{cases} \quad (6.22)$$

donde:

$$\Gamma(N_d, N_b) = \sum_{k=N_d}^{\infty} \frac{N_b^k}{N_d!} e^{-N_b} \quad (6.23)$$

es la función gamma incompleta inferior.

Dado que se testean excesos en muchas ventanas estadísticamente independientes, debe tenerse en cuenta el *Look Elsewhere effect* [156]. Este efecto describe que si se realizan, por ejemplo, 100 pruebas independientes, en promedio, en una de ellas encontrará un p -value inferior a 0.01 debido únicamente a las fluctuaciones estadísticas. Por lo tanto, el p -value local para un exceso en una ventana específica debe traducirse en un p -value global para encontrar un exceso en cualquiera de las ventanas. Para ello, el algoritmo BumpHunter define el estadístico de prueba:

$$t = \min_{\text{windows}} (-\log p_{\text{local}}) \quad (6.24)$$

que identifica el exceso más significativo de todas las ventanas consideradas. La distribución esperada de t se determina numéricamente con gran precisión extrayendo 2000 distribuciones de pseudo-datos (o toys) que fluctúan de manera poissoniana con respecto al fondo esperado y calculando t para cada uno de estos toys. El p -value global viene dado por la probabilidad de que una distribución de toys presente un exceso más significativo que los datos. Esto corresponde a la fracción de toys para los que t supera el valor observado t_{obs} :

$$p(\text{BH}) = \frac{\# \text{ toys con } t > t_{\text{obs}}}{\# \text{ toys}}. \quad (6.25)$$

Debe tenerse en cuenta que, con esta definición, el p -value global puede ser superior a 0.5, produciendo una significancia global negativa. En este caso, este valor negativo no debe interpretarse como un déficit en los datos, sino como una desviación menos significativa que la desviación media observada en las distribuciones de los toys de sólo-B.

De este modo, $p(\text{BH})$ sigue por definición una distribución uniforme entre 0 y 1 si los excesos sobre la estimación de fondo se deben únicamente a fluctuaciones estadísticas. Notar, por ejemplo, que $p(\text{BH}) < 0.05$ significa entonces que menos del 5% de los toys similares al fondo presentan un exceso mayor que el más significativo en los datos. Esta observación puede interpretarse como una prueba de la existencia de una resonancia que provoca una desviación de los datos respecto a lo esperado por el fondo.

MODELOS DE SEÑAL Y MUESTRAS SIMULADAS



*“If you wish to make an apple pie
from scratch, you must first invent
the universe.”*

Carl Sagan

La simulación de los distintos procesos físicos bajo consideración y de la respuesta del detector es necesaria para optimizar y estimar el rendimiento de los distintos análisis. Además permite desarrollar las estrategias para la identificación de partículas antes de la toma de datos y comprobar la eficiencia de los algoritmos. La preparación de búsquedas de nueva física requiere una simulación detallada del detector para estimar su potencial de descubrimiento y desarrollar métodos óptimos para medir las propiedades de las partículas. Una correcta comprensión de los eventos de señal y fondo es esencial para distinguir entre ambos. Una vez que se dispone de datos de colisiones reales, también se necesitan datos simulados para encontrar desviaciones de [SM](#). Todos los pasos de la simulación [MC](#) se describieron en Sección [1.3](#).

De forma similar a cualquier análisis de física en el [LHC](#), este análisis hace uso de muestras simuladas, tanto para entender las posibles señales a descubrir, como para hacer un modelado correcto del fondo con estados finales de γ +jet. En este capítulo se dan detalles sobre la generación y simulación de las muestras de señal y fondo.

7.1. Señales

7.1.1. Quarks excitados

Una de las dos teorías que se ponen a prueba en esta tesis corresponde a la de Quarks Excitados ([EQ](#)), que se explicó detalladamente en la Sección [1.2.1](#). Si los quarks en realidad están compuestos por constituyentes más fundamentales unidos entre sí por alguna interacción desconocida, deberían aparecer nuevos efectos dependiendo del valor de la

escala de composición Λ . También se vio que los EQs se acoplan a los bosones del SM, cuyas fuerzas están determinadas por las constantes de acoplamiento f , f' y f_s .

En esta teoría, hay un total de 5 parámetros: la escala de composición Λ , los tres acoplamientos y la masa del EQ. Para reducir el número de parámetros, es habitual fijar $\Lambda = m_{q^*}$ [38], y tomar las tres constantes de acoplamiento como iguales. De esta manera, sólo la masa y el acoplamiento son los parámetros libres de la teoría.

Se producen muestras de eventos de EQ utilizando el software PYTHIA 8.245 [68] con el conjunto de PDFs a LO de NNPDF 2.3 [157] y el tune A14 para el UE. Por primera vez en los estados finales de γ +jet en el LHC, se consideran tres sabores diferentes: EQ livianos (o light) q^* (u^*/d^*) y pesados, separando entre c^* y b^* . Además, en este trabajo se estudian diferentes acoplamientos con los siguientes valores: $f = 0.01, 0.1, 0.5, 0.75, 1.0$. Las masas de los EQs y los acoplamientos utilizados se enumeran en la Tabla 7.1 donde se muestra la sección eficaz de los eventos multiplicada por el *branching ratio*. Además, todos estos valores se muestran en la Figura 7.1.

Tabla 7.1: Producto de la sección eficaz y el branching ratio en fb del modelo de EQs para los tres sabores considerados y las distintas constantes de acoplamiento.

Quark excitado	Masa [GeV]	Acoplamiento $f = f' = f_s$				
		0.01	0.10	0.50	0.75	1.00
$q^* \rightarrow \gamma + u/d$	500	29.9400	3007.0000	75240.0000	-	304200.0000
	1000	1.6560	165.0000	4153.0000	-	16490.0000
	2000	0.0536	5.3800	133.2000	-	520.8000
	3000	-	0.4435	11.0200	-	43.0600
	4000	-	0.0488	1.2270	-	4.8240
	5000	-	-	0.1450	-	0.5877
	5500	-	-	-	-	0.2064
	6000	-	-	0.0163	0.0384	0.0719
	6500	-	-	-	-	0.0250
7000	-	-	-	0.0043	0.0088	
$c^* \rightarrow \gamma + c$	500	3.6540	362.2000	9051.0000	-	36290.0000
	1000	0.1333	13.3400	332.4000	-	1297.0000
	2000	-	0.2434	6.0190	-	23.6800
	3000	-	-	0.3135	-	1.2450
	4000	-	-	-	-	0.0906
$b^* \rightarrow \gamma + b$	500	0.6381	63.7700	1588.0000	-	6324.0000
	1000	0.0220	2.2080	54.7600	-	215.4000
	2000	-	0.0372	0.9249	-	3.6200
	3000	-	-	0.0446	-	0.1770
	4000	-	-	-	-	0.0121

7.1.2. Micro-Agujeros Negros

A través de la existencia de dimensiones extra, se predice la producción de Micro-Agujeros Negros (QBH) en el LHC, en colisiones pp . La sección eficaz de producción viene determinada por el radio gravitatorio que depende de la escala de Planck y del número de

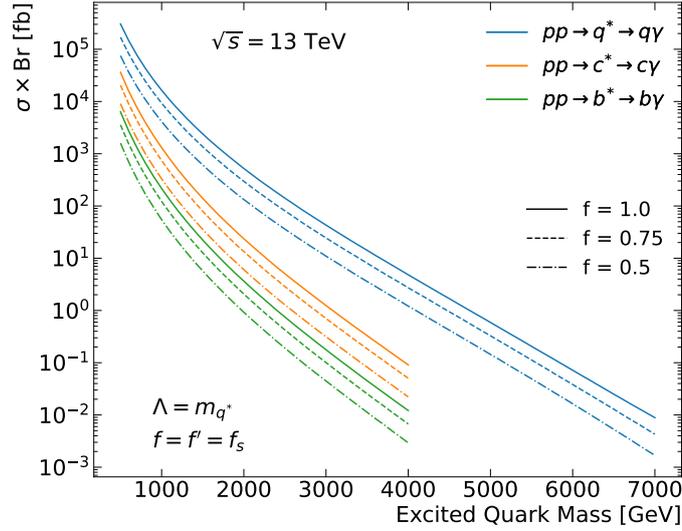


Figura 7.1: Producto de la sección eficaz y el branching ratio de los diferentes modos de producción de los EQs como función de la masa del EQ a una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV. La figura muestra la comparación entre las señales de q^* (azul), c^* (naranja) y b^* (verde) utilizando los acoplamientos de $f = 1.0, 0.75, 0.5$.

dimensiones, formulada como una sección eficaz clásica.

Las muestras de QBH que decaen en un fotón y un partón se generan con el software QBH 3.01 descrito en la Ref. [158] y PYTHIA 8.3 para la hadronización y el UE. Se ha utilizado el conjunto de PDFs CTEQ6L1 junto con el tune estándar A14 del UE. Para la generación de los eventos, se fija el rango de masa de producción de agujeros negros desde la escala de Planck m_p a $3m_p$ o la energía del centro de masa \sqrt{s} , la que sea menor y se consideran diferentes valores de m_{th} — de ahora en más referida como m_{QBH} . Se tienen en cuenta dos modelos diferentes, en función del número de dimensiones adicionales n . El modelo ADD, como se discute en la Sección 1.2.2, considera 6 dimensiones extra, lo que lleva a un número total de 10 dimensiones espacio-temporales. Por otro lado, el modelo RS1 propone sólo una dimensión extra deformada. Dado que para este análisis sólo interesa el estado final de γ +jet, se consideran los 6 estados no térmicos de agujero negro que se muestran en la Sección 1.2.2. Las secciones eficaces multiplicadas por el branching ratio de los dos modelos se representan en la Figura 7.2 y los valores correspondientes en la Tabla 7.2.

7.2. Fondos del SM

En el estado final de interés en el que hay al menos un fotón y un jet, la producción de fotones prompt de QCD es el principal proceso del SM que no puede reducirse. Para estudiar esta particular contribución del fondo, se utilizan las muestras de MC. Además, existe una fracción considerable de eventos de dijet en los cuales un jet es mal-identificado como un fotón, teniendo entonces una contribución adicional al fondo. Para estudiar esta contribución en particular se ha utilizado un enfoque basado en datos que se describe en

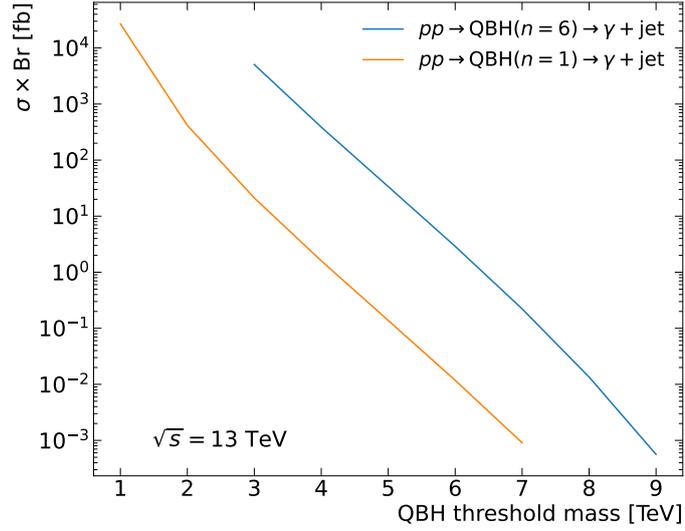


Figura 7.2: Producto de la sección eficaz y el branching ratio para los modelos RS1 (naranja) y ADD (azul) de QBH para una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Tabla 7.2: Suma de productos de sección eficaz y branching ratio en fb para los seis estados no termales de los QBHs que decaen en un par γ +jet.

m_{QBH} [GeV]	ADD ($n = 6$)	RS1 ($n = 1$)
1000		$2.69 \times 10^{+4}$
2000		$4.17 \times 10^{+2}$
3000	$5.07 \times 10^{+3}$	$2.11 \times 10^{+1}$
4000	$3.88 \times 10^{+2}$	$1.60 \times 10^{+0}$
5000	$3.37 \times 10^{+1}$	1.38×10^{-1}
6000	$2.90 \times 10^{+0}$	1.18×10^{-2}
7000	2.22×10^{-1}	9.08×10^{-4}
8000	1.35×10^{-2}	
9000	5.64×10^{-4}	

el Capítulo 10.

Se generan muestras con un gran número de eventos de γ +jet utilizando el software PYTHIA 8.186 [67]. Los procesos partónicos se simulan usando ME a LO con la inclusión de lluvias de partones de estado inicial y final, donde la parametrización de la estructura del protón viene dada por la PDFs a LO de NNPDF2.3 [157]. El proceso de hadronización se modela mediante el modelo de cuerdas de Lund [73], brevemente discutido en la Sección 1.3.2, y la muestra también cuenta con una simulación del UE. Los parámetros del generador de eventos se ajustan según el tune A14 para PYTHIA [75]. La muestra PYTHIA, dado que se genera a LO, permite la separación entre las contribuciones de fotones directos y de fragmentación (véase la Sección 1.1.4).

Se consideran un conjunto de muestras con diferentes umbrales de p_T a fin de optimizar la generación de los eventos. Los detalles de cada muestra, incluida la sección eficaz y las eficiencias de los filtros, se muestran en la Tabla 7.3.

Tabla 7.3: Detalles de las muestras simuladas del fondo de γ +jet.

Nombre de la muestra	Nombre del generador	División de p_T [GeV]	Sección eficaz [pb]	Eficiencia del filtro
γ +jet direct	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[70, 140]	28396.0	7.2863E-02
γ +jet direct	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[140, 280]	2625.5	7.0598E-02
γ +jet direct	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[280, 500]	198.39	6.0369E-02
γ +jet direct	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[500, 800]	18.846	4.4596E-02
γ +jet direct	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[800, 1000]	2.3312	2.4130E-02
γ +jet direct	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[1000, 1500]	0.79945	2.3667E-02
γ +jet direct	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[1500, 2000]	0.055512	1.9632E-02
γ +jet direct	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[2000, 2500]	0.0052361	1.6644E-02
γ +jet direct	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[2500, 3000]	0.00052733	1.4446E-02
γ +jet direct	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[3000, ∞]	4.8856e-05	1.4371E-02
γ +jet frag	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[70, 140]	106180000.0	1.9271E-05
γ +jet frag	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[140, 280]	6702000.0	2.0959E-05
γ +jet frag	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[280, 500]	344070.0	2.0507E-05
γ +jet frag	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[500, 800]	23711.0	1.6991E-05
γ +jet frag	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[800, 1000]	2284.6	1.0123E-05
γ +jet frag	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[1000, 1500]	701.22	1.0074E-05
γ +jet frag	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[1500, 2000]	70.086	5.0238E-06
γ +jet frag	PYTHIA 8.244.3+EVTGEN v.1.7.0	[2000, ∞]	11.548	2.4464E-06

Como se mencionó más arriba, el fondo de las muestras de datos finales se estima a partir de los propios datos utilizando diferentes formas funcionales. Las muestras simuladas del fondo, no obstante, son de gran utilidad para el proceso de optimización de las regiones de señal (Capítulo 8) así como para la selección de las formas funcionales que se ajustará a los datos, como se verá en la Sección 10.2.

SELECCIÓN DE EVENTOS Y OPTIMIZACIÓN DE LAS REGIONES DE SEÑAL

8

“I don’t want to believe. I want to know.”

Carl Sagan

El estado final fotón+jet en la región de alta masa invariante representa un escenario ideal para búsquedas de física [BSM](#), pero para ello es imprescindible tener un excelente conocimiento del fondo producido por los procesos del [SM](#).

En las búsquedas de resonancias es habitual diseñar regiones de señal que sean capaces de proporcionar un fondo suave pero también una señal limpia sobre él. En este capítulo se presenta la selección de eventos que conduce a las regiones de señal utilizadas en este análisis.

8.1. Trigger

Los eventos se recogen mediante un trigger de un sólo fotón (`HLT_g140_loose`) con un umbral de momento transverso de 140 GeV, que es el trigger de fotón sin preescalar de más bajo p_T para la mayor parte de los periodos de toma de datos¹, seleccionando eventos con al menos un fotón que pasa el criterio de identificación Loose. Este trigger se ha mantenido sin escalar y es totalmente eficiente para fotones con $p_T > 145$ GeV con incertezas menores de 0.1% por encima de 150 GeV [[159](#)]. Esta eficiencia se ha calculado con un método bootstrap siguiendo las prescripciones de la Ref. [[160](#)] y se muestra en la Figura [8.1](#) en función de p_T^γ , η^γ y $\langle\mu\rangle$ para los diferentes años de toma de datos.

¹ Para el año 2015, el trigger de más bajo p_T sin preescalar fue el `HLT_g120_loose`, pero el `HLT_g140_loose` también estaba en el menú

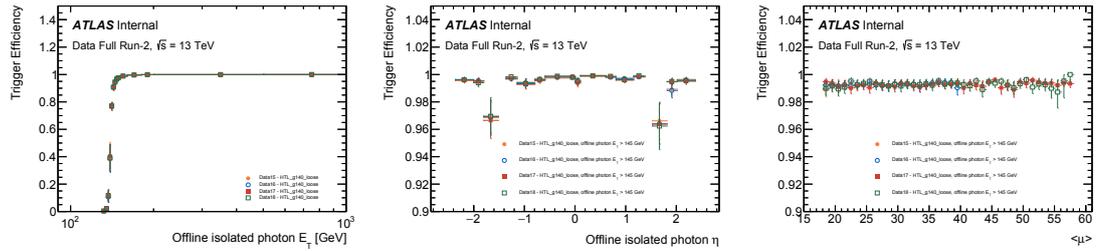


Figura 8.1: Eficiencia del trigger HLT_g140_loose en función de p_T^γ (izquierda), η^γ (centro) y $\langle\mu\rangle$ (derecha) medida utilizando datos de cada año entre 2015 y 2018.

8.2. Preselección

Como se discute en la Sección 2.3, durante un período de toma de datos, los eventos recolectados por el detector ATLAS se agrupan en LBs para luego compilarlos en GRLs. Estas GRLs garantizan que los datos utilizados están libres de ineficiencias del detector o subdetectores, o en el haz del LHC. Este análisis utiliza el conjunto completo de datos del Run-2 recolectados durante los años 2015 a 2018 a una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV, correspondiendo a una luminosidad integrada de 140.1 ± 0.83 fb $^{-1}$ tras seleccionar los eventos de buena calidad de las GRLs. Además, se eliminan los eventos con distintos tipos de problemas, como aquellos con ruido del calorímetro o eventos corruptos, o aquellos con celdas del calorímetro que no funcionan.

8.2.1. Objetos físicos

En primer lugar se seleccionan los candidatos a fotones, leptones y jets con una serie de requisitos generales, denominados *baseline*. Tras esta selección inicial, se aplica un procedimiento de eliminación de solapamientos (de ahora en más *overlap removal*) para tratar el caso de que la misma partícula se reconstruya como objetos diferentes. Por último, los candidatos a fotones, leptones y jets utilizados para definir las distintas regiones de señal deben cumplir requisitos adicionales y en lo que sigue se denominarán objetos de “señal”.

Fotones Los candidatos a fotones deben pasar el criterio de identificación Tight, pasar un umbral de p_T mayor que 25 GeV y estar contenidos en un rango de pseudorapidez de $|\eta| < 2.37$ descartando la región de transición barrel-endcap ($1.37 < |\eta| < 1.52$). Se requiere un requisito adicional de $p_T > 150$ GeV para los fotones de señal con el fin de garantizar que fue seleccionado por el trigger. También se requiere que el fotón esté aislado satisfaciendo los requisitos del WP Tight (definido en la Sección 3.2.3) que aplica cortes tanto en la energía de aislamiento calorimétrico como en el aislamiento de trazas, reduciendo así el fondo de jets mal identificados como fotones.

Electrones Los electrones baseline se seleccionan con $p_T > 10$ GeV, $|\eta| < 2.47$ y se originan en el **PV**. Se aplica el requisito de identificación Loose. Los electrones de señal se seleccionan además aplicando la identificación Tight y el requisito de aislamiento Loose_VarRad, o HighPtCaloOnly si tienen $p_T > 200$ GeV. Si luego de este proceso queda algún electrón, el evento se remueve completamente.

Muones Los muones baseline se seleccionan con la identificación Medium, tienen $p_T > 10$ GeV, $|\eta| < 2.7$ y son originados del **PV**. Se requiere además que los muones de señal pasen el aislamiento Loose_VarRad **WP**. Se impone finalmente que el evento no tenga ningún muón.

Jets Los jets **PFlow** se reconstruyen usando el algoritmo anti- k_t con $R = 0.4$ como se describe en la Sección 3.4 y la selección baseline se define como aquellos que tienen $p_T > 20$ GeV y $|\eta| < 2.8$. El algoritmo **NNJvt** se utiliza para eliminar los jets originados por interacciones de pileup para los jets con $p_T < 60$ GeV.

Los jets de sabor pesado son de gran importancia para este análisis ya que la búsqueda se realizará para tres sabores diferentes: jets light, c , y b . Por esta razón, se utiliza el novedoso tagger GN2, definido en la Sección 3.5, para discriminar entre estos tres sabores. El tagging de sabores sólo se aplica al jet de mayor p_T (denominado jet leading) y sólo si tiene $|\eta| < 2.5$. También, como se mencionó en la Sección 3.5, para discriminar entre los 3 se utiliza un proceso de taggeo bidimensional. En primer lugar, los jets se identifican como b -jets si pasan **WP** de 77 % de eficiencia. En el segundo paso, los eventos en los que el jet leading no está taggeado como b -jet se identifican como c -jet si pasan el **WP** de 50 % de eficiencia. Los eventos que no superan ningunos de los dos **WPs** (b -tag y c -tag) se definen como no taggeados o que contienen un jet light.

8.2.2. Eliminación de objetos superpuestos

Debido a la identificación errónea de los objetos en su estado final, un único objeto podría reconstruirse como más de un objeto por lo que se contabilizaría varias veces. Para ello, se tiene en cuenta un procedimiento de eliminación de objetos superpuestos. La estrategia y el orden de eliminación se muestran en la Tabla 8.1. Dos tipos de objetos de referencia se comparan entre sí en función de su proximidad en términos de ΔR , así como de otros criterios. En cada paso, si se cumple el criterio de solapamiento resaltado en *Condición*, el objeto que aparece en la columna *Objeto a remover* se descarta, mientras que el *Objeto con el que se compara* se mantiene en el evento. De esta forma se resuelven las ambigüedades en la reconstrucción del objeto y se evita el doble conteo de las señales del detector como dos tipos diferentes de objetos.

Tabla 8.1: Pasos para la eliminación de objetos superpuestos.

Paso	Objeto a remover	Objeto con el que se compara	Condición
1	muón	electrón	es un muón CT y comparten trazas del ID
2	fotón	electrón	$\Delta R < 0.4$
3	fotón	muón	$\Delta R < 0.4$
4	jet	electrón	$\Delta R < 0.2$
5	electrón	jet	$\Delta R < 0.4$
6	jet	muón	$\Delta R < 0.2$ and $N_{\text{tracks}} < 3$
7	muón	jet	$\Delta R < 0.4$
8	jet	fotón	$\Delta R < 0.4$

8.3. Optimización de las regiones de señal

Las regiones de señal se definen teniendo en cuenta que el objetivo principal de la selección de eventos es conseguir:

- Una distribución de fondo limpia y que decaiga suavemente, que contenga principalmente eventos γ +jet de fotones directos (**DP**) del canal s rechazando los eventos con fotones de fragmentación (**FP**), del canal t y de jets falseando fotones.
- Alta eficiencia y significancia de señal.

En primer lugar se realiza una serie de cortes básicos a partir de los cuales se basan todos los estudios de optimización.

- Se requiere al menos un fotón Tight y aislado: $N_{\gamma} > 0$.
- Al menos un jet: $N_{\text{jets}} > 0$.
- En la interacción de dispersión dura para la producción de fotones prompt, el fotón y el jet llevan aproximadamente el mismo momento transverso. Por esta razón, se requiere que el jet tenga $p_{\text{T}}^{\text{jet}} > 150$ GeV.
- Se elimina cualquier jet que no sea el más energético y que tenga $p_{\text{T}}^{\text{jet}} < 60$ GeV.
- Se requiere la misma selección de pseudorapidez para el jet que para el fotón, para evitar fotones falseando jets: $|\eta^{\text{j}}| < 1.37$ o $1.52 < |\eta^{\text{j}}| < 2.37$.
- Para evitar la región del *turn-on* de la distribución $m_{\gamma+j}$, se requiere que $m_{\gamma+j} > 500$ GeV.

Para determinar la selección básica de eventos se realizan estudios sobre variables cinemáticas básicas optimizando en todos los casos para una alta significancia de la señal, que se presentan a continuación.

8.3.1. Selecciones angulares del fotón y el jet

Separación en la pseudorapidez

La dinámica de los procesos en la dispersión dura $2 \rightarrow 2$ puede investigarse utilizando la variable θ^* , donde $\cos \theta^* \equiv \tanh(\Delta y/2)$ y Δy es la diferencia entre la rapidez de las dos partículas en estado final. La variable θ^* coincide con el ángulo de dispersión en el sistema de referencia del centro de masa y su distribución es sensible al spin de la partícula intercambiada. Para procesos dominados por el intercambio de gluones en el canal t , como la producción de dijets en colisiones pp y por tanto la producción de fotones de fragmentación, la sección eficaz diferencial se comporta como $(1 - |\cos \theta^*|)^{-2}$ cuando $|\cos \theta^*| \rightarrow 1$. En cambio, los procesos dominados por el intercambio de quarks en el canal t , como la producción de DP (véase la Figura 1.6), se espera que tengan un comportamiento de la forma $(1 - |\cos \theta^*|)^{-1}$ cuando $|\cos \theta^*| \rightarrow 1$. Para ambos procesos también hay contribuciones del canal s que, sin embargo, no son singulares cuando $|\cos \theta^*| \rightarrow 1$. Este comportamiento en la sección eficaz se ha medido en la Ref. [161].

Dado que el análisis considera jets altamente energéticos sumado al hecho de que los fotones no tienen masa, es posible aproximar $\Delta\eta \sim \Delta y$.

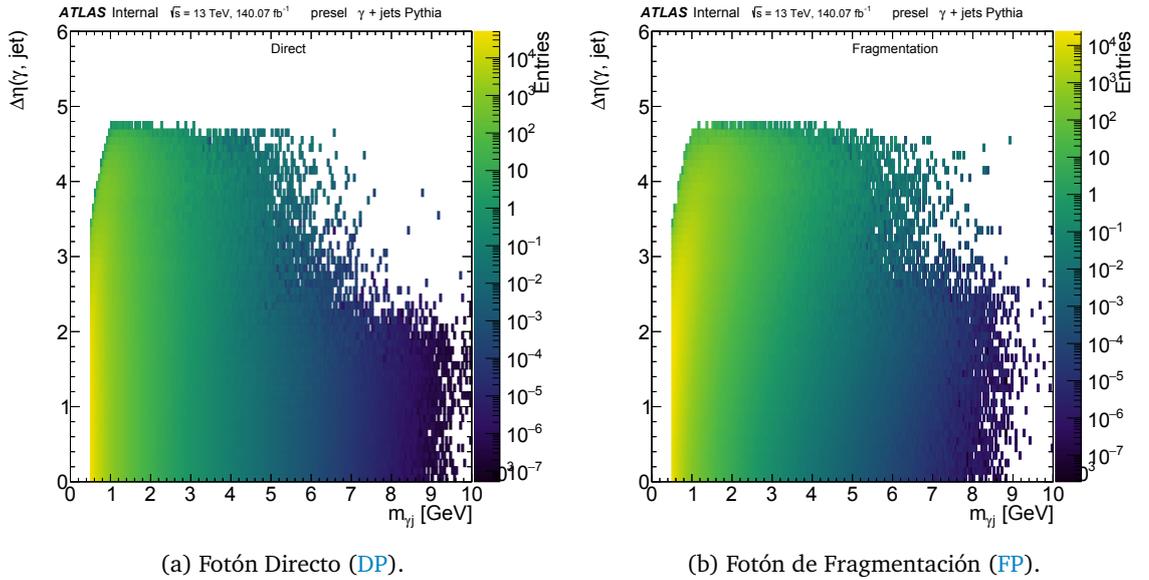


Figura 8.2: Distribución bidimensional de $|\Delta\eta(\gamma, j)| - m_{\gamma+j}$ para el fondo de γ +jet, separando entre DPs (izquierda) y FPs (derecha).

La Figura 8.2 muestra la distribución bidimensional $|\Delta\eta| - m_{\gamma+j}$ del fondo de γ +jet separando en eventos con DPs y FPs. De estas distribuciones se desprende que hay una mayor concentración de eventos con valores más altos de $|\Delta\eta(\gamma, j)|$ para FPs que para DPs. Este escenario es cierto independientemente del valor de $m_{\gamma+j}$ pero es más prominente en la región de $1 < m_{\gamma+j} < 5$ TeV. Seleccionando eventos con $|\Delta\eta(\gamma, j)|$ bajo es posible rechazar una alta proporción de FPs y eventos del canal t .

Las comparaciones del fondo dominante obtenido con simulaciones con los modelos de

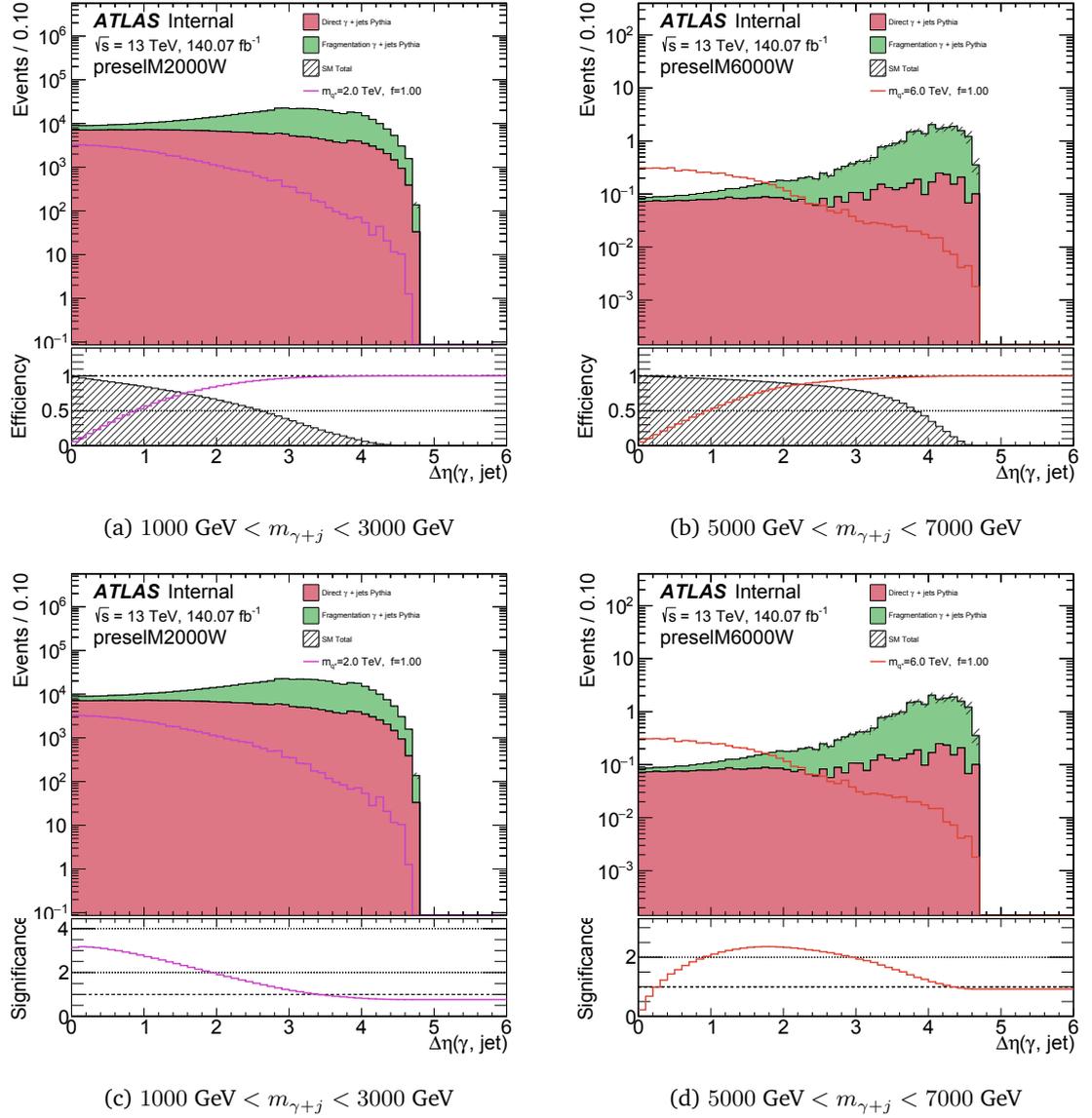


Figura 8.3: Distribución de la variable $|\Delta\eta(\gamma, j)|$ en dos ventanas de $m_{\gamma+j}$ comparando el fondo con diferentes modelos de señal. El panel inferior de las Figuras 8.3a y 8.3b muestran las eficiencias de las señales (líneas de colores), y el rechazo del fondo (histograma sombreado), si un corte del tipo $|\Delta\eta| < X$ es aplicado. Por otro lado, en las Figuras 8.3c y 8.3d, los paneles inferiores muestran la significancia de señal.

señal utilizando esta variable se muestran en la Figura 8.3. La selección en estas figuras corresponde a la selección de eventos con $m_q^* - 1000 < m_{\gamma+j} < m_q^* + 1000 \text{ GeV}$, que consiste en una ventana de masa de 2 TeV alrededor de la masa del modelo de señal. El panel inferior en las Figuras 8.3a y 8.3b muestra la eficiencia en las señales para las líneas coloreadas, mientras que el histograma sombreado muestra el rechazo de fondo si se aplica un corte del tipo $|\Delta\eta| < X$. De ellos se desprende que un corte de esta variable en $|\Delta\eta| \approx 1.6$ permitiría reducir considerablemente el fondo ($\sim 80\%$) manteniendo la mayoría de los eventos de señal (eficiencia 60 – 80%). También se han llevado a cabo estudios que computan la significancia de este corte. Las Figuras 8.3c y 8.3d muestran en los paneles inferiores la significancia de la señal para los mismos casos. Exceptuando el corte trivial en $|\Delta\eta| = 0$, puede observarse que para valores altos de $m_{\gamma+j}$ puede

alcanzarse la máxima significancia seleccionando eventos con $|\Delta\eta(\gamma, j)| \lesssim 1.6$, y por esta razón se ha optado por aplicar el corte $|\Delta\eta(\gamma, j)| < 1.6$ para el resto del análisis. Otro aspecto importante que puede observarse en estas figuras es el hecho de que los eventos de fotones de fragmentación dominan en la región de alto $|\Delta\eta|$, tal y como se preveía en la Figura 8.2b. Aplicando este corte se logra entonces reducir en gran medida los eventos de FPs.

Pseudorapidez del fotón y el jet

En la región de baja masa $m_{\gamma+j} \lesssim 3$ TeV, se puede observar que hay una alta concentración de fondo con $\eta^\gamma > 1.37$ y $\eta^j > 1.37$ en comparación con los modelos de señal, como se ve en la Figura 8.4. Por este motivo, aplicando un corte en estas dos variables, la relación señal/fondo aumentaría sin afectar prácticamente la significancia de la señal ni en la eficiencia como se muestra en los paneles inferiores de las figuras. Por lo tanto, se decide eliminar los eventos con $|\eta^\gamma| > 1.37$ y $|\eta^j| > 1.37$.

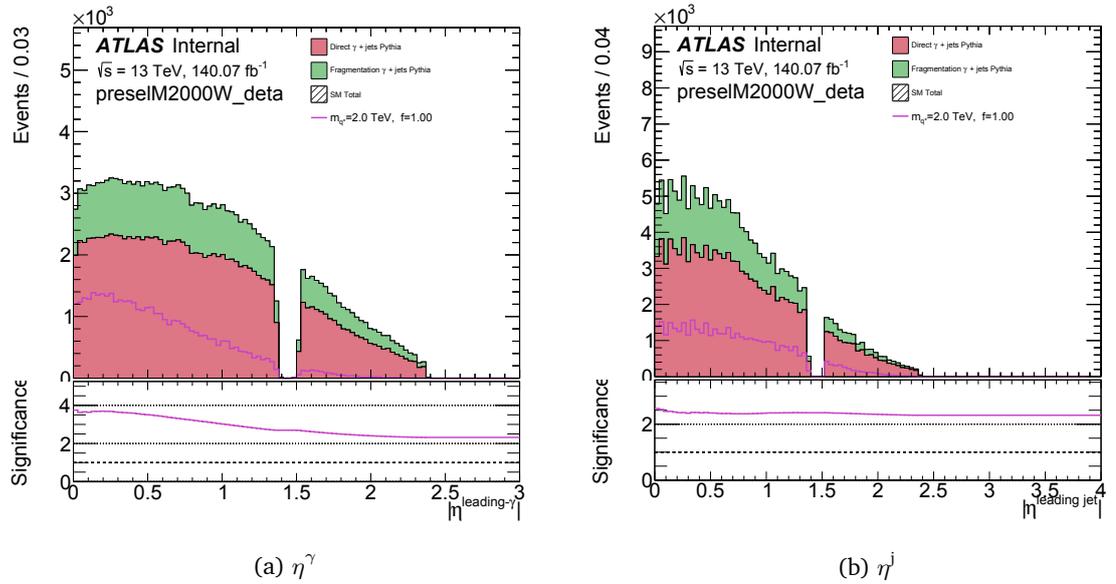


Figura 8.4: Distribuciones de η^γ y η^j en una ventana de masa $1000 \text{ GeV} < m_{\gamma+j} < 3000 \text{ GeV}$ comparando las señales con el fondo de γ +jet. Los paneles inferiores muestran la significancia de la señal sobre el fondo.

8.3.2. Aislamiento extendido

Los algoritmos de reconstrucción, identificación y aislamiento de fotones actúan para reducir los fondos instrumentales (hadrones mal identificados) a un nivel insignificante, pero parte del fondo (FPs y jets falseando fotones) permanece. Para reducir aún más estos fondos, se investiga la contribución a la energía de aislamiento del fotón leading de los jets cercanos a él después de aplicar todas las selecciones mostradas anteriormente.

En la Figura 8.5 se muestra la distribución de ΔR_{\min} separando entre eventos de DPs y FPs. Dicha variable mide la distancia angular entre el fotón leading y el jet más cercano. A

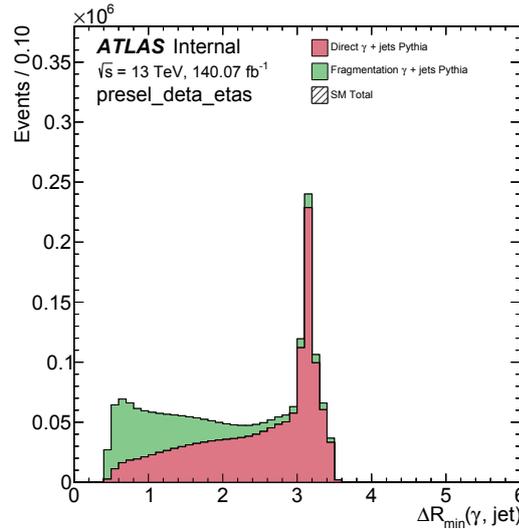
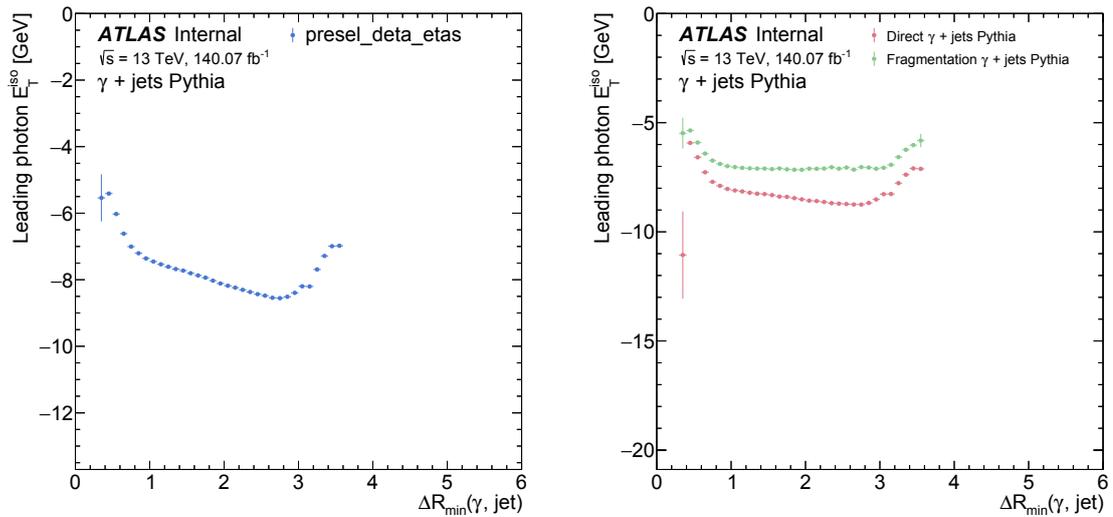


Figura 8.5: Distribución de ΔR_{\min} para el fondo de γ +jet. Esta variable muestra la distancia mínima entre el fotón leading con el jet más cercano a él. El histograma rojo muestra la contribución de los eventos de **DPs**, mientras que el verde muestra la contribución de **FPs**.

partir de esta distribución es posible observar que la mayoría de los eventos muy cercanos al fotón (ΔR_{\min} pequeño) son eventos de **FPs**.



(a) Contribución total de eventos de **DPs**+**FPs**.

(b) Contribuciones de **DPs** y de **FPs** por separado.

Figura 8.6: Distribución de la energía de aislamiento E_T^{iso} como función de ΔR_{\min} .

Para estudiar la contribución a la energía de aislamiento del fotón de estos jets se presenta la Figura 8.6a con el valor medio de la energía de aislamiento del fotón en función de ΔR_{\min} . Los jets que se encuentran muy cerca del fotón contribuyen en gran medida a esta energía, especialmente los jets con $\Delta R(\gamma, j) < 1.0$, valor al que la energía comienza a aumentar drásticamente. Este comportamiento también se presenta por separado para la producción de **DPs** y de **FPs** en la Figura 8.6b, de los cuales la mayor contribución a la energía viene dada por los eventos de **FPs**. En consecuencia, se considera un corte de esta variable en $\Delta R(\gamma, j) \geq 1.0$ para reducir los eventos de **FPs** y obtener una muestra de fotones más limpia.

8.3.3. Momento transverso del jet

Después de aplicar todos los cortes mencionados, una característica clave observada en los eventos de **FPs** es que hay una gran proporción de eventos en los que el jet leading lleva mucho más momento que el fotón leading. En una producción directa ideal de fotones, que es lo que se pretende con esta selección de eventos, tanto el fotón como el jet llevan aproximadamente el mismo p_T . Para estudiar si una selección basada en el jet y el fotón p_T es factible, se muestran las distribuciones p_T^γ vs p_T^{jet} en la Figura 8.7 tanto para **DPs** como de **FPs**. De estas figuras se observa claramente que la producción de **FPs** es la que contribuye a tener eventos con $p_T^{\text{jet}} \gg p_T^\gamma$.

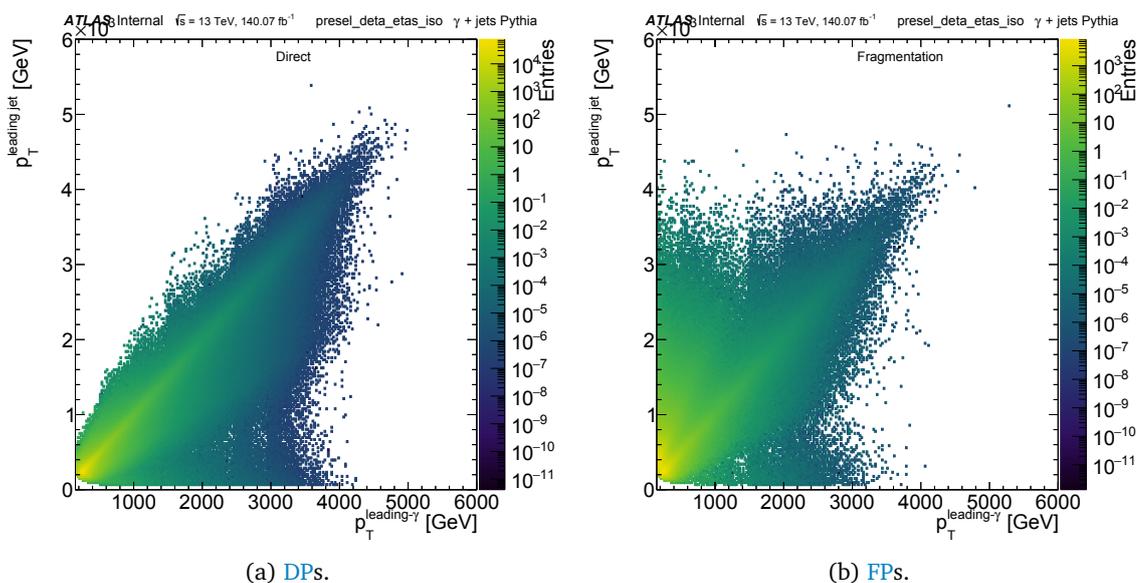


Figura 8.7: Distribución bidimensional p_T^γ - p_T^{jet} para **DPs** y **FPs**.

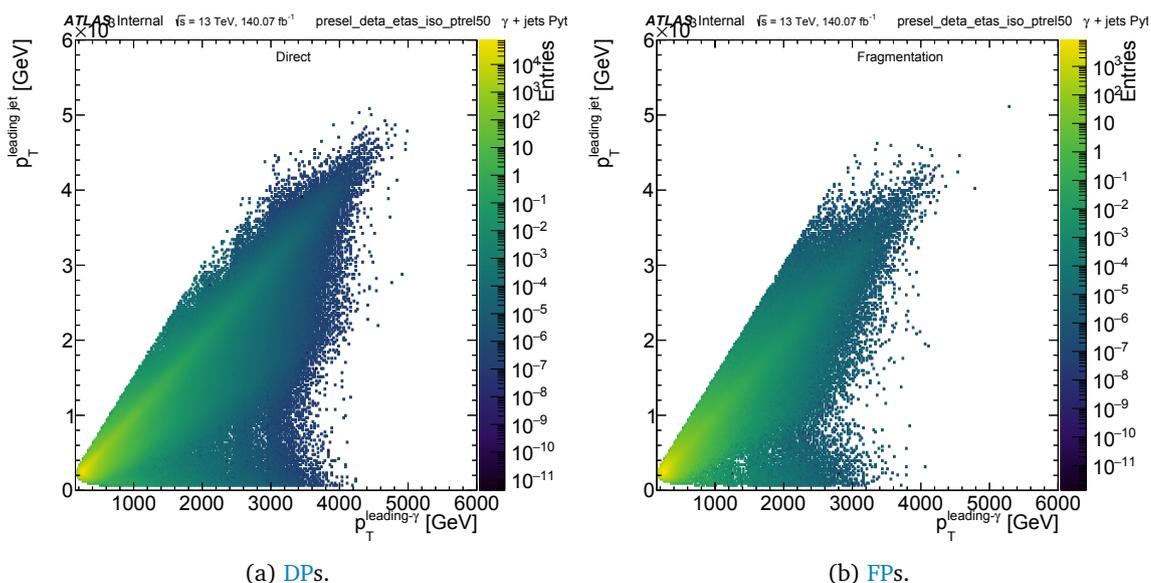


Figura 8.8: Distribución bidimensional p_T^γ - p_T^{jet} para **DPs** y **FPs**, seleccionando eventos en los cuales el p_T del jet leading satisfice Ec. 8.1 con $X = 0.5$.

Para limpiar aún más la muestra de contribuciones de **FPs**, los eventos seleccionados deben

satisfacer:

$$\frac{p_T^{\text{jet}} - p_T^\gamma}{p_T^\gamma} < X, \quad X \in [0, 1] \quad (8.1)$$

donde X es la fracción de p_T^γ permitida para el jet, definiendo así un valor superior de p_T^{jet} para un p_T^γ dado. El valor óptimo es $X = 0.5$, en el que la eficiencia de la señal es muy alta, mientras que el fondo rechazado consiste únicamente en eventos de **FPs**.

En la Figura 8.8 se muestra la distribución de fondo p_T^γ vs p_T^{jet} por separado para **DPs** y **FPs**, donde se observa que la gran mayoría de los eventos eliminados corresponden a **FPs**. La misma distribución para diferentes señales de **EQ** se muestra en Figura 8.9 con eficiencias superiores al 95 %. La eficiencia de corte para el fondo y algunas señales q^* se presenta en la Tabla 8.2, donde se aprecia el poco efecto que tiene dicho corte en las señales.

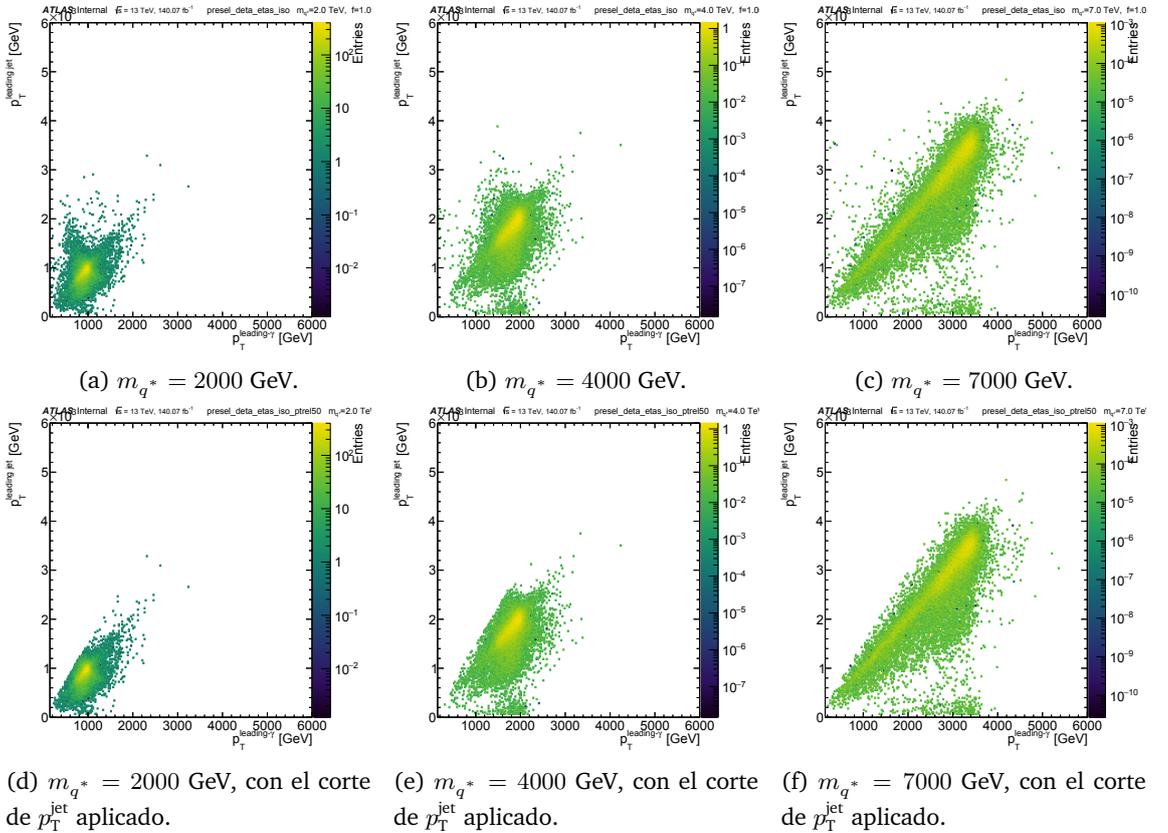


Figura 8.9: Distribución bidimensional p_T^γ - p_T^{jet} para diferentes señales de q^* con $f = 1.0$, seleccionando jets de acuerdo a la Ec. 8.1 con $X = 0.5$. Las primeras tres figuras muestran las distribuciones sin la aplicación del corte de p_T^{jet} , mientras que las tres de abajo lo contienen.

Tabla 8.2: Eficiencias del corte en p_T^{jet} del fondo y de distintas señales de q^* .

	ϵ_{rel}
$\gamma + \text{jet}$	0.8827
$m_{q^*} = 2000$ GeV, $f = 1.00$	0.9707
$m_{q^*} = 4000$ GeV, $f = 1.00$	0.9918
$m_{q^*} = 7000$ GeV, $f = 1.00$	0.9942

La variable más afectada por este corte es, como era de esperar, p_T^{jet} . Esta distribución

se muestra en la Figura 8.10 antes y después de aplicar el corte. Se observa cómo la contribución de los eventos FP disminuye drásticamente haciendo que la distribución p_T^{jet} sea mucho más suave. Además, dado que el observable de interés es $m_{\gamma+j}$, se presenta una comparación de esta distribución en la Figura 8.11 para evaluar los cambios en el espectro. La aplicación de este corte particular sobre p_T^{jet} tiene un efecto despreciable sobre la distribución final de $m_{\gamma+j}$. Se observan diferencias muy pequeñas pero con un $m_{\gamma+j}$ muy bajo. Esto se debe a la asimetría en p_T que tenían el jet y el fotón ($p_T^{\text{jet}} \gg p_T^\gamma$). En la selección final, se aplica el corte $(p_T^{\text{jet}} - p_T^\gamma)/p_T^\gamma < 0.5$.

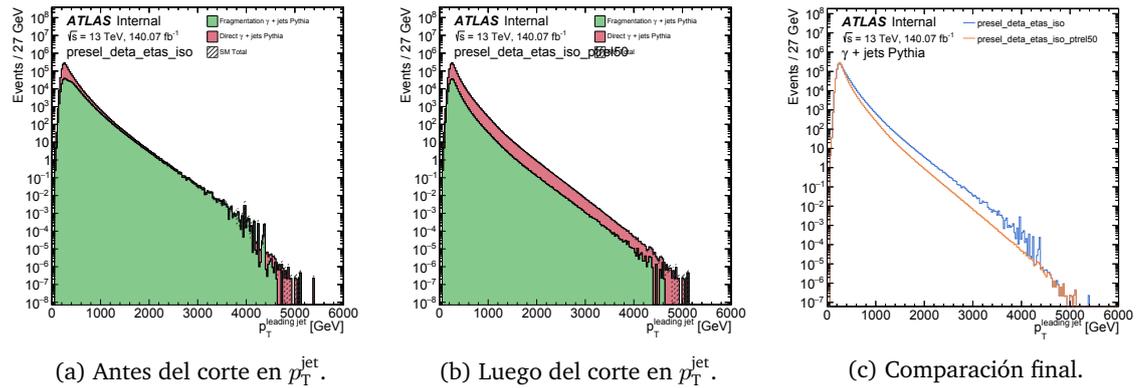


Figura 8.10: Distribución antes y después del corte en p_T^{jet} para remover los eventos de FPs. Las contribuciones de DPs y de FPs se muestran por separado. En la figura de la derecha, la línea naranja (azul) representa la distribución luego (antes) de aplicar el corte en p_T^{jet} .

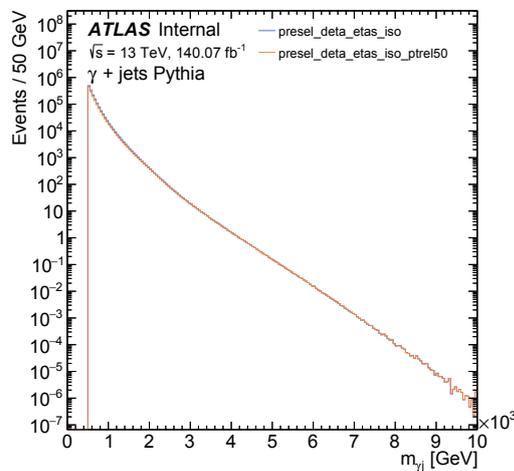


Figura 8.11: Distribución de $m_{\gamma+j}$ antes y después del corte en p_T^{jet} . La línea naranja (azul) representa la distribución antes (después) de la aplicación del corte.

8.4. Regiones de señal

Aplicando los cortes previamente definidos (resumidos en la Tabla 8.12) es posible obtener una distribución $m_{\gamma+j}$ limpia, en la que se eliminan la gran mayoría de FPs y eventos del canal t manteniendo una alta eficiencia de señal.

Para los objetivos de esta búsqueda, se clasifica al jet principal en tres posibles sabores: jets taggeados como light, c o b . Haciendo uso del actual tagger de ATLAS se pueden definir las regiones de señal SRB, SRC y SRL. En la Figura 8.12 se presenta un esquema de cómo se produce esta separación. En primer lugar, los b -jets se discriminan de light- y c -jets utilizando el WP de 77 % de eficiencia de b -tagging. Al seleccionar aquellos jets que no consiguen entrar en la región SRB, se aplica el WP de c -tagging de 50 % de eficiencia para seleccionar c -jets y los que no pasan este c -tagger se clasifican como no etiquetados, o, simplemente l -jets.

Tabla 8.3: Definición de las regiones de señal.

Cut	SR	SRB	SRC	SRL
N_γ	> 0			
p_T^γ [GeV]	> 150			
N_{jet}	> 0			
p_T^{jet} [GeV]	> 150			
η^j	< 1.37 (> 1.52 && < 2.37)			
$m_{\gamma+j}$ [GeV]	> 500.			
$ \Delta\eta(\gamma, j) $	< 1.6			
η^γ	< 1.37			
η^j	< 1.37			
$\Delta R_{\text{min}}(\gamma, j)$	≥ 1.0			
$(p_T^{\text{jet}} - p_T^\gamma)/p_T^\gamma$	< 0.5			
b -tag 77 %	-	Pasa	Falla	
c -tag 50 %	-	-	Pasa	Falla

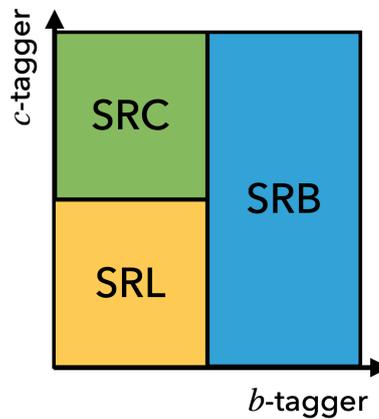


Figura 8.12: Esquema del taggeo de jets bidimensional.

MODELADO DE LAS SEÑALES E INCERTEZAS SISTEMÁTICAS



*“If I have seen further it is by
standing on the shoulders of
Giants.”*

Isaac Newton

Esta búsqueda se centra en tres tipos diferentes de señales de resonancia γ +jet: [EQs](#), [QBHs](#) y resonancias genéricas de forma gaussiana. Para realizar los distintos tests de hipótesis así como los ajustes para la determinación de la forma funcional del fondo, deben conocerse sus espectros $m_{\gamma+j}$ esperados. En este capítulo, estas formas de señal previstas se modelan mediante una [pdf](#) continua que posteriormente se incluye en los ajustes [S+B](#). También se estudian las incertezas sistemáticas teóricas y experimentales, ya que estas entran en los ajustes realizados de las funciones a los datos únicamente en las señales del análisis.

9.1. Modelado de las señales

Las señales son simuladas a partir de [MC](#) para obtener tanto la forma de la masa invariante como sus eficiencias y aceptancias. Sin embargo, estas señales se generan en un conjunto limitado de masas (y acoplamientos en el caso de señales [EQs](#)) pero, idealmente, se desea evaluar las predicciones de señal para todos los valores posibles de los parámetros. Para lograr esta interpolación se sigue un procedimiento de dos pasos. En primer lugar, se transforman los histogramas en [pdfs](#) utilizando el algoritmo [KDE](#). Este proceso de transformar un histograma en una [pdf](#) se empleó en el cálculo de los [FFs](#), en la Sección [5.1.2](#), pero con el propósito de suavizar los histogramas.

Este algoritmo necesita de fine-factors, que son optimizados uno a uno para cada una de las señales simuladas, tanto para el modelo [EQ](#) como para los modelos [QBH](#). Se pueden encontrar ejemplos de la optimización en la Figura [9.1](#) para las señales de q^* y c^* . Lo más importante es lograr un modelado correcto en el “core” de la distribución, por lo que en algunos casos las colas no están perfectamente modeladas.

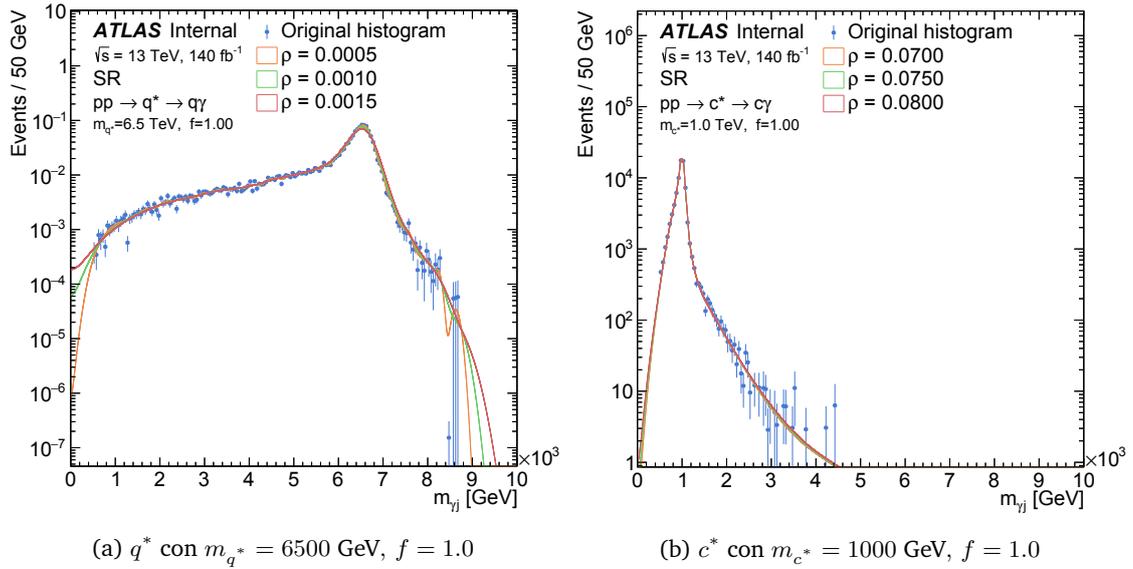


Figura 9.1: Optimización de los fine-factors para señales de EQs q^* y c^* . Los puntos representan la distribución original y las líneas de colores las distintas *pdfs* estimadas con el método KDE.

Una vez obtenidas todas las *pdfs*, los modelos de señales para cualquier masa y/o acoplamiento intermedios se obtienen con un método de interpolación de momentos descrito en la Ref. [162]. La interpolación se realiza de a pares: para obtener cualquier *pdf* intermedia, se utilizan las dos más cercanas al valor de masa/acoplamiento deseado. Por ejemplo, para obtener una señal interpolada con $m_{q^*} = 3200$ GeV, las señales que se utilizan para la interpolación son las que tienen $m_{q^*} = 3000$ GeV y $m_{q^*} = 4000$ GeV. En la Figura 9.2 se muestran las señales interpoladas con líneas discontinuas y las originales con líneas sólidas para el modelo q^* . Para todas las señales interpoladas las formas conducen a una transición suave entre las muestras de señales originales.

9.2. Aceptancias y eficiencias

La selección de eventos descrita en el capítulo anterior tiene por objetivo reducir todos los fondos que no sean del canal s de producción γ +jet, manteniendo una alta eficiencia de señal. Además, se utiliza el novedoso tagger GN2 para separar la región de señal inclusiva SR en tres ortogonales: SRB para b -jets, SRC para c -jets, y SRL para l -jets. Este es un aspecto crucial en el análisis ya que permite, por primera vez en el LHC, estudiar resonancias de EQ iniciadas por un c^* , ortogonales a otros sabores.

En la Tabla 9.1, se muestran el número de eventos para cada fondo considerado¹ y el número de eventos de señal en cada una de las SR, para dos señales de referencia. Las regiones de señal en las tablas, sin embargo, tienen un corte adicional en $m_{\gamma+j}$ de forma que sólo se cubre una ventana de 2000 GeV alrededor de la señal hipotética. Por ejemplo, para señales con una masa hipotética de 2000 GeV, se seleccionan eventos con

¹ El fondo de jets falseando fotones se estudia en el Capítulo 10.

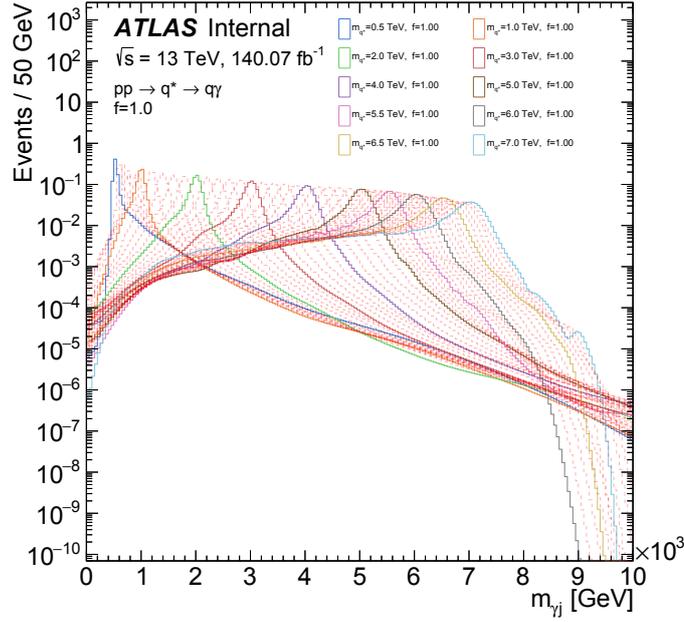


Figura 9.2: Ilustración del método de interpolación de momentos para la interpolación de las distribuciones de $m_{\gamma+j}$ de señal. Las pdfs originales se muestran con las líneas de sólidas de distintos colores, mientras que todas las pdfs interpoladas están representadas por las líneas discontinuas rojas.

Tabla 9.1: Significancias de señales de EQs sobre el fondo total en las regiones de señal SR, SRB, SRC y SRL. Las señales consideradas para cada sabor tienen un valor de la constante de acoplamiento de $f = 1.0$.

(a) $m = 2000$ GeV en una ventana de $1000 < m_{\gamma+j} < 3000$ GeV

Región de señal	SR	SRB	SRC	SRL
Fondo total	89030.428	2570.406	14911.838	71548.184
jet $\rightarrow \gamma$	3649.795	180.319	673.710	2795.767
γ + jets PYTHIA	85380.633	2390.087	14238.128	68752.418
b^*	242.824, $Z = 0.810$	147.637, $Z = 2.880$	40.605, $Z = 0.330$	54.582, $Z = 0.200$
c^*	1576.968, $Z = 5.270$	108.852, $Z = 2.130$	729.760, $Z = 5.930$	738.356, $Z = 2.760$
q^*	31183.749, $Z = 99.160$	625.209, $Z = 11.880$	4335.836, $Z = 33.970$	26222.705, $Z = 92.810$

(b) $m = 4000$ GeV en una ventana de $3000 < m_{\gamma+j} < 5000$ GeV

Región de señal	SR	SRB	SRC	SRL
Fondo total	200.888	5.999	27.677	167.212
jet $\rightarrow \gamma$ fake	7.014	0.334	1.419	5.260
γ + jets PYTHIA	193.874	5.665	26.258	161.951
b^*	0.708, $Z = 0.050$	0.281, $Z = 0.110$	0.136, $Z = 0.030$	0.291, $Z = 0.020$
c^*	5.514, $Z = 0.390$	0.337, $Z = 0.140$	1.668, $Z = 0.310$	3.509, $Z = 0.270$
q^*	295.673, $Z = 17.530$	6.803, $Z = 2.410$	33.739, $Z = 5.520$	255.131, $Z = 16.500$

$1000 \leq m_{\gamma+j} \leq 3000$ GeV. Las señales mostradas corresponden a los tres sabores considerados. Para cada señal, como se puede apreciar, se muestra también la significancia de la misma según

$$Z = \sqrt{2 \left((s + b) \ln \left(1 + \frac{s}{b} \right) - s \right)}. \quad (9.1)$$

En ambos casos, la señal de q^* es la que presenta el mayor valor de significancia, independientemente de la región de señal. Esto es consecuencia de la mayor sección eficaz que tiene este proceso y, por este motivo, se utiliza la región SR inclusiva para buscar señales q^* .

Una característica importante a destacar es el marcado aumento de la sensibilidad de b^* en la región dedicada SRB en comparación con la inclusiva. En el caso de b^* con $m_{b^*} = 2000$ GeV, la significancia aumenta en un factor de 3.5. Esta mejora se debe al impresionante rendimiento del tagger GN2, que permite una gran separación de b -jets frente a otros sabores.

Con respecto a las señales de c^* , la región SRC conduce también a un aumento de la significancia sobre el fondo, en comparación con la región inclusiva SR. Este es prominente a masas más bajas, donde el rendimiento del tagger GN2 es óptimo. Sin embargo, dado que no se puede obtener una separación perfecta entre c -quarks y l -quarks con GN2, una cantidad no despreciable de eventos c^* permanecen en la región l -tagged SRL. Con el fin de lograr una mayor sensibilidad para esta señal en particular, la búsqueda de las señales c^* se lleva a cabo en tres regiones ortogonales simultáneamente, en lo que sigue denominadas SRC+SRB+SRL.

Las secciones eficaces de producción de señales se pueden transformar a la sección eficaz visible multiplicándolas por $A \times \varepsilon$, donde A es la probabilidad de que el criterio de selección de eventos acepte el evento señal (EQ o QBH en este trabajo), referido como la *aceptancia*, y ε es la eficiencia de reconstrucción e identificación. El factor $A \times \varepsilon$ es de crucial interés también para la comunidad de altas energías, ya que permite comparar los resultados teóricos con los experimentales.

La aceptación se calcula para cada señal como la relación

$$A = \frac{N_{\text{pass}}^{\text{truth}}}{N_{\text{total}}} \quad (9.2)$$

donde N_{total} es el número total de eventos generados y $N_{\text{pass}}^{\text{truth}}$ es el número de eventos que superan los criterios de selección de eventos a nivel de partícula (es decir, toda la selección basada únicamente en cortes cinemáticos). Por otro lado, la eficiencia de selección se calcula como

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{pass}}^{\text{reco/ID}}}{N_{\text{pass}}^{\text{truth}}}, \quad (9.3)$$

y $N_{\text{pass}}^{\text{reco/ID}}$ es el número de eventos que superan todos los requisitos de reconstrucción e identificación, como la identificación y aislamiento de fotones, la limpieza de jets y el trigger.

La Tabla 9.2 muestra la aceptación medida para dos señales de EQ de referencia con masa diferente, y se muestran todos los valores de aceptación en la Figura 9.3a, para cada sabor y con acoplamiento $f = 1$. Los mismos resultados para las señales de QBH se presentan en la Figura 9.3b. Para las señales de c^* y b^* , puede observarse que se obtienen aceptancias más bajas en comparación con las señales de q^* . La razón de este comportamiento se debe al veto leptónico que se realiza. Es probable que los quarks más pesados decaigan en quarks más livianos acompañados por un bosón W que decae en un par de leptones $\ell\bar{\nu}$, o en un par de quarks que hadronizan, entonces lo más probable es que un leptón esté presente en el evento en este caso. En el caso de q^* , sólo $\sim 10\%$ de los eventos contienen

Tabla 9.2: Medidas de aceptancias para las dos señales de referencia de q^* con $f = 1.0$. En la tabla, ε_{abs} hace referencia a la eficiencia absoluta de cada corte por separado, mientras que ε_{rel} denota la eficiencia relativa de cada corte, es decir, la fracción de eventos que pasa un corte con respecto al número de eventos que pasó el corte anterior.

Corte	$m_{q^*} = 4000 \text{ GeV}$			$m_{b^*} = 4000 \text{ GeV}$		
	Eventos	ε_{abs}	ε_{rel}	Eventos	ε_{abs}	ε_{rel}
Eventos totales	50000	1.0000		50000	1.0000	
$N_\gamma > 0$ y $N_{\text{jets}} > 0$ luego de sel. baseline	47702	0.9540		47318	0.9464	
$N_\gamma > 0$ y $N_{\text{jets}} > 0$ luego del OR	47356	0.9471	0.9927	45304	0.9061	0.9574
$N_\gamma > 0$ y $N_{\text{jets}} > 0$ luego de sel. de objetos de señal	45811	0.9162	0.9674	42505	0.8501	0.9382
Skim $N_\gamma > 0$	45811	0.9162	1.0000	42505	0.8501	1.0000
Skim $p_T^\gamma > 145 \text{ GeV}$	45796	0.9159	0.9997	42500	0.8500	0.9999
Skim $ \eta^\gamma < 1.37$ or $(1.52 < \eta^\gamma < 2.37)$	45796	0.9159	1.0000	42500	0.8500	1.0000
Skim $N_{\text{jets}} > 0$	45796	0.9159	1.0000	42500	0.8500	1.0000
Skim $N_{\text{leptons}} = 0$	44304	0.8861	0.9674	29659	0.5932	0.6979
$p_T^\gamma > 150 \text{ GeV}$	44304	0.8861	1.0000	29658	0.5932	1.0000
$p_T^{\text{jet}} > 150 \text{ GeV}$	43612	0.8722	0.9844	28504	0.5701	0.9611
$ \eta^j < 1.37$ o $(1.52 < \eta^j < 2.37)$	41197	0.8239	0.9446	27362	0.5472	0.9599
$m_{\gamma j} > 500 \text{ GeV}$	41180	0.8236	0.9996	27291	0.5458	0.9974
$ \Delta\eta(\gamma, j) < 1.6$	30219	0.6044	0.7338	19821	0.3964	0.7263
$ \eta^\gamma < 1.37$	30056	0.6011	0.9946	19603	0.3921	0.9890
$ \eta^j < 1.37$	29880	0.5976	0.9941	19472	0.3894	0.9933
$\Delta R_{\text{min}}(\gamma, j) \geq 1.0$	27795	0.5559	0.9302	18073	0.3615	0.9282
$(p_T^{\text{jet}} - p_T^\gamma)/p_T^\gamma \leq 0.5$	27795	0.5559	1.0000	18073	0.3615	1.0000
Aceptancia		0.5559			0.3615	

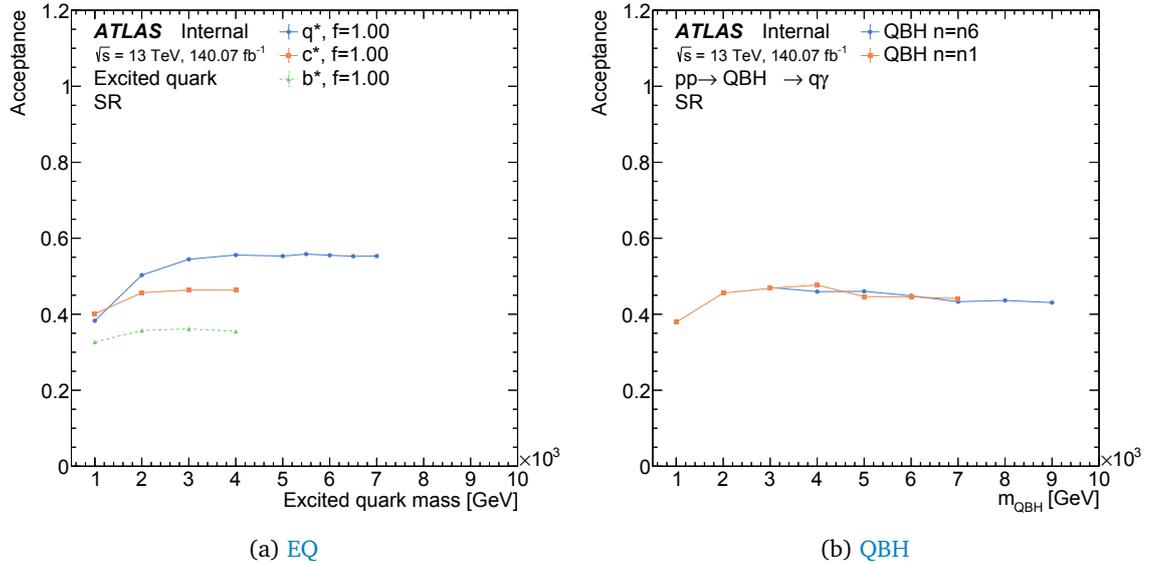


Figura 9.3: Aceptancias para las señales de EQ (izquierda) y QBH (derecha).

un leptón, mientras que este número aumenta hasta casi $\sim 30\%$ para la señal de b^* , como se observa en la Tabla 9.2.

Del mismo modo, en la Figura 9.4 y en la Tabla 9.3, se muestran las eficiencias de reconstrucción e identificación para los tres tipos de señales de EQ. Como era de esperar, el mejor rendimiento se obtiene para las señales de q^* cuando no se aplica ningún WP de FTAG (b o c -tagging). Además, se evidencia de las figuras una disminución significativa de la eficiencia en el rendimiento del tagger GN2 a altas masas y esto se refleja en las

eficiencias medidas en las Figuras 9.4b y 9.4c, donde para masas grandes la eficiencia del tagger disminuye hasta casi la mitad de su valor inicial.

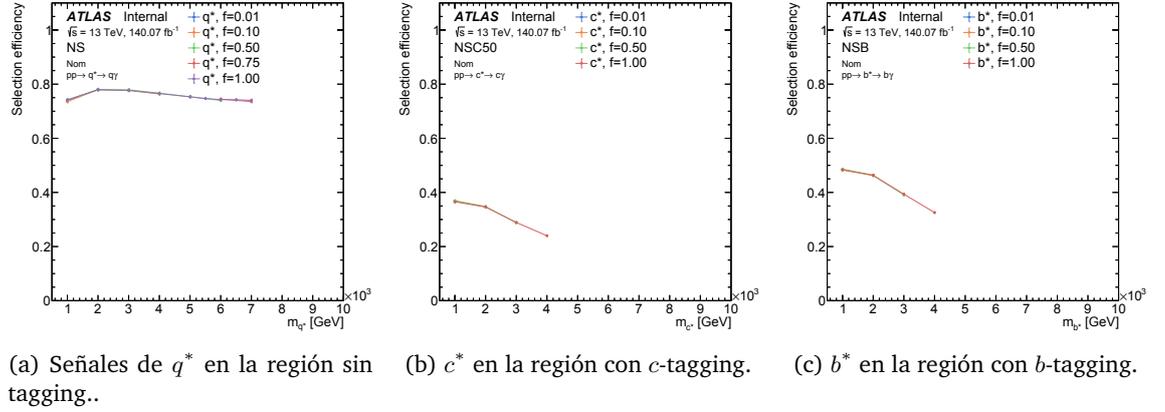


Figura 9.4: Eficiencias de reconstrucción e identificación para las señales de EQs.

Tabla 9.3: Eficiencias de reconstrucción e identificación para las señales de EQs sin aplicar etiquetado de sabores, aplicando b -tagging y aplicando c -tagging.

Corte	No FTAG, $m_{q^*} = 4.0$ TeV			b -tag, $m_{b^*} = 4.0$ TeV			c -tag, $m_{c^*} = 4.0$ TeV		
	Eventos	ϵ_{abs}	ϵ_{rel}	Eventos	ϵ_{abs}	ϵ_{rel}	Eventos	ϵ_{abs}	ϵ_{rel}
All	6.0000×10^4	-	1.0000	6.0000×10^4	-	1.0000	6.0000×10^4	-	1.0000
GRL	6.0000×10^4	-	1.0000	6.0000×10^4	-	1.0000	6.0000×10^4	-	1.0000
Cleaning	5.9841×10^4	-	0.9973	5.9819×10^4	-	0.9970	5.9808×10^4	-	0.9968
Trigger	5.7381×10^4	0.9564	0.9589	5.6861×10^4	0.9477	0.9506	5.6961×10^4	0.9494	0.9524
Good Vertex	5.7381×10^4	0.9564	1.0000	5.6861×10^4	0.9477	1.0000	5.6961×10^4	0.9494	1.0000
Bad Jet/Muon veto	5.7380×10^4	0.9563	1.0000	5.6859×10^4	0.9476	1.0000	5.6961×10^4	0.9494	1.0000
Skim	5.3414×10^4	0.8902	0.9309	5.2514×10^4	0.8752	0.9236	5.2682×10^4	0.8780	0.9249
Photon Tight ID y aislado	4.5905×10^4	0.7651	0.8594	4.5196×10^4	0.7533	0.8606	4.5517×10^4	0.7586	0.8640
b -jet PCBT bin ≥ 4 (b-tag)	-	-	-	1.9534×10^4	0.3256	0.4322	-	-	-
b -jet PCBT bin < 4 (b-veto)	-	-	-	-	-	-	4.2660×10^4	0.7110	0.9372
c -jet PCCT bin ≥ 2 (c-tag)	-	-	-	-	-	-	1.4405×10^4	0.2401	0.3377
Eficiencia	0.7651			0.3256			0.2401		

9.3. Incertezas sistemáticas

Las incertezas sistemáticas constituyen uno de los aspectos más importantes en una búsqueda de nueva física, dado que afectan los valores esperados de la señal en las distintas regiones de señal del análisis. Estas incertezas se incluyen en el modelo estadístico como NPs, explicados en la Sección 6.1.2. Como en este análisis el fondo se obtiene directamente de los datos, las incertezas sistemáticas sólo entran en el modelo estadístico a través de las señales. Sin embargo, las incertezas relacionadas con el modelado del fondo se siguen teniendo en cuenta, como se discute en el Capítulo 10. Hay dos tipos de incertezas sistemáticas que afectan a las señales: experimentales y teóricas, que ambas se describen a continuación y las principales se muestran en la Tabla 9.4.

Tabla 9.4: Principales incertezas sistemáticas consideradas para las muestras de EQ y QBH.

Incerteza	q^*	c^*	b^*	QBH $n = 1$	QBH $n = 6$
PDFs	0.3 %	0.5 %	0.6 %	-	-
Pile-up	1.5 %	1.4 %	1.4 %	1.4 %	1.4 %
Identificación de fotones	0.5 %	0.5 %	0.5 %	0.5 %	0.6 %
Aislamiento de fotones	1.3 %	1.3 %	1.3 %	1.3 %	1.3 %
Resolución de energía de fotones	< 0.1 %	0.1 %	< 0.1 %	< 0.1 %	< 0.1 %
Escala de energía de fotones	0.2 %	0.1 %	0.1 %	< 0.1 %	< 0.1 %
Resolución de energía de jets	1.2 %	1.1 %	1.0 %	0.9 %	0.9 %
Escala de energía de jets	0.6 %	0.5 %	0.5 %	0.5 %	0.4 %
b -tagging (SRB)	-	3 %	3 %	-	-
c -tagging (SRC)	-	*30 %	-	-	-
c -tagging (SRL)	-	*30 %	-	-	-

9.3.1. Incertezas experimentales

Las incertezas experimentales surgen de las incertezas en la simulación del detector, la reconstrucción o calibración de los objetos físicos, las correcciones debidas al pileup o a la luminosidad.

Para cada una de las fuentes de incerteza consideradas, a excepción de las de luminosidad, se estudia su efecto en la diferencia relativa observada en la eficiencia de selección de las señales.

Incertezas en la luminosidad y el reescalo del pileup

La incerteza en la luminosidad integrada combinada del Run-2 se obtiene utilizando el detector LUCID-2 [110] para las medidas de luminosidad primaria complementado con medidas utilizando el ID y los calorímetros. La incerteza obtenida es de 0.83 % [109]. Además, es necesario tener en cuenta las incertezas relacionadas con el reescalo de los eventos MC para que sus distribuciones de pileup coincidan con la de los datos, para lo cual se añade al ajuste un NP que permite variaciones en el reescalo de los eventos de pileup [163]. El efecto de esta incerteza sobre la diferencia relativa en la eficiencia de selección es menor al 1.5 %.

Incertezas relacionadas a los fotones

La incerteza en la identificación de fotones se evalúa aplicando las incertezas de los FFs calculados en Capítulo 5 y se encuentra que son menores al 0.5 %. En cuanto a las incertezas en el aislamiento de fotones, se calculan aplicando desplazamientos basados en datos a las formas simuladas de la variable E_T^{iso} . El efecto de estas incertezas en la eficiencia de la selección es, en todos los casos, < 1.3 %. La estimación de la incerteza en la escala y

resolución de energía de los fotones también es considerada y son $< 0.5\%$.

Escala y resolución de energía de los jets

Las incertezas asociadas a los jets se estiman siguiendo la metodología descrita en las Refs. [164] y [165]. Entre ellas están la incerteza asociadas a la resolución de energía, que se obtiene a partir de la variación del *smearing* de jets de MC a datos para la corrección de la resolución, usando eventos con dos jets y datos sin sesgo de trigger mediante conos aleatorios. Las incertezas relacionadas con la escala de energía (JES) surgen de la intercalibración en η en eventos dijet, balance de $Z (\rightarrow ee, \mu\mu) + \text{jets}$, balance $\gamma + \text{jet}$ y balance multijet y la propagación de partículas individuales en regímenes de alto p_T . También se tienen en cuenta las incertezas debidas al tagging erróneo dado por el algoritmo de supresión de pileup y el impacto del generador de MC. Se ha comprobado que las incertezas de los jets no son superiores al 1.2% .

Incertezas en flavor-tagging

Este análisis depende en gran medida de la identificación de b -jets y c -jets. Todos los algoritmos de tagging de sabores pesado empleados conllevan incertezas sistemáticas que deben tenerse en cuenta. Las incertezas de b -tagging se dan como un conjunto reducido de NP que consisten en incertezas en los SFs de las eficiencias de b -tagging, mal rechazo de c -jet y mal rechazo de l -jet. Se encuentra que las incertezas de b -tagging en la eficiencia de selección son como máximo del 3% . Dado que los cálculos finales aún no están listos para las incertezas de c -tagging, se considera una incerteza fija y muy conservadora del 30% para las regiones de señal del análisis que las involucren (SRC y SRL).

9.3.2. Incertezas teóricas

Los modelos de EQs determinados a partir de simulaciones MC están sujetos a incertezas teóricas. Dado que los eventos de EQs fueron generados y simulados con PYTHIA, sólo incertezas en la selección de las PDFs son consideradas. La incerteza en la PDF se estima utilizando 100 réplicas alternativas de la PDF. Estas las proporciona el grupo NNPDF [157] y codifican las incertezas que entran en el ajuste de la PDF y en el método de ajuste en sí. La incerteza de la PDF viene dada por la desviación estándar sobre toda la muestra de réplicas de PDFs. En este análisis, tiene un valor máximo del 0.6% .

En cuanto a las incertezas teóricas para las muestras de QBHs, estas están menos motivada que las de EQs, dado que ninguna de las PDFs incluye los efectos de gravedad y se desconoce la escala QCD para la gravedad.

ESTIMACIÓN DEL FONDO **10**

“Only those who will risk going too far can possibly find out how far one can go.”

T. S. Elliot

Con la selección de eventos descrita en el Capítulo 8, los eventos con FPs y los eventos del canal t se redujeron en gran medida, aumentando la significancia de la señal, proporcionando así un escenario excelente para la búsqueda de resonancias en el espectro de masas invariantes $m_{\gamma+j}$. En este capítulo se describe en primer lugar (Sección 10.1) la estimación del fondo en estas regiones de señal, en particular aquel en el que un jet falsea un fotón. El fondo en este tipo de búsqueda de resonancia se modela con una función analítica, y se necesitan varios tests estadísticos para definirlo. En la Sección 10.2, se presenta la selección de la(s) función(es) óptima(s), donde se discuten en detalle todos los pasos para lograrlo.

10.1. Estimación del fondo de jets falseando fotones

Los principales fondos encontrados para este análisis son aquellos en los que hay al menos un fotón y un jet en el estado final. Aunque los eventos SM γ +jet (fotones prompt discutidos en Sección 1.1.4) son el fondo dominante, los eventos de jets falseando fotones son otra fuente importante de fondo que hay que tener en cuenta.

Los jets pueden ser identificados erróneamente como fotones (fotones falsos) si contienen un π^0 muy energético, dando lugar a un objeto EM indistinguible de un fotón real y altamente energético (también llamado fotón prompt). Para hacer frente a los grandes fondos conteniendo jets se aplica el criterio de identificación Tight a los candidatos a fotón. Se espera que esta selección contenga fotones prompt con una contaminación de jet moderada. Como no se espera que esta tasa de identificación errónea se modele con precisión en MC, se ha utilizado un método basado en datos. La identificación offline Tight es por diseño más ajustada que el trigger de fotones usado para recolectar los

datos, por lo que hay una fracción no despreciable de jets candidatos a fotones que fallan el WP Tight pero satisfacen alguna selección intermedia. Estos jets similares a fotones, a partir de ahora llamados pseudofotones (o Non-Tight), se definen como aquellos que pasan la identificación Loose pero fallan (al menos) uno de los cortes en las siguientes SSs utilizadas en la identificación Tight [119]: w_1 , f_{side} , ΔE y E_{ratio} .

Para estimar el número de jets falseando fotones en las regiones de señal del presente análisis se emplea una combinación de dos métodos. Utilizando el método ABCD con las diferentes distribuciones de aislamiento calorimétrico de fotones reales y falsos es posible estimar lo que se conocen como Fake Factors (FFs) que permiten obtener el número de fotones falsos en las regiones de señal [166–169]. El segundo método permite contar correctamente el número de fotones reales y falsos en las regiones delimitadas por el método ABCD, haciendo uso de un procedimiento secuencial de ajustes a la distribución de aislamiento de fotones en datos y MC.

Tabla 10.1: Selección de eventos utilizada para los estudios de jets falseando fotones utilizando el método ABCD y ajustes a las variables de $E_{\text{T}}^{\text{iso}}$. En la Ec. 3.1 se define la expresión de $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$.

Selección	
Trigger	HLT_g140_loose
N_{γ}	≥ 1
p_{T}^{γ} [GeV]	> 150
$p_{\text{T}}^{\text{jet}}$ [GeV]	> 60
N_{jets}	> 0
N_{leptons}	0
Aislamiento de trazas	$p_{\text{T}}^{\text{iso}} < 0.05$
$ \eta^{\gamma} $	$ \eta < 1.37$ o $1.52 < \eta < 2.37$
$m_{\gamma+j}$ [GeV]	$m_{\gamma+j} > 500$

Para este estudio se utilizan fotones identificados con el WP Loose y no aislados. Una descripción completa de la selección de eventos utilizada se encuentra en la Tabla 10.1. Es importante señalar que los fotones Tight y aislados utilizados en la búsqueda son sólo un subconjunto de los utilizados en este estudio de estimación del fondo. Al requerir que los fotones Loose no aislados pasen la selección mostrada en la Tabla 10.1 y además pasen la identificación Tight y $E_{\text{T}}^{\text{iso}} < 0$ GeV (ver la Ec. 3.1), se recuperan los fotones Tight y aislados utilizados en la búsqueda. Finalmente se lleva a cabo un procedimiento manual de eliminaciones de objetos superpuestos entre los fotones y los jets para eliminar el jet solapado con el fotón Loose si $\Delta R(\gamma, j) < 0.4$.

Este método se lleva a cabo utilizando datos, pero, dado que el *unblinding* de los datos completos del Run-2 no se realiza hasta la última etapa del análisis, sólo se utiliza el conjunto de datos de 2015+2016, ya que ya fue observado en un trabajo anterior de la colaboración ATLAS [170].

10.1.1. Método ABCD

El método ABCD define una región de señal A y tres regiones de control: B , C y D . Estas regiones se definen variando el estado de identificación entre Tight y Non-Tight, y también cambiando los requisitos de aislamiento calorimétrico (aislado y no aislado) [171]. La definición completa de las regiones ABCD es la siguiente

- Región A : Fotones Tight y $E_T^{\text{iso}} < 0$ GeV,
- Región B : Fotones Tight y $E_T^{\text{iso}} > 8$ GeV,
- Región C : Fotones Non-Tight y $E_T^{\text{iso}} < 0$ GeV,
- Región D : Fotones Non-Tight y $E_T^{\text{iso}} > 8$ GeV,

donde E_T^{iso} se definió en la Ec. 3.1. La Figura 10.1 muestra las cuatro regiones diferentes resultantes.

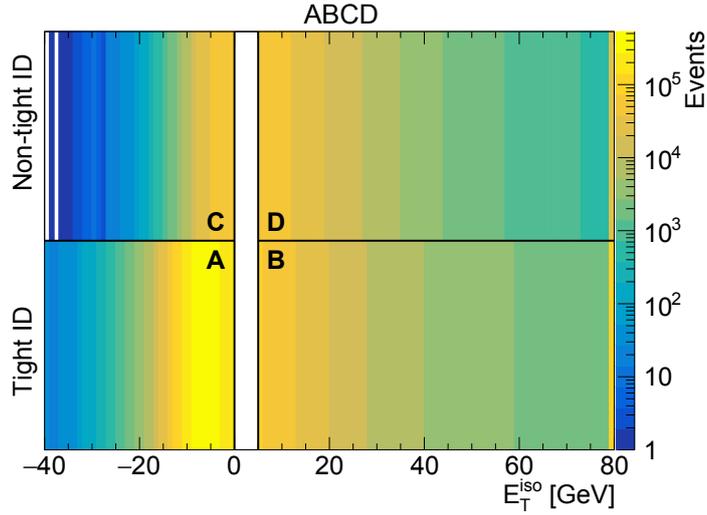


Figura 10.1: Distribución bidimensional en el plano de identificación vs. E_T^{iso} obtenida de los datos.

Suponiendo que no hay contaminación de señal en ninguna región de control, las regiones B , C y D sólo se componen de fondo $N_{(B,C,D)} = N_{(B,C,D)}^b$. Además, suponiendo que no existe correlación entre el aislamiento y las SS s consideradas, se cumple la siguiente relación $N_B^b/N_A^b = N_D^b/N_C^b$. Des esta forma, podrían definirse dos FF s diferentes:

$$FF_{\text{ISO}} = \frac{N_C}{N_D} \quad FF_{\text{ID}} = \frac{N_B}{N_D}$$

Por lo tanto, el número de jets que falsan fotones se puede estimar utilizando los FF como:

$$N_{j \rightarrow \gamma} = N_A = FF_{\text{ISO}} \times N_B = FF_{\text{ID}} \times N_C. \quad (10.1)$$

Se podrían utilizar dos enfoques diferentes: modelar los fotones falsos utilizando fotones Tight pero no aislados de la región B utilizando los FF_{ISO} , o modelar los fotones falsos

utilizando el fotones Non-Tight pero aislados usando los FF_{ID} . Aunque ambos enfoques dan resultados equivalentes, se utiliza el enfoque FF_{ISO} ya que conduce a estadísticas más altas.

Utilizando el **FF**, ahora es posible estimar la contribución de fondo de los jets falseando fotones en cada región del análisis (X). Para ello, se define una región de control de jets (CRJ- X) igual a la región X pero sustituyendo los requisitos de aislamiento por los utilizados en la región B , y pesada por el correspondiente FF_{ISO} :

$$N_{j \rightarrow \gamma}^X(p_T) = FF_{ISO}(p_T) \cdot N_{CRJ-X}(p_T)$$

10.1.2. Correcciones al método de ABCD

Deben aplicarse varias correcciones al método ABCD. La primera consiste en considerar la posibilidad de una contaminación de señal en cualquiera de las regiones de control B , C o D (fotones filtrados). Restando la cantidad de eventos de señal en estas regiones, la Ec. 10.1 se convierte en:

$$N_{j \rightarrow \gamma} = \frac{N_B - N_B^s}{N_D - N_D^s} \times (N_C - N_C^s) \quad (10.2)$$

donde $N_{(B,C,D)}^s$ es el número de fotones reales en cada región. La estimación de estos números es una tarea complicada ya que se necesita para tener una descripción correcta de los fotones reales en los datos y está altamente contaminada con fotones falsos. El cálculo del número de fotones reales en los datos se realiza con un método de ajustes secuenciales a la distribución de aislamiento calorimétrico en los datos, que se explica con más detalle a continuación.

La presencia de una correlación residual del fondo en las cuatro regiones que puede manifestarse como una diferencia en las distribuciones del fondo para las regiones Tight y Non-Tight podría tenerse en cuenta calculando:

$$R = \frac{N_A^b N_D^b}{N_B^b N_C^b} \neq 1.$$

Sin embargo, como R no se puede encontrar en los datos porque eso significaría obtener N_A (es decir, mirar los datos en la región de señal), se calcula un parámetro equivalente, que también se puede escribir utilizando teniendo en cuenta los fotones reales en las regiones de control:

$$R' = \frac{N_{A'} N_{D'}}{N_{B'} N_{C'}} = \frac{(N_{A'} - N_{A'}^s)(N_{D'} - N_{D'}^s)}{(N_{B'} - N_{B'}^s)(N_{C'} - N_{C'}^s)}$$

con la definición para cada región siendo:

- región A' : Fotones Tight y $8 < E_T^{\text{iso}} < 15$ GeV.
- región B' : Fotones Tight y $16 < E_T^{\text{iso}} < 80$ GeV.

- región C' : Fotones Non-Tight y $8 < E_T^{\text{iso}} < 15$ GeV.
- región D' : Fotones Non-Tight y $16 < E_T^{\text{iso}} < 80$ GeV.

La selección particular de 8 GeV pretende definir una región sólo de fondo, pero manteniendo suficiente estadística para calcular los valores de R' . En la Figura 10.2 se muestran los valores R' en función de p_T^γ . Los valores están muy próximos a 1, con algunas excepciones en las que los valores se desvían de 1 en una cantidad máxima de $\approx 20\%$ a bajo p_T^γ .

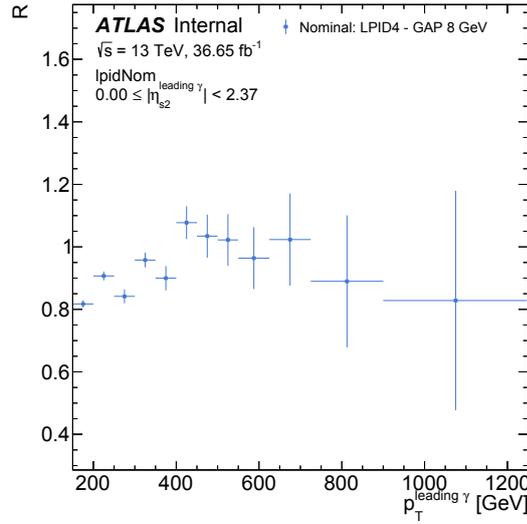


Figura 10.2: Valores medidos de R' en función de p_T^γ . Las barras de error muestran el error estadístico.

Por último, teniendo en cuenta los fotones filtrados en las regiones de control y las posibles correlaciones, la Ec. 10.2 resulta, para el número esperado jets falseando fotones:

$$N_{j \rightarrow \gamma}(p_T) = N_A^b = \left[R' \frac{N_C - N_C^s}{N_D - N_D^s} \left(1 - \frac{N_B^s}{N_B} \right) \right] \times N_B = \text{FF}_{\text{ISO}}(p_T) \times N_B(p_T). \quad (10.3)$$

10.1.3. Procedimiento de ajustes al aislamiento calorimétrico

Para estimar el número de jets falseando fotones en las regiones de señal del análisis es necesario tener una estimación del número de eventos con fotones reales en las regiones de control del ABCD: regiones B , C y D . Para ello, se realiza una serie de ajustes a la distribución de aislamiento de los datos y de fotones reales obtenidos por MC, tanto para fotones Tight como Non-Tight. El objetivo final de los ajustes secuenciales es contar con las componentes de fotones reales y falsos de los datos, que luego se utilizarán para calcular el número de fotones reales en las regiones de control del ABCD. El procedimiento utiliza las muestras de MC de las que se espera que únicamente contengan fotones reales. El cálculo se realiza en 11 bins de p_T^γ :

$$p_T^\gamma : [150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550, 625, 725, 900, \infty] \text{ GeV.}$$

La forma del aislamiento calorimétrico E_T^{iso} se ajusta de forma secuencial utilizando fotones que pasan los criterios de identificación *Tight* y *Non-Tight*, como se ha explicado anteriormente. Por definición, los eventos con $E_T^{\text{iso}} < 0$ GeV pasan el criterio de aislamiento calorimétrico y corresponden a fotones que caen en la región *A* si son *Tight* o *C* si son *Non-Tight*. Por otro lado, los eventos con $E_T^{\text{iso}} > 0$ GeV definen las regiones *B* (fotones *Tight*) y *D* (fotones *Non-Tight*). Tanto los fotones *Tight* como los *Non-Tight* contendrán un componente de fotones falsos que dominará sobre los fotones filtrados en el último caso [172, 173].

La secuencia de ajustes es la siguiente:

1. Ajuste de fotones *Tight* en MC: Dado que las muestras de fotones prompt proporcionan una buena descripción de los fotones *Tight*, su distribución de E_T^{iso} se ajusta con una función Crystal-Ball (CB)¹. Se encontró que la simple descripción CB no se acomoda bien en toda el rango ajustado, especialmente en la zona del pico de la distribución de E_T^{iso} , por lo tanto se requiere de una función más flexible. De este modo, se utiliza una versión mejorada de la CB: la Double-sided Asymmetric Crystal-Ball (DSACB)².
2. Fotones filtrados: La forma de los fotones falsos se estima sustrayendo la componente de fotones filtrados (obtenida de la simulación MC) a los datos en todo el rango E_T^{iso} . Esto proporciona una descripción muy buena de la componente de fotones falsos en las regiones *Non-Tight* (eso es, regiones *C* y *D*).
3. Ajuste combinado a los datos en regiones *Tight*: Utilizando la forma de fotones reales brindada por la función DSACB estimada en el primer paso y la forma de fotones falsos estimada en el paso anterior, se realiza un ajuste combinado a la distribución E_T^{iso} de fotones *Tight* de los datos. Ejemplos del ajuste resultante en tres bins de p_T se muestran en la Figura 10.3.

La distribución final concuerda bien con los datos, lo que indica la correcta selección de las distribuciones para cada componente. El componente de fotones reales es el responsable del pico en valores bajos de aislamiento, mientras que las componentes de fotones falsos contribuyen principalmente en el rango $0 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 40 \text{ GeV}$ contribuyendo al número total de eventos mucho menos que los reales como era de esperar. Pueden observarse algunas diferencias entre el ajuste combinado y los datos cerca del pico de la distribución, que es evidente en los residuos normalizados del ajuste. Esta diferencia también se observó en el primer paso del cálculo al modelar las componentes de los fotones reales y tiene su origen directo en el modelado gaussiano del pico.

¹ Esta función consiste en una función Gaussian pero una de las colas de ella está descripta por una forma funcional que sigue la ley de potencia.

² Como su nombre sugiere, en una DSACB, las dos colas se modelan mediante funciones que siguen de ley de potencia, y el núcleo de la distribución gaussiana tiene dos desviaciones estándar diferentes, de ahí la asimetría.

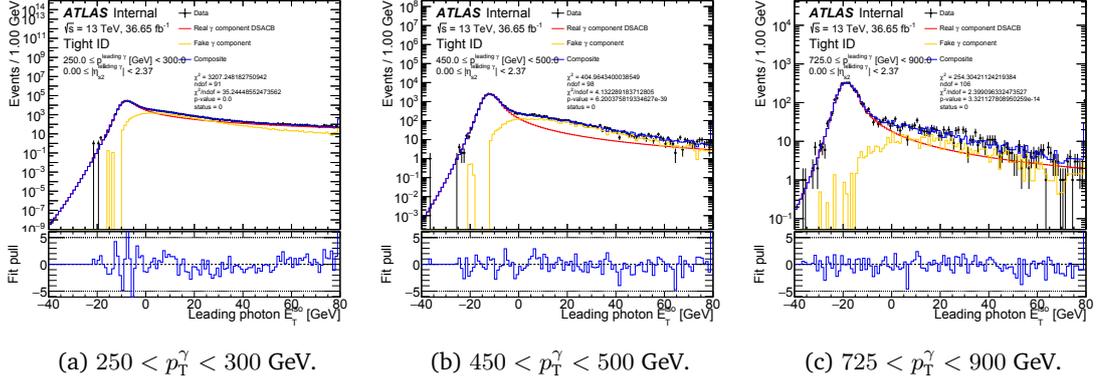


Figura 10.3: Ajuste combinado a los datos. La curva roja representa la componente de fotones reales, que se representa mediante una función del tipo **DSACB**, calculada en el primer paso de la secuencia de ajustes. El histograma amarillo es la contribución de los fotones falsos, obtenida en el segundo paso. El panel inferior de las figuras muestran los residuos normalizados (o pull) de los ajustes.

10.1.4. Resultados

Del procedimiento anterior, que utiliza el método ABCD y una secuencia de ajustes usando la distribución de E_T^{iso} se pueden extraer varias cifras clave. En primer lugar, una variable importante para comprender mejor la física subyacente es la pureza de procesos γ +jet, calculada como

$$P_A = \frac{N_{\text{real}\gamma, \text{postfit}}^A}{N_{\text{real}\gamma, \text{postfit}}^A + N_{\text{fake}\gamma, \text{postfit}}^A}.$$

Estas purzas se muestran en la Figura 10.4a y sus valores numéricos en la Tabla 10.2. Como puede observarse, se alcanzan purzas mayores al 92 % en todo el rango de p_T^γ , lo que indica que los procesos que contienen un fotón real y un jet abarcan la mayor parte de la muestra, mientras que la fracción de los procesos de jet falseando fotones son menores al 10 %.

Tabla 10.2: FFs y purzas en función de p_T^γ calculadas con los métodos descriptos previamente.

$p_T^{\text{leading}\gamma}$ [GeV]	FF_{iso}	Pureza de γ reales en region A
150 – 200	0.1873	0.9201
200 – 250	0.1885	0.9321
250 – 300	0.1901	0.9418
300 – 350	0.1918	0.9494
350 – 400	0.1934	0.9552
400 – 450	0.1948	0.9593
450 – 500	0.1956	0.9620
500 – 550	0.1956	0.9636
550 – 625	0.1943	0.9642
625 – 725	0.1891	0.9633
725 – 900	0.1703	0.9604
900 – ∞	0.0835	0.9650

Los FFs, y en particular FF_{iso} , se aplican a los eventos de datos en una región de control CRJ-X, que sólo difiere de cualquier región de señal X en el análisis al requerir fotones

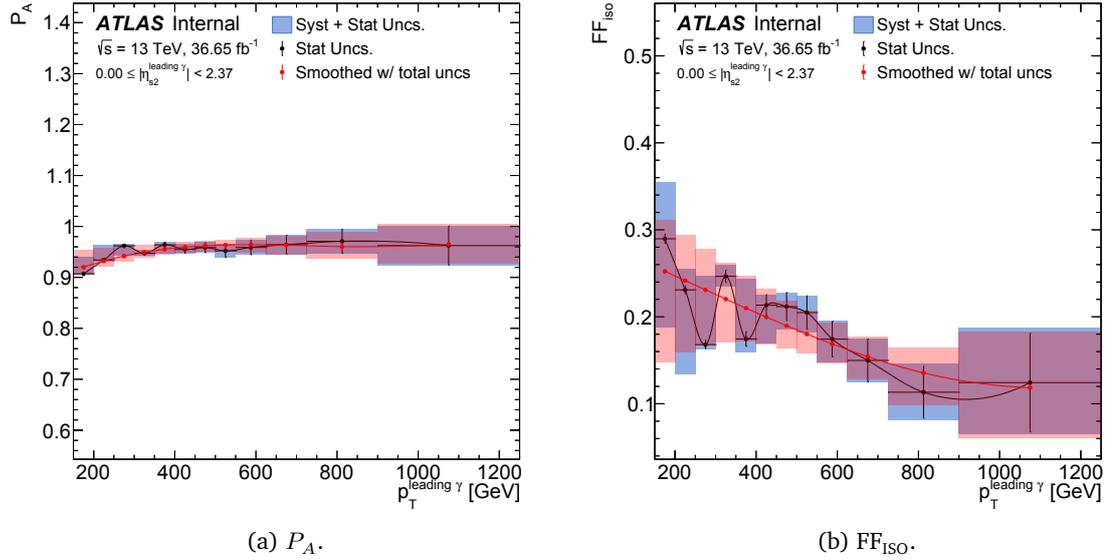


Figura 10.4: Valores medidos de la pureza de γ +jet P_A (izquierda) y de los FF_{ISO} (derecha) como función de p_T^{γ} utilizando el método ABCD. Las medidas se muestran con los puntos negros (sólo con incerteza estadística), las áreas sombreadas de azul muestran la incerteza total (estadística y sistemática añadidas en cuadratura) y los puntos rojos con las áreas sombreadas rojas las medidas suavizadas utilizando una interpolación *spline* de tercer orden.

no aislados. Los valores de FF_{ISO} , por tanto, pueden interpretarse como la probabilidad de que un jet falsee un fotón en la región X dada la tasa de fotones falsos en CRJ- X . Los resultados se muestran con los puntos negros en la Figura 10.4b y las incertezas totales con las áreas sombreadas en azul. Como se desprende en estos resultados, se observan valores FF_{ISO} inestables para $p_T^{\gamma} < 400 \text{ GeV}$ lo que puede llevar a bumps espurios introducidos por el propio método. Para ello, los valores fueron interpolados utilizando un método de *spline* de tercer orden. Los valores numéricos de los FF_{ISO} se muestran en la Tabla 10.2.

10.2. Modelado del fondo

La tarea más compleja en una búsqueda de resonancias es el correcto modelado del fondo. Como se ha mencionado anteriormente, este análisis sólo hace uso de las muestras simuladas del fondo para optimizar la selección de eventos y seleccionar las posibles formas funcionales para modelar el fondo. Al mismo tiempo que se selecciona la forma funcional óptima, se selecciona el rango en el que se realizarán los ajustes, para luego clasificar las combinaciones de modelos funcionales y rangos de ajuste basándose en el valor de la Señal Espuria (**SS**). Una vez que se realiza la búsqueda propiamente dicha en los datos, se utiliza la función del fondo y el rango de ajuste que da la **SS** más baja para ajustar los datos.

10.2.1. Familia de funciones

Para modelar los fondos irreducibles y reducibles de forma inclusiva, se utiliza la siguiente familia de funciones:

$$f_b(x \equiv m_{\gamma+j}/\sqrt{s}) = (1-x)^{p_0} x^{-\sum_{i=1} p_i (\ln x)^{i-1}} \quad (10.4)$$

Esta familia de funciones se usa habitualmente en búsquedas de resonancias en un espectro de fondo de decaimiento suave, como aquellos brindados por estados finales de dos jets, de pares fotón+jet [170, 174]. Estas, además, permiten modificar la forma funcional añadiendo o quitando Grados de Libertad (**dof**). Existen múltiples formas de añadir **dofs** adicionales, cada una de las cuales tiene un efecto diferente en el ajuste. La función de fondo siempre se escalará por su normalización, de modo que la función de fondo final es:

$$f_b(x \equiv m_{\gamma+j}/\sqrt{s}) = n_{\text{bkg}} (1-x)^{p_0} x^{-\sum_{i=1} p_i (\ln x)^{i-1}} \quad (10.5)$$

En lo que sigue, al contar el número de parámetros se incluye la normalización. Por ejemplo, una función *dof3* tendrá 3 parámetros que controlan su forma y uno que controla la normalización, por lo que tendrá un total de 4 parámetros.

Estas funciones se prueban en predicciones **MC** con el fin de determinar qué funciones deben considerarse para el ajuste de las distribuciones de datos. La elección se realiza teniendo en cuenta la estadística total del espectro de $m_{\gamma+j}$, los tests de **SSs**, tests de inyección de señal y tests *F*.

10.2.2. Preparación de las muestras

Para los estudios de modelización del fondo se utilizan dos tipos diferentes de muestras: toys y Asimov. Estas muestras se derivan directamente de la distribución de fondo del **MC** que consiste en eventos de γ +jet y de jet falseando fotones. La estrategia para generar estas muestras se resume en el diagrama de la Figura 10.5 y a continuación se describe detalladamente cada paso.

Suavizado del fondo de jets falseando fotones

Se observó que aproximadamente 5% de la muestra γ +jet está poblada por eventos de fotones falsos. Este fondo se estima directamente a partir de datos en regiones de control que fallan el aislamiento calorimétrico y luego se pesa por el **FF** correspondiente en función del p_T^γ . Sin embargo, especialmente a valores altos de $m_{\gamma+j}$, se encuentra que hay muy pocos eventos pero que cuando se añaden al fondo dominante de γ +jet, distorsionan la distribución suave y empiezan a aparecer bumps artificiales mostrados en la Figura 10.6. Además, cabe notar que la contribución de los fotones falsos es siempre un orden de magnitud menor que el fondo de γ +jet.

Teniendo en cuenta estas razones, se realiza un suavizado del fondo de fotones falsos ajustando su distribución $m_{\gamma+j}$ con una función *dof8* que no se utilizará para modelar el

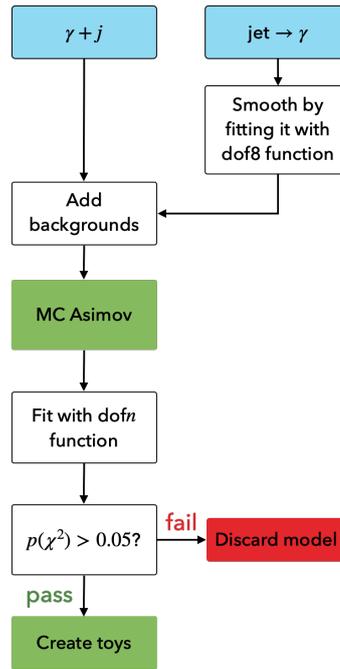


Figura 10.5: Procedimiento para la preparación de las muestras del fondo para estimar la forma funcional.

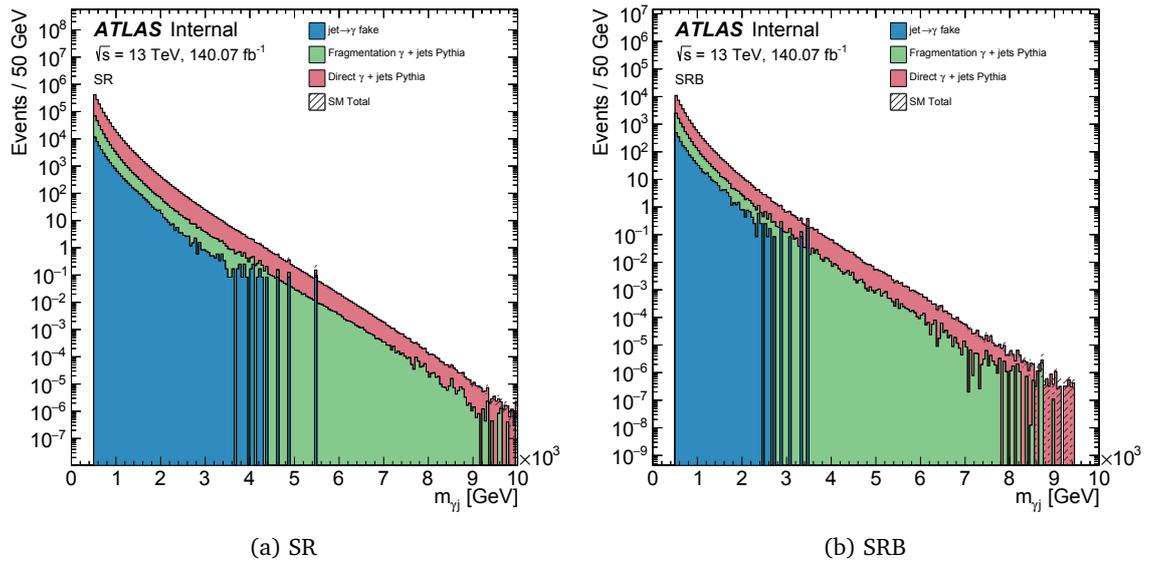


Figura 10.6: Distribución de $m_{\gamma+j}$ mostrando el efecto de los eventos aislados de fotones falsos que distorsionan la forma total, para las regiones de señal SR y SRB.

fondo combinado. Los ajustes se realizan en el rango $[500 - 10000]$ GeV, para evitar el pico de la distribución $m_{\gamma+j}$. Ejemplos de estos ajustes para diferentes regiones de señal se muestran en la Figura 10.7 donde en todos los casos se obtienen convergencias en los ajustes.

Una vez que se ha suavizado la contribución al fondo de los fotones falsos, la función resultante se añade directamente al histograma de MC del fondo de $\gamma + jet$.

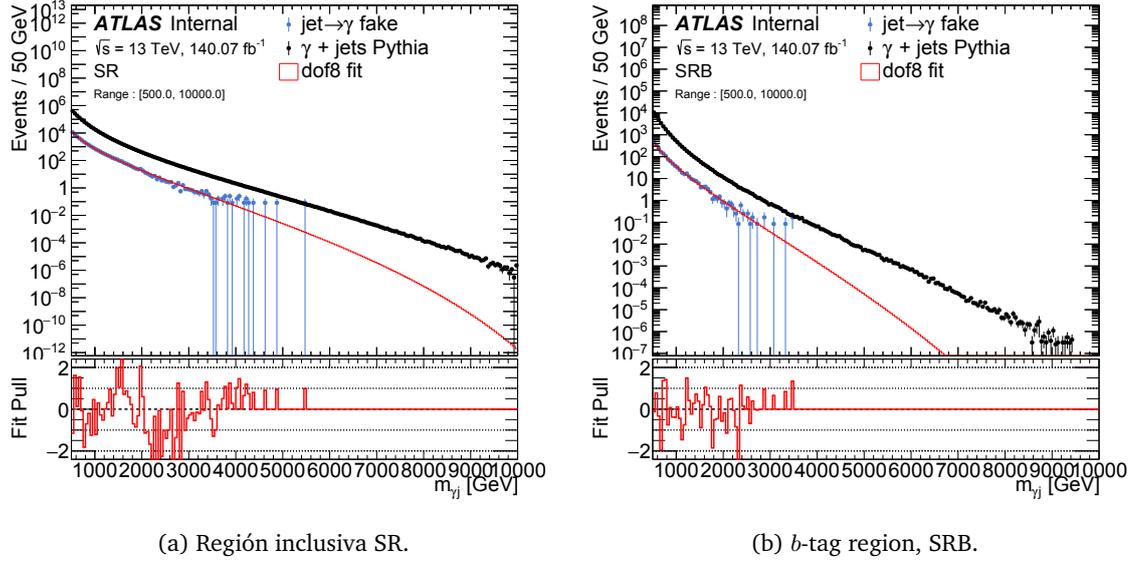


Figura 10.7: Ajustes al fondo de fotones falso utilizando la función $dof8$ en diferentes regiones de señal.

Muestras Asimov y ajustes de sólo fondo

Un muestra Asimov se define de tal manera que cuando se utiliza para evaluar los estimadores de todos los parámetros, se obtienen los verdaderos valores de los parámetros:

$$\hat{x} = x_0 \quad (10.6)$$

para todos los parámetros x , donde x_0 es el valor verdadero del parámetro. Estos conjuntos de datos se construyen como histogramas con un binneado muy fino, donde el número de eventos en cada bin es el número de eventos esperado.

El fondo de γ +jet se beneficia de tener una gran estadística lo que lo convierte en la mejor elección para modelar el espectro de masa invariante γ +jet. Por lo tanto, la muestra de γ +jet con la adición de la distribución de fotones falsos, se ajusta para crear las muestras Asimov. En primer lugar, el contenido de cada uno de los bins se establece en:

$$n_i = \begin{cases} n_i, & n_i > 0 \\ 0, & n_i \leq 0 \end{cases}, \quad (10.7)$$

y los errores de los bins son de la forma $\sqrt{n_i}$, donde n_i es el número de eventos en el bin i .

Se definen numerosas combinaciones de modelos funcionales (número de **dof**) y rangos de ajuste por región de señal. Además, con el fin de crear muestras de pseudo-datos para cada uno de los modelos funcionales y rangos, es importante garantizar que se pueda lograr un ajuste de **sólo-B** con los conjuntos de datos creados previamente. Para ello, se utilizan las distribuciones de $m_{\gamma+j}$ preparadas para crear conjuntos de datos Asimov ajustándolos con los diferentes modelos y utilizando un rango lo suficientemente grande como para acomodar todas las señales que se van a utilizar en el análisis en cada región.

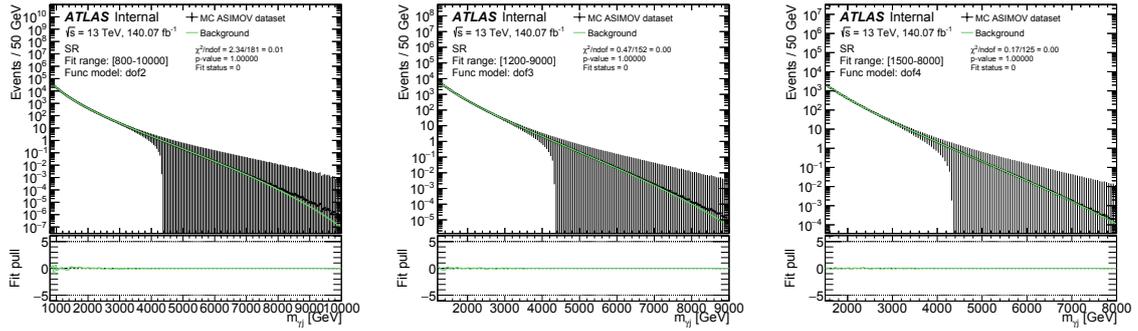


Figura 10.8: Ajustes de sólo-B utilizando diversas funciones y rangos de ajuste en la región inclusiva SR.

La Figura 10.8 muestra algunos ejemplos de los ajustes de sólo-B en la región SR. Como se puede notar, todas las funciones logran ajustar bien al fondo logrando obtener una descripción correcta de el.

Creación de pseudodatos

Los pseudodatos son esencialmente distribuciones del fondo utilizadas para imitar datos reales. Los toys se calculan a partir de ajustes de sólo-B a los conjuntos de datos Asimov y cada bin de la distribución se calcula como un número aleatorio de Poisson con media $v_i = n_i$, donde n_i es el ajuste evaluado en el bin i . Se calculan diferentes conjuntos de distribuciones de toys en función del número de parámetros con los que se haya realizado el ajuste de sólo-B. Se genera un total de 500 toys por región de señal y por modelo funcional.

Para probar los ajustes con el modelo $dofn$ se utilizan distribuciones de pseudodatos generadas a partir de un modelo más complejo, $dof(n+1)$. En la Figura 10.9, se muestran dos ejemplos de ajuste a toys. En este caso, los toys se generaron a partir de un ajuste $dof3$ al MC y ahora se están ajustando con un modelo $dof2$.

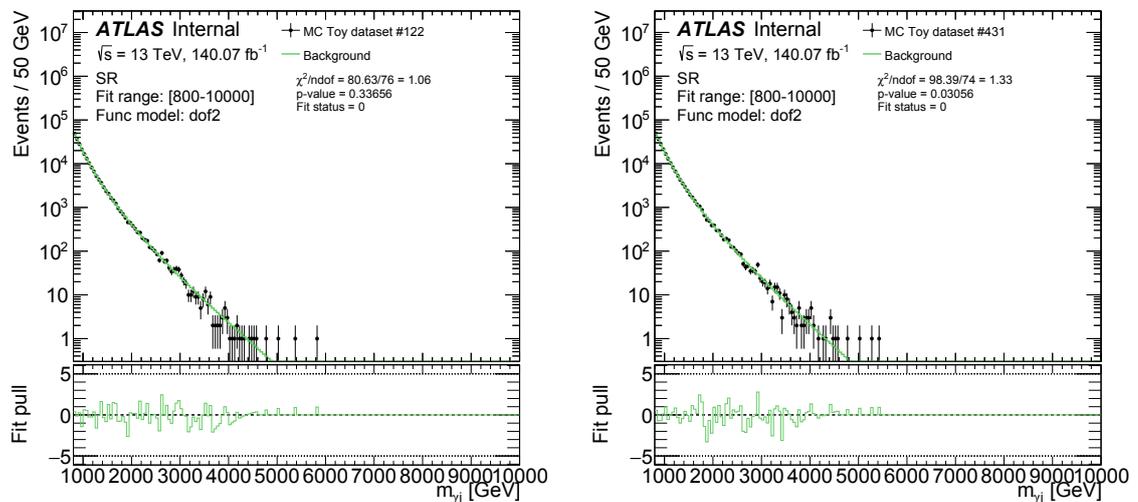


Figura 10.9: Ajustes de sólo-B a diferentes toys en la region SR.

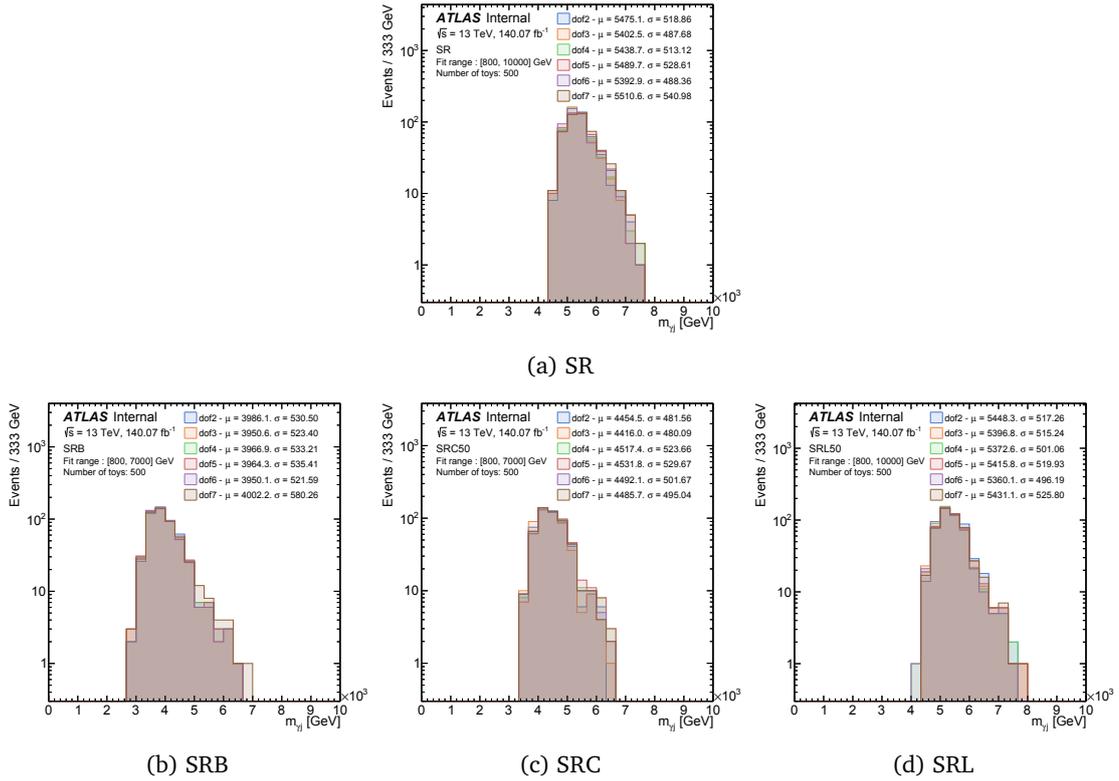
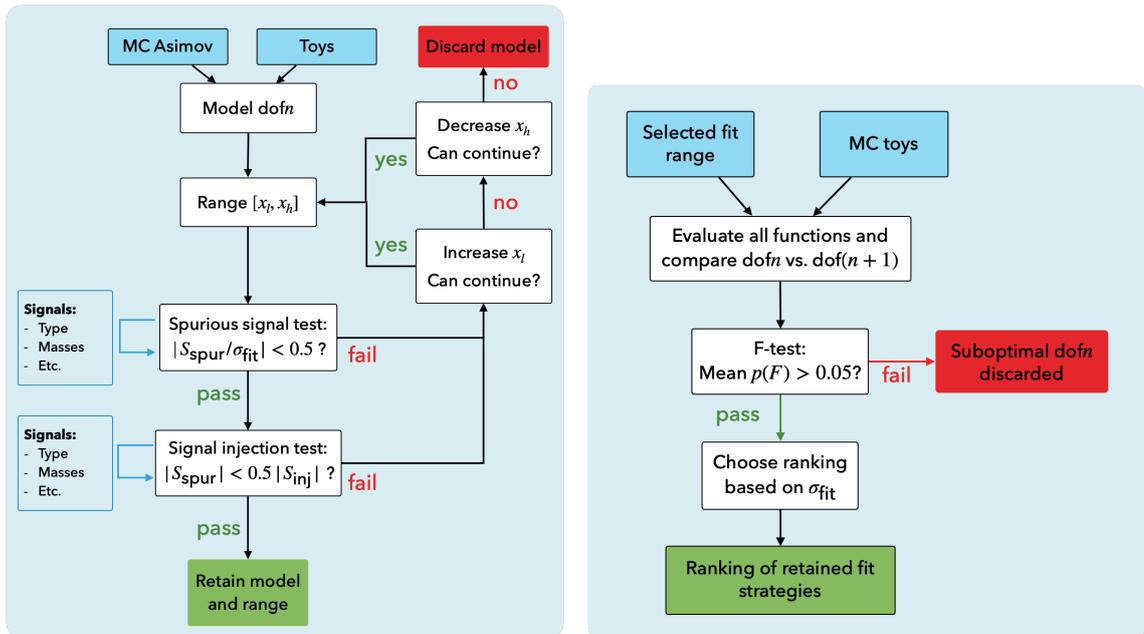


Figura 10.10: Distribuciones del máximo de valor de $m_{\gamma+j}$ observado de las muestras de pseudodatos en cada región del análisis considerada. Se muestran diferentes distribuciones para cada uno de los modelos funcionales considerados. Para cada uno de ellos, se muestra el valor medio y la desviación estándar de la distribución.

Para tener una primera aproximación al valor máximo de $m_{\gamma+j}$ que se puede obtener, en la Figura 10.10 se muestra la distribución del valor máximo observado de $m_{\gamma+j}$ para cada conjunto de toys generado a partir de los diferentes modelos funcionales. Para cualquiera de las regiones dominadas por l -jets, el valor máximo de $m_{\gamma+j}$ se sitúa aproximadamente en ~ 5500 GeV y la cola derecha se extiende hasta ~ 8000 GeV. Del mismo modo, para las regiones de c -jets y b -jets, hay eventos de toys hasta ~ 6 TeV, con la media en ~ 4 TeV. Por estas razones es importante que el límite superior de los rangos de ajuste sea siempre superior al último evento presente.

10.2.3. Estrategia para definir la función de ajuste

En la Figura 10.11a se esquematiza el proceso de selección de una combinación óptima del modelo funcional y el rango del ajuste. El proceso de validación se lleva a cabo con muestras de MC para ambas muestras creadas, toys y Asimov. Como primer paso, los ajustes de sólo-B a la muestra de Asimov deben superar los requisitos indicados en la Figura 10.5 ($p(\chi^2) > 0.05$) y, a continuación, se obtienen los toys. El primer test al que se someten las muestras es el test de Señal Espuria (SS). Los modelos y rangos que superan este test se utilizan para los tests de Inyección de Señal (SI). En caso de que todos ellos se superen, la función de ajuste se guarda y se somete a otro test, que se describe a



(a) Proceso para la validación de la función y el rango de ajuste mediante los tests de SS e Inyección de Señal (SI). (b) Esquema de la selección de la función óptima basado en el test- F .

Figura 10.11: Proceso para la validación de la función y el rango de ajuste.

continuación. Hay casos en los que los modelos funcionales no cumplen estos requisitos. Para tratar esos casos, el primer paso consiste en aumentar el límite inferior del ajuste, y se vuelve a realizar todo el procedimiento. Cuando ya no se puede aumentar el límite inferior, se puede disminuir el límite superior teniendo en cuenta que es necesario acomodar todos los modelos de señal. Para cada uno de los tests mencionados anteriormente, se presenta una explicación completa con los resultados en las secciones siguientes.

La elección de la función se realiza en función del test- F y se crea una clasificación de los modelos y rangos de ajuste en función de la SS. Este proceso se encuentra esquematizado en la Figura 10.11b.

10.2.4. Validación de la estrategia de ajuste

En las siguientes secciones se presenta un análisis detallado de cada parte del proceso de modelización del fondo. Este proceso comienza realizando los tests de SS e SI para reunir primero las posibles funciones y rangos de ajuste que se utilizarán en los ajustes finales a los datos. Estas combinaciones de rango-función se clasifican en función del valor de la SS. Por último, se utiliza el test- F para reordenar estas combinaciones.

Tests de Señal Espuria

El sesgo en el ajuste, o Señal Espuria (SS), se estima ajustando una distribución de sólo-B con un modelo combinado de S+B, en el que una de las componentes es la distribución de la señal (o una función gaussiana) y la componente de fondo son las distintas funciones

evaluadas. La SS (S_{spur}) y su incerteza (σ_{fit}) se obtienen a partir del número de eventos de la señal resultante (N_{sig}) tras el ajuste a la distribución de **sólo-B**. En un caso ideal, S_{spur} debería aproximarse a cero, lo que indica que el modelo funcional seleccionado para el fondo captura correctamente toda la distribución. La SS también puede calcularse a partir de los ajustes a las distribuciones de los toys. En tales casos, S_{spur} es el valor medio de todos los ajustes realizados a los toys y σ_{fit} se calcula como el ancho de la distribución S_{spur} . Por tanto, las dos definiciones del valor SS son:

$$S_{\text{spur}} = \begin{cases} N_{\text{sig}} & \text{if Asimov dataset,} \\ \langle N_{\text{sig}} \rangle_{\text{toys}} & \text{if Toys dataset.} \end{cases} \quad (10.8)$$

El cálculo se realiza para cada una de las masas de señal para cada modelo en cada una de las regiones de señal. La distribución de **sólo-B** puede ser el conjunto de datos Asimov o todas las distribuciones de los toys. En la Figura 10.12, se muestran dos ejemplos de ajustes a la muestra de Asimov para la región inclusiva SR. Los modelos de señal tenidos en cuenta son ambos q^* con $f = 1.0$ y utilizando las masas $m_{q^*} = 2000$ GeV y $m_{q^*} = 6000$ GeV. El modelo funcional utilizado para modelar el fondo es el modelo *dof2* y el ajuste se realiza en el rango $m_{\gamma+j}$ de 800 – 10000 GeV.

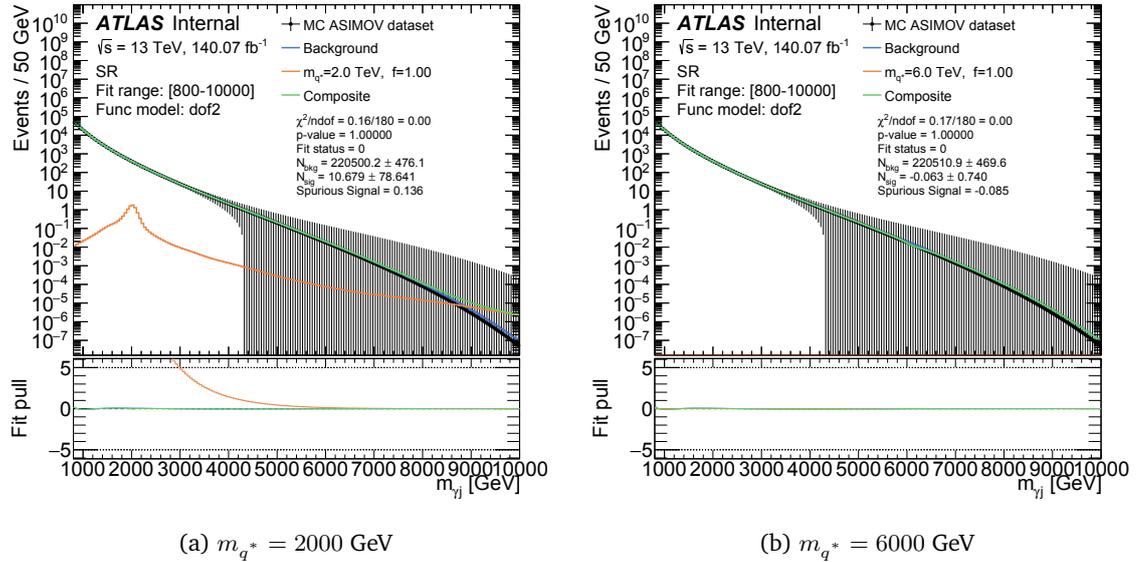


Figura 10.12: Ajuste **S+B** al fondo representado por una muestra Asimov para el cálculo de la SS . El modelo de señal se muestra con las líneas naranjas, la función que describe al fondo en este caso es la función *dof2*, representada por las líneas azules. Finalmente, la suma de las dos componentes se muestra con las líneas verdes. El panel inferior en ambas figuras muestra los residuos del ajuste, normalizados por la incerteza del histograma del fondo. También se muestran las normalizaciones resultantes del fondo y la señal, junto con el valor de la SS .

Los ajustes para los toys, por su parte, se muestran en la Figura 10.13 en las mismas condiciones que en la Figura 10.12, sólo que para el modelo de q^* con $m_{q^*} = 2000$ GeV. El resultado final de la SS para los toys se obtiene a partir de la distribución de S_{spur} de todos los ajustes que hayan convergido. Como ejemplo, en la Figura 10.14 se muestran los ajustes en la región SR utilizando señales q^* en el rango 800 – 10000 GeV y con la función *dof2*.

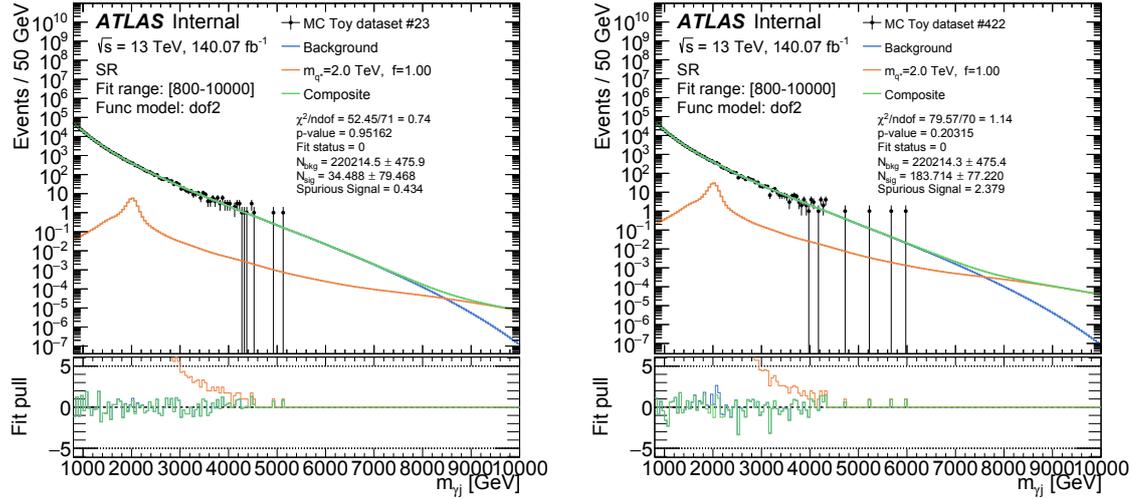
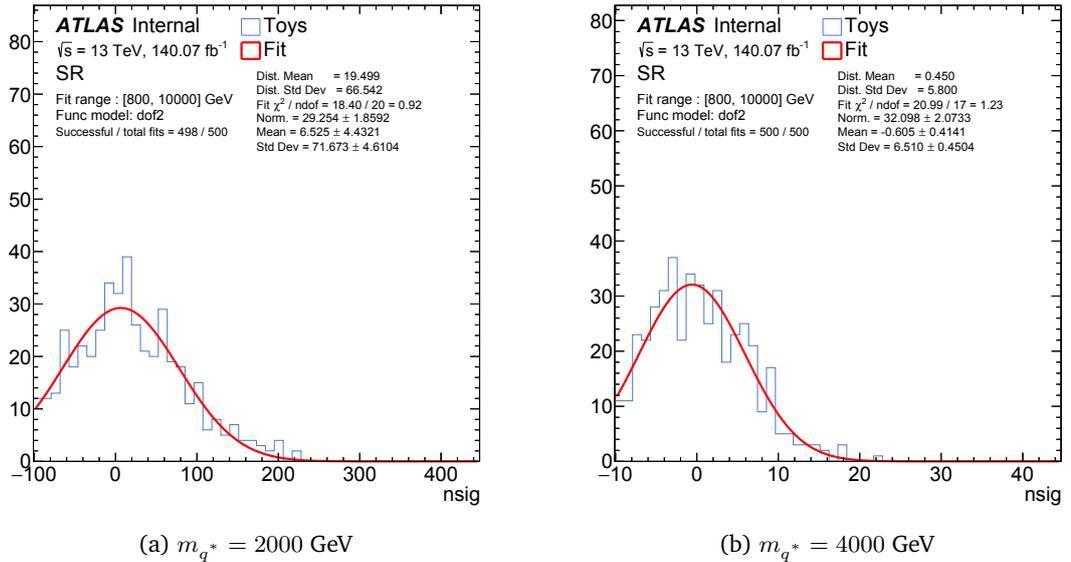


Figura 10.13: Ídem a la Figura 10.12 pero usando distribuciones de toys como muestra del fondo.

En las figuras se muestran dos masas q^* diferentes: 2000 y 4000 GeV. En el primer caso, el valor medio de la S_{spur} es mucho mayor que en el segundo pero con una desviación estándar también mayor.



(a) $m_{q^*} = 2000$ GeV

(b) $m_{q^*} = 4000$ GeV

Figura 10.14: Distribución de SS (histograma azul) en la región SR, con un ajuste gaussiano. El valor final de la SS se obtiene directamente de la distribución, no del ajuste. La función utilizada para realizar el ajuste es el $dof2$ y el ajuste se realiza en el rango de [800, 1000] GeV. La señal utilizada corresponde a q^* con $f = 1$.

En general, para que un modelo pase el test de SS , el valor S_{spur} tiene que estar dentro de los límites aceptables de:

$$|S_{\text{spur}}| < 0.5\sigma_{\text{fit}} \quad (10.9)$$

y sólo después puede utilizarse para estudios posteriores. En los dos casos mostrados en la Figura 10.14 se pasa el test, donde los coeficientes $S_{\text{spur}}/\sigma_{\text{fit}}$ son $19.5/66.5 = 0.29$ y $0.45/5.80 = 0.07$ para las masas $m_{q^*} = 2000$ y $m_{q^*} = 4000$ GeV, respectivamente.

La Figura 10.15 muestra los resultados de la SS para los tres modelos de señal estudiados

en la región SR donde el fondo está representado por las muestras Asimov. En cada figura, se comparan las diferentes funciones para un rango fijo de ajuste, siendo este el rango en el que la **SS** es mínima. De forma similar, los resultados utilizando los toys se encuentran en la Figura 10.16. Estas figuras muestran en el panel superior el valor de la S_{spur} para cada masa. En el panel inferior, por su parte, se muestra el cociente $S_{\text{spur}}/\sigma_{\text{fit}}$ que se espera que cumpla la Ec. 10.9 para cada masa de señal.

De la comparación de la Figura 10.15 (Asimov) y Figura 10.16 (toys) se puede ver que en el caso de los toys los tests de **SS** se han realizado con señales con masas hasta 5000 GeV. La razón detrás de esto es la ausencia de eventos en las distribuciones $m_{\gamma+j}$ para $m_{\gamma+j} \gtrsim 5.5$ TeV.

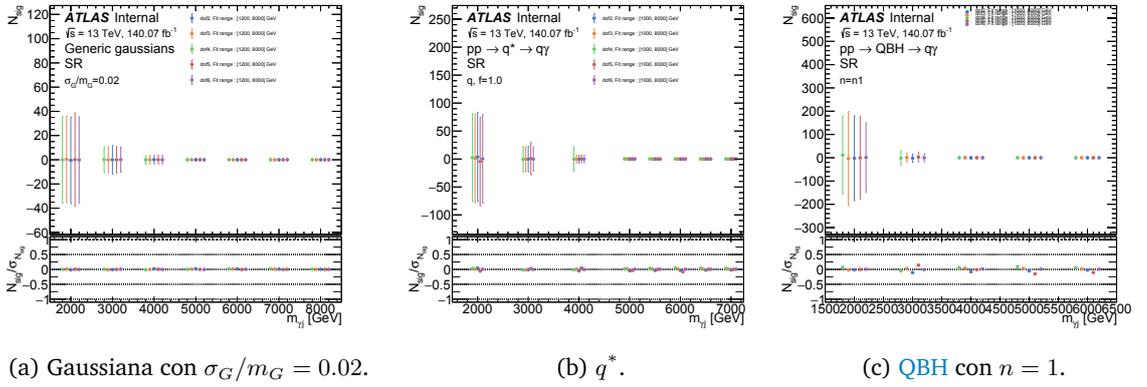


Figura 10.15: Resultados de los tests de **SS** en la región SR donde el fondo está representado por una muestra Asimov. Las diferentes figuras corresponden a los 3 modelos de señal considerados en esta tesis. Para cada caso, se muestran los resultados de la **SS** en el rango de ajuste que da la mínima **SS**, y las distintas funciones utilizadas están representadas por los puntos de diferentes colores.

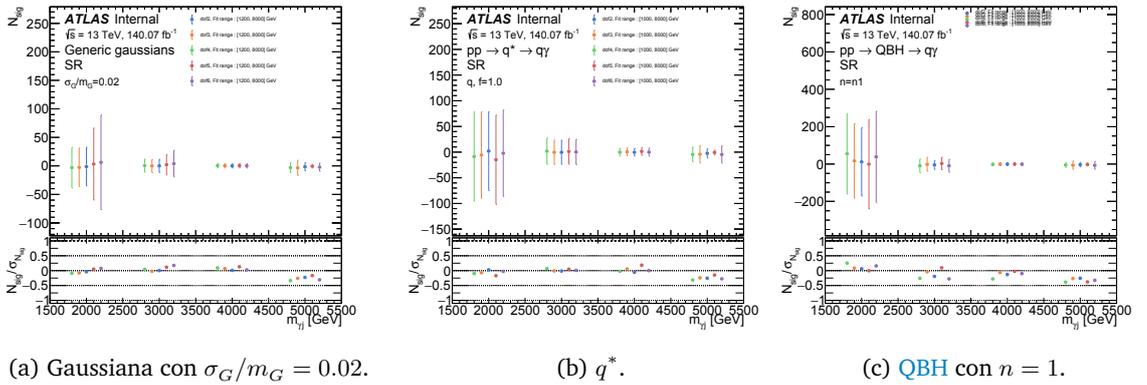


Figura 10.16: Ídem a la Figura 10.15 pero los resultados provienen de utilizar toys como el fondo.

Debido a que se cuenta con dos metodologías (muestras de toys y Asimov) para calcular el test de **SS**, los resultados de ambos se combinan dando preferencia a los toys, ya que se calculan de forma más robusta. La combinación se realiza del siguiente modo:

1. Se utilizan los resultados de **SS** procedentes de toys hasta el punto de masa en el que se espera que haya una cantidad considerable de eventos de fondo. El punto de masa máximo considerado para todas las regiones dominadas por l -jets (b -jets y

c -jets) es < 5 TeV (< 4 TeV). Por tanto, los resultados de **SSs** utilizando toys sólo contribuyen hasta ~ 5 TeV.

2. Los resultados de **SS** utilizando las muestras de Asimov se utilizan para el resto del rango de masas, por lo que sólo contribuyen en el rango > 5 TeV.

La **SS**, o sesgo de ajuste, se utiliza en los ajustes finales a los datos como una de las incertezas sistemáticas asociadas al modelado del fondo, por lo que se desea que esta incerteza sea lo más pequeña posible. Después de realizar la combinación anteriormente mencionada, para cada región de señal y modelo de señal se crea un ranking de los rangos de ajuste y modelos funcionales basado en la media absoluta de **SS**. Esta cantidad indica qué combinación de rango de ajuste y modelo funcional proporciona la menor **SS** en promedio para cada punto de masa dando la misma importancia a cada masa.

Tests de Inyección de Señal

El test de Inyección de Señal (**SI**) comprueba la capacidad de una estrategia de ajuste de determinar correctamente la cantidad de señal presente en un conjunto de datos. Se realiza de forma similar al test de **SS** con la diferencia de que se inyecta una señal de la hipótesis esperada con cierta amplitud sobre los pseudodatos o toys de **sólo-B**. Mientras que la definición de S_{spur} para los tests de **SS** era simplemente el número de eventos de señal extraídos (mostrado por la Ec. 10.8), en estos tests se generaliza de tal manera que S_{spur} es ahora la diferencia entre las señales extraídas y las inyectadas:

$$S_{\text{spur}} = \begin{cases} N_{\text{fit}} - N_{\text{inj}} & \text{if Asimov dataset,} \\ \langle N_{\text{fit}} - N_{\text{inj}} \rangle_{\text{toys}} & \text{if Toys dataset.} \end{cases} \quad (10.10)$$

La amplitud de la inyección se denota en unidades de \sqrt{B} , que tiene en cuenta la raíz cuadrada del número de eventos de fondo en el rango ancho a media altura (**FWHM**) de la señal en cuestión, corregida por el número de eventos de señal en dicho rango:

$$\sqrt{B} \equiv \frac{\sqrt{\sum_{\text{bins in FWHM}} b_i}}{\sum_{\text{bins in FWHM}} s_i}$$

La inclusión de esta corrección tiene por objetivo que las amplitudes reportadas en unidades de \sqrt{B} correspondan siempre a relaciones S/\sqrt{B} .

Los tests de **SI** se realizan con 300 toys por hipótesis de señal, región de señal y amplitud de inyección, en los mismos rangos que en los tests de **SS** y utilizando diferentes modelos funcionales. El criterio recomendado para pasar los tests de **SI** es $|S_{\text{spur}}| < 0.5N_{\text{inj}}$. En la Figura 10.17 se muestran ejemplos del test para el modelo de señal **EQ**. En los paneles superiores de las figuras se muestra, en función de $N_{\text{sig}}^{\text{inj}}/\sqrt{B}$, la señal extraída en el rango

$\text{FWHM } N_{\text{sig}}^{\text{fit}}/\sqrt{B}$ para diferentes masas. Los paneles inferiores de los gráficos muestran la S_{spur} calculada como en la Ec. 10.10, dividida por la amplitud de la señal inyectada N_{inj} . En todos los casos se supera el test de SI ya que la relación es < 0.5 . Además, se observa que los resultados muestran una linealidad muy buena. Los resultados de los demás modelos de señal se muestran en Apéndice B, donde se observa una buena linealidad en todos los casos.

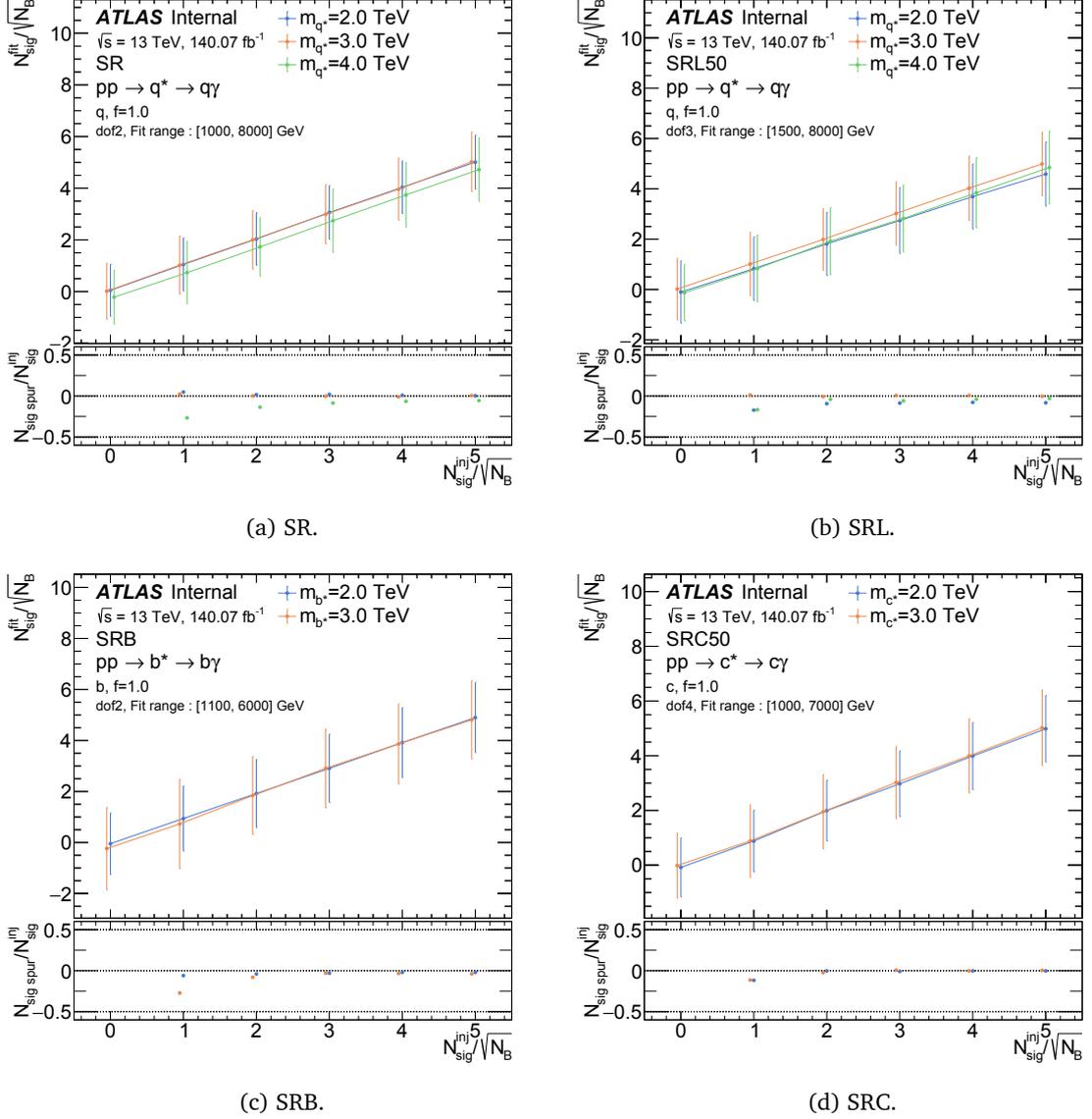


Figura 10.17: Resultados de los test de SI utilizando el modelo teórico de EQ en las regiones SR, SRL, SRB and SRC, respectivamente. En cada caso, el rango del fit y la forma funcional que dan la menor SS son utilizados. Cada señal, correspondiendo a diferentes masas, se muestra con un color diferente. El eje- x muestra la amplitud de la señal inyectada en unidades de $\sqrt{N_B}$, mientras que el eje- y representa la señal extraída en unidades de $\sqrt{N_B}$.

Tests- F

Una vez establecidos el rango de ajuste óptimo y la clasificación de una función en virtud de los tests de SS, el último test estadístico utilizado para determinar la función para

modelar el fondo se conoce como test- F . El test compara los ajustes realizados con una función a con parámetros $p_a = n$ con otra función b que tiene parámetros $p_b = n + 1$. Para el test- F , el modelo a es un subconjunto del modelo b . Se calcula un estadístico de prueba F a partir de los valores χ^2 resultantes:

$$F = \frac{\frac{\chi_a^2 - \chi_b^2}{p_b - p_a}}{\frac{\chi_b^2}{N - p_b}}, \quad (10.11)$$

donde N es el número total de bins de la muestra. De la ecuación anterior se puede notar que $F \rightarrow 0$ implica $\chi_a^2 - \chi_b^2 \rightarrow 0$, indicando que los ajustes realizados por ambas funciones arrojan resultados similares. Por el contrario, valores altos de $|F|$ significa que existen diferencias entre las dos funciones y una de ellas se ajusta mejor a los datos. Valores grandes positivos de F indica que la función a no logra ajustar tan bien los datos como lo hace la función más compleja b .

Para discernir entre estos casos, se define la hipótesis nula, H_0 , como aquella en la que el modelo b no proporciona una mejor diferencia significativa en comparación con el modelo a (pequeño F), y en esta situación, F tendrá una distribución F con $(p_b - p_a, N - p_b)$ dof. La hipótesis nula se rechaza si el valor F es superior a un valor crítico, normalmente fijado en el que da lugar a un $p(F(p_b - p_a, N - p_b)) < 0.05$. En resumen, si el p -value de la comparación de los modelos a y b es > 0.05 no se rechaza la hipótesis nula y los dos modelos se consideran similares, mientras que los valores $p < 0.05$ significan que hay pruebas en contra de la hipótesis nula y se rechaza el modelo más simple a . Para el estudio de selección de la función de mejor ajuste, el modelo a es la función nominal con $dofn$ y el modelo b es la función alternativa $dof(n+1)$.

Los ajustes se realizan con toys extraídos del ajuste $dof7$ de la distribución de sólo-B de MC. Los rangos de ajuste seleccionados para estos estudios son los decididos a partir del test de SS anterior. Los modelos a y b se ajustan al mismo toy y se comparan sólo si ambos ajustes convergen. Para cada uno de los toys se calcula el valor F según la Ec. 10.11 y finalmente, el valor p .

La Figura 10.18 muestra las distribuciones χ^2/n de cada uno de los modelos para diferentes regiones de señal calculadas a partir de toys. Se puede observar que todas las distribuciones están centradas en ~ 1 , lo que significa que en general todos los modelos describen correctamente la distribución de sólo-B. Para cuantificar el comportamiento de los diferentes modelos entre ellos, las distribuciones del valor F se muestran en la Figura 10.19 en las diferentes regiones de señal comparando dos modelos a la vez. Para cada par se muestra el número de toys que convergen para ambos modelos, así como el valor medio y los anchos de las distribuciones. Asimismo, en la Figura 10.20 se puede observar la distribución de valores p para el test F que muestra que todas las comparaciones entre modelos conducen a valores $p(F)$ muy cercanos a 1, indicando que ningún modelo se ajusta mejor que otro a las distribuciones. Por esta razón, no se descarta ningún modelo funcional utilizando el test F .

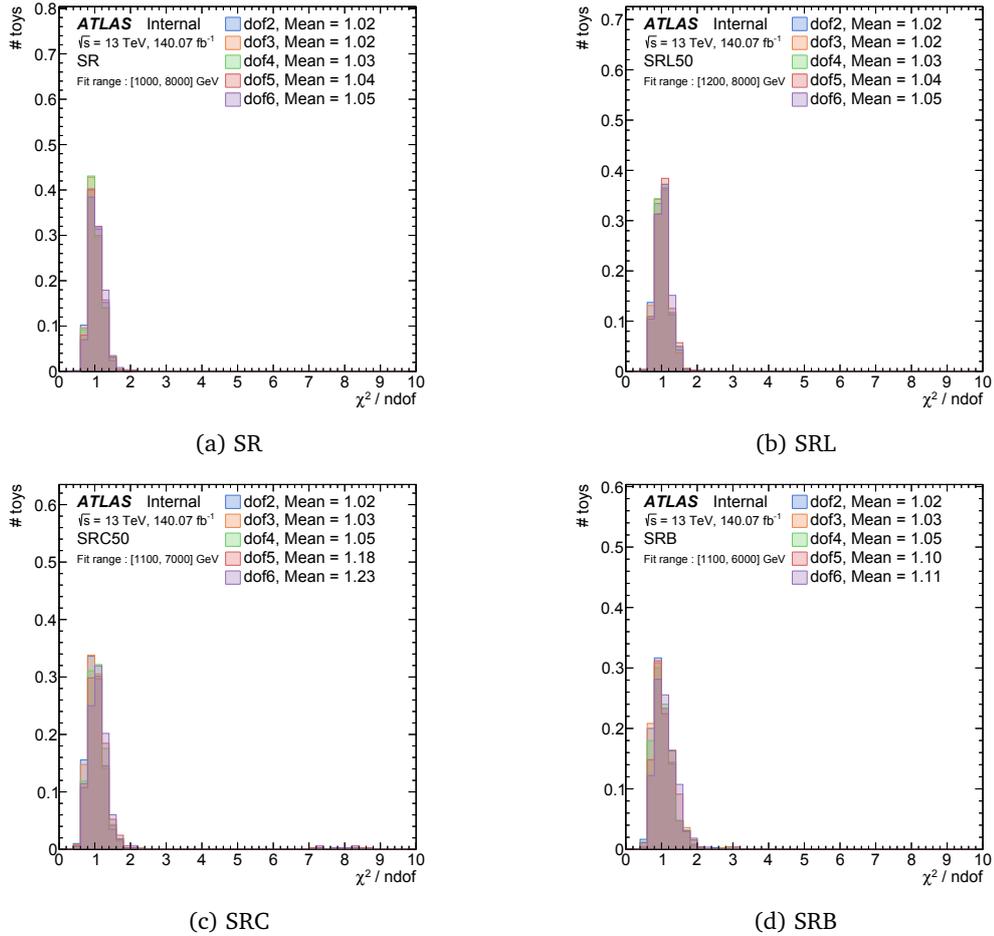


Figura 10.18: Distribución de χ^2/ndof para cada modelo funcional en cada región de señal.

10.2.5. Resumen de las estrategias del modelado del fondo

A lo largo de esta sección se han realizado diferentes tests estadísticos para determinar la combinación óptima de rango y función de ajuste para modelar la distribución de fondo en los datos. Estos tests se han realizado para cada una de las regiones de señal consideradas en el análisis y también para cada modelo de señal.

En el primer paso se realizaron tests de **SS** para decidir cuáles de estas combinaciones de rangos y funciones minimizan la aparición de cualquier señal al realizar los ajustes de **sólo-B**. Además, la incerteza de modelado de fondo resulta de esta prueba, lo que significa que el uso de la combinación que conduzca a la menor **SS** también influirá en las incertezas finales al realizar la búsqueda en los datos. Para cada rango de ajuste se clasifican los modelos funcionales y se pasan todos por los tests de **SI** y tests F . El primer test comprueba si el modelo funcional es capaz de capturar toda la señal inyectada al fondo y el segunda comprueba si añadiendo otro **dof** a la función se observa una mejora significativa en los ajustes.

En los ajustes de **sólo-B** sólo se tiene en cuenta la forma funcional del fondo y la intensidad de la señal en la Ec. 6.2 se fija en 0. Estos ajustes se realizan en las regiones SR, SRB y

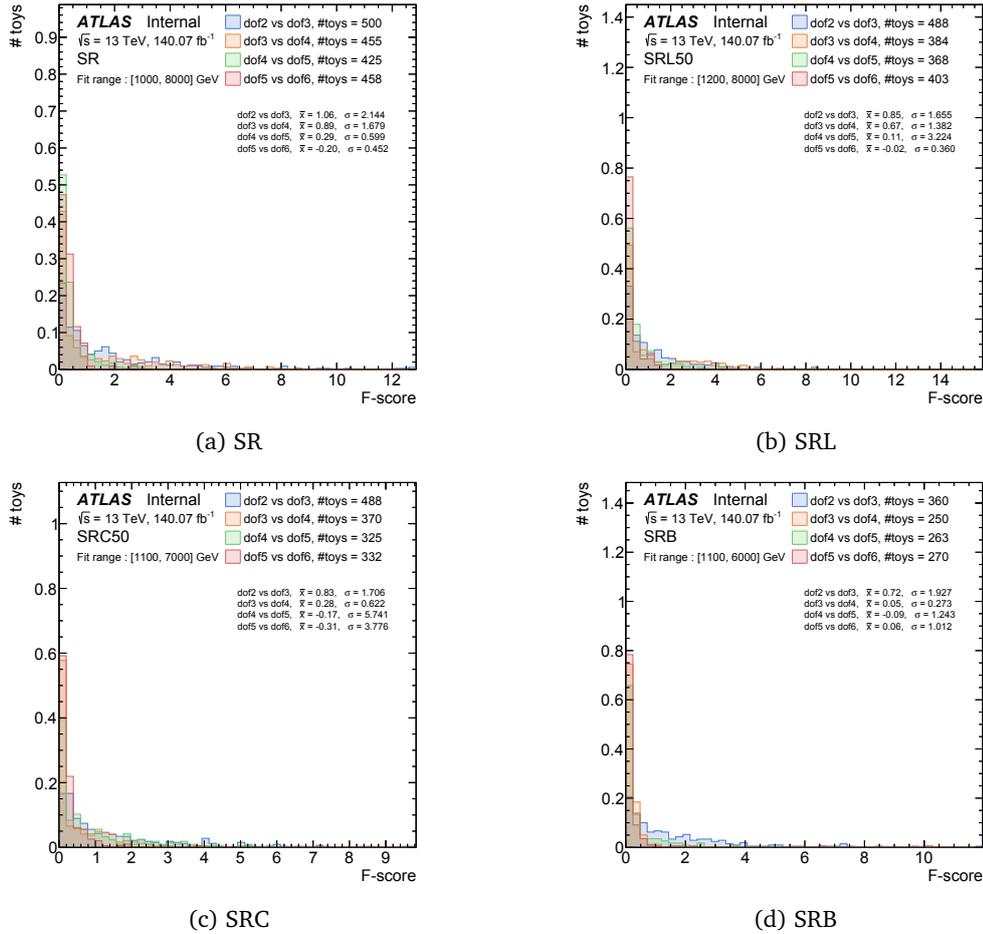


Figura 10.19: Distribuciones del estadístico F . Los tests se realizan comparando dos modelos funcionales a la misma vez, mostrado por cada histograma. Para cada uno de ellos, se indica el número de toys con el que fue realizado, así como también el valor medio de la distribución (\bar{x}) y el ancho (σ).

SRC, utilizando las funciones y rangos indicados en la Tabla 10.3. Por otro lado, para la interpretación de $S+B$ se deja variar la intensidad de la señal μ y se cuantifica la señal resultante del ajuste. Los ajustes a los datos se realizan entonces con un modelo $S+B$ en el que el componente de señal es una pdf y la función de fondo difiere para cada modelo y región de señal.

En la Tabla 10.3 se muestra un resumen de las formas funcionales y los rangos de ajuste para cada modelo y región de señal. Para los ajustes de sólo-B se elige utilizar las funciones y rangos óptimos que se encontraron para los modelos de q^* , b^* y c^* , ya que ellos arrojan los menores valores de SS . Los modelos de QBH son estudiados sólo en la región inclusiva ya que se espera que esté dominado mayormente por jets de quarks livianos, teniendo entonces muy bajas eficiencias de selección de b -jets y c -jets. Para realizar interpretaciones sobre el modelo de q^* se considera la región inclusiva SR. En esta región es donde se observa la mayor significancia (ver la Tabla 9.1) y se encontró que hacer fits simultáneos en las 3 regiones ortogonales no brindaba ningún beneficio significativo. De forma similar para los b^* en la región SRB se encuentra aquí la mayor significancia de esta señal, es por ello que se decide utilizar sólo la región SRB. Finalmente, como se discutió en la

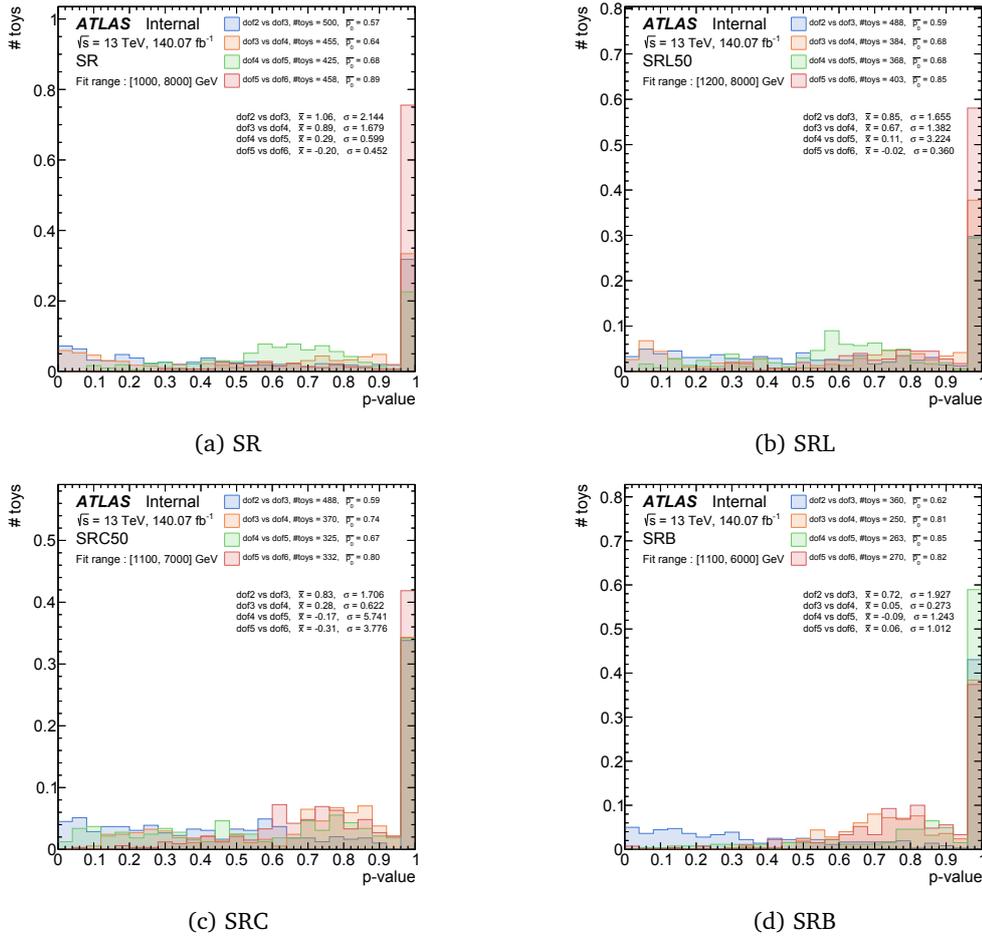


Figura 10.20: Distribución de los valores p del estadístico F , comparando el rendimiento de cada par de funciones. Los valores medios y anchos mostrados corresponden a los de la distribución del estadístico F , mientras que el valor p promedio se señala en cada caso.

Sección 9.2, una gran mejora en las significancias puede lograrse al realizar los estudios con las señales de c^* en las 3 regiones SRL, SRB y SRC en simultáneo.

Tabla 10.3: Resumen de los rangos (en GeV) y las funciones que son ajustadas a los datos para cada región del análisis y modelo de señal. La última columna indica si un ajuste simultáneo es realizado utilizando las regiones SRB, SRL y SRC.

	SR	SRL	SRC	SRB	Ajuste simultáneo SRC+SRB+SRL?
sólo-B	$dof2$, [1000, 8000]	$dof2$, [1200, 8000]	$dof4$, [1100, 7000]	$dof2$, [1100, 6000]	No
Gaussianas	$dof3$, [1200, 8000]	$dof3$, [1500, 8000]	$dof4$, [1000, 7000]	$dof5$, [900, 7000]	No
QBH	$dof5$, [1000, 8000]	-	-	-	-
EQ, q^*	$dof2$, [1000, 8000]	-	-	-	-
EQ, c^*	-	$dof2$, [1200, 8000]	$dof4$, [1100, 7000]	$dof2$, [1100, 6000]	Sí
EQ, b^*	-	-	-	$dof2$, [1100, 6000]	-

RESULTADOS

11

*“Somewhere, something incredible
is waiting to be known.”*

Carl Sagan

En la Capítulo 6 se presentaron brevemente los dos tipos de ajustes que pueden realizarse a los datos recolectados durante el Run-2 con el detector [ATLAS](#). Además, en la Sección 10.2 se derivaron y discutieron las numerosas estrategias de ajuste que deben aplicarse para cada señal y en cada región de señal. En este capítulo, estas estrategias son puestas en práctica en las que las funciones obtenidas son ajustadas a los datos. Los resultados presentados corresponden al conjunto completo de datos del Run-2 del [LHC](#) (luminosidad integrada de 140.01 fb^{-1}).

11.1. Binneado óptimo de la masa invariante

La masa invariante de γ +jet, $m_{\gamma+j}$, es el observable del análisis. En primer lugar es necesario elegir un binneado adecuado, que no sea demasiado ancho para que las posibles resonancias sean visibles pero tampoco demasiado estrecho para que haya migración de eventos entre bins, debido a la resolución del detector en la masa invariante.

Para estimar la resolución del detector, se utilizan eventos de γ +jet simulados normalizados a la luminosidad del conjunto de datos 2015+2016. Como primer paso, los cocientes $m_{\gamma+j}^{reco}/m_{\gamma+j}^{truth}$ se calculan en bins de $m_{\gamma+j}$ y para cada bin se ajusta una función Gaussiana $g(\mu, \sigma)$ al cociente, como se muestra en la Figura 11.1. De los ajustes, el cociente entre el ancho y el valor medio de la Gaussiana, σ/μ , corresponde a la resolución. El conjunto resultante de valores de resolución se representa como una función de $m_{\gamma+j}$ y se le realiza un ajuste con una función de la forma

$$\frac{\sigma}{m_{\gamma+j}} = \sqrt{\frac{a}{m_{\gamma+j}} + \left(\frac{b}{m_{\gamma+j}}\right)^2} + c, \quad (11.1)$$

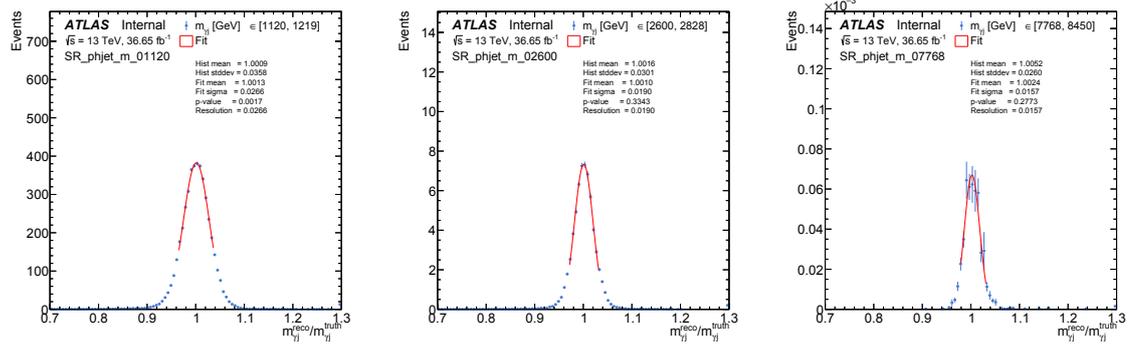


Figura 11.1: Ajustes seleccionados a las distribuciones de $m_{\gamma+j}^{reco}/m_{\gamma+j}^{truth}$ necesarios para los estudios del binneado óptimo de $m_{\gamma+j}$. Las distribuciones se muestran con los puntos azules y ajustes Gaussianos a ellas se muestran con la línea roja. Se muestra, en cada caso, el valor medio y el ancho de la distribución, así como también el valor medio y la desviación estándar de la Gaussiana ajustada.

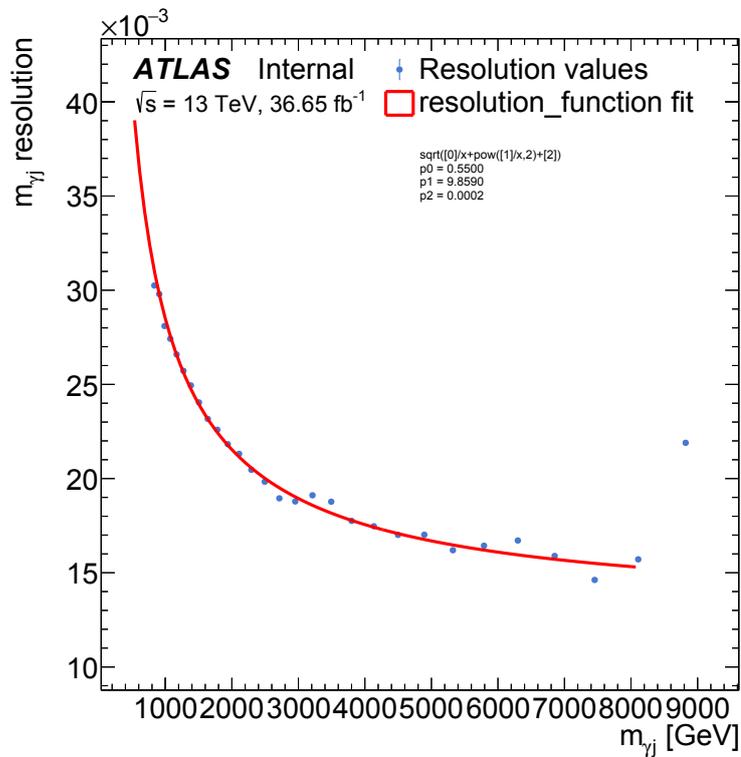
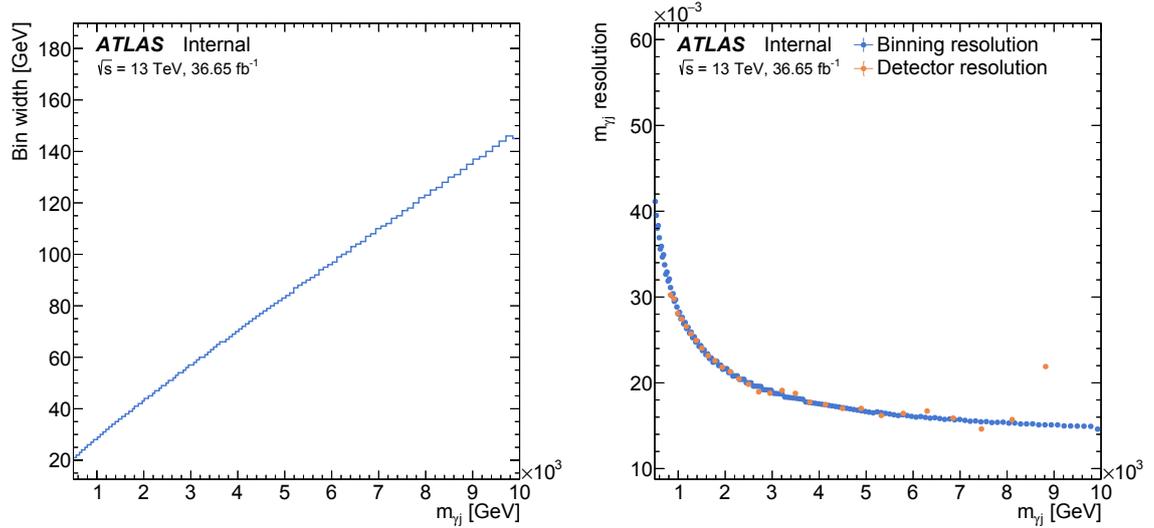


Figura 11.2: Resolución del detector en $m_{\gamma+j}$ junto con su ajuste utilizando la función dada en la Ec. 11.1. Los parámetros ajustados de la función se muestran en la figura donde $p_0 \equiv a$, $p_1 \equiv b$ y $p_2 \equiv c$. El ajuste se realiza excluyendo el último bin dado que no contaba con suficientes estadística.

que se muestran en la Figura 11.2. Por último, se calcula el binneado de $m_{\gamma+j}$ a partir de la función ajustada, empezando en 500 GeV hasta 10 TeV, de forma iterativa hasta que el ancho del bin sea compatible con la resolución a un dado valor de $m_{\gamma+j}$. Los anchos de los bins en función de $m_{\gamma+j}$ se muestra en la Figura 11.3a, que muestra una naturaleza monótonicamente creciente como es de esperar. Finalmente, para validar que la resolución del binning concuerda con la del detector, en la Figura 11.3b se muestra una comparación entre ambas, de la que se observa una excelente concordancia.

(a) Ancho de los bins en función de $m_{\gamma+j}$.

(b) Resolución del detector y la obtenida a partir del binneado.

Figura 11.3: Resultados de la optimización del binneado de $m_{\gamma+j}$ mostrando los anchos de los bins como función de $m_{\gamma+j}$ (izquierda) y la comparación entre las resoluciones del detector y la obtenida del binneado (derecha).

11.2. Resultados

Una vez definidas las estrategias de ajuste para cada una de las regiones de señal y modelos de señal considerados (véase la Tabla 10.3), se aplican ahora los ajustes a las distribuciones de $m_{\gamma+j}$ observados en los datos. Se estudian dos tipos de interpretaciones:

- **Ajustes Sólo fondo (sólo-B):** Se realiza un ajuste de sólo-B a los datos en cada una de las regiones de señal para comprobar la compatibilidad de los datos con un espectro de masas que decae suavemente. En caso de que se encuentre algún exceso, se cuantifica en virtud del algoritmo BumpHunter comentado anteriormente.
- **Ajustes Señal+fondo (S+B):** Se estudia la compatibilidad de los datos con tres modelos de señal diferentes. Uno de los modelos corresponde a formas gaussianas genéricas que permiten interpretar los resultados de forma más general. Los otros dos modelos teóricos estudiados corresponden a los modelos QBHs y EQs, donde sus formas de resonancia son diferentes entre ellos y también para diferentes parámetros de las teorías. En caso de que no se encuentre un exceso significativo en la interpretación de sólo-B, se derivan límites de exclusión en los valores de los parámetros de estas teorías.

11.2.1. Resultados de ajuste sólo-fondo

El ajuste de sólo-B permite realizar una interpretación de la distribución de masas invariante sin ninguna suposición sobre la señal potencial, aparte de que se encuentre algún efecto localizado. Sin embargo, la consistencia entre el espectro $m_{\gamma+j}$ observado con un

fondo del **SM** suavemente decreciente no puede cuantificarse únicamente con el valor $p(\chi^2)$. Esta medida no proporciona la sensibilidad óptima a una resonancia localizada ya que considera todos los bins de $m_{\gamma+j}$ simultáneamente e independientemente unos de otros. Por otro lado, una resonancia real probablemente daría lugar a un exceso correlacionado en uno o varios bins de $m_{\gamma+j}$ adyacentes y aquí es cuando entra en juego el algoritmo BumpHunter.

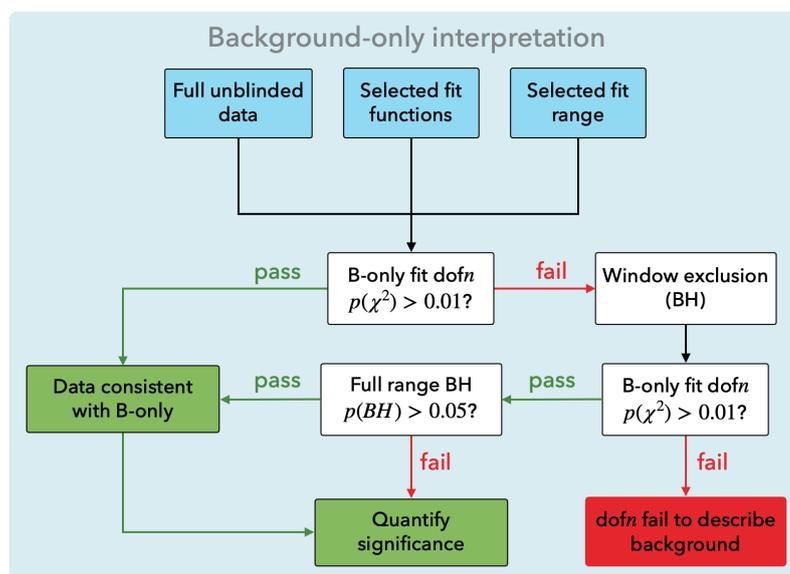


Figura 11.4: Esquema del procedimiento utilizado para los ajustes de **sólo-B** a los datos.

El proceso de ajuste de **sólo-B** se muestra en la Figura 11.4. Para cada región de señal, el primer paso es realizar un ajuste de **sólo-B** al espectro de masas. Si el $p(\chi^2)$ de este ajuste supera un umbral de 0.01, la hipótesis de **sólo-B** logra describir los datos y se ejecuta el algoritmo de BumpHunter para identificar la desviación más significativa y asignarle un valor- p . Por otro lado, si $p(\chi^2) < 0.01$, esto puede indicar que el ajuste no es capaz de describir globalmente el espectro de datos o que hay una o varias desviaciones localizadas. Para comprobar este último caso, se ejecuta el algoritmo de BumpHunter para identificar la desviación más significativa. A continuación, se remueve (o enmascara) esta región y se repite el ajuste de **sólo-B** y se vuelve a comprobar el valor $p(\chi^2)$. Si no supera el umbral, un único efecto local no puede explicar el mal ajuste y no se puede dar una interpretación clara del espectro observado. Si, por el contrario, se supera el umbral, significa que, efectivamente, el efecto local impedía un buen ajuste. Se vuelve a ejecutar el BumpHunter y se asigna un p -value a esta desviación más significativa. Un p -value mayor que 0.05 se interpreta entonces como que no se ha descubierto ninguna resonancia significativa. Si, por el contrario, no se supera este umbral, se supone un efecto local y se evalúa la importancia de la señal hipotética.

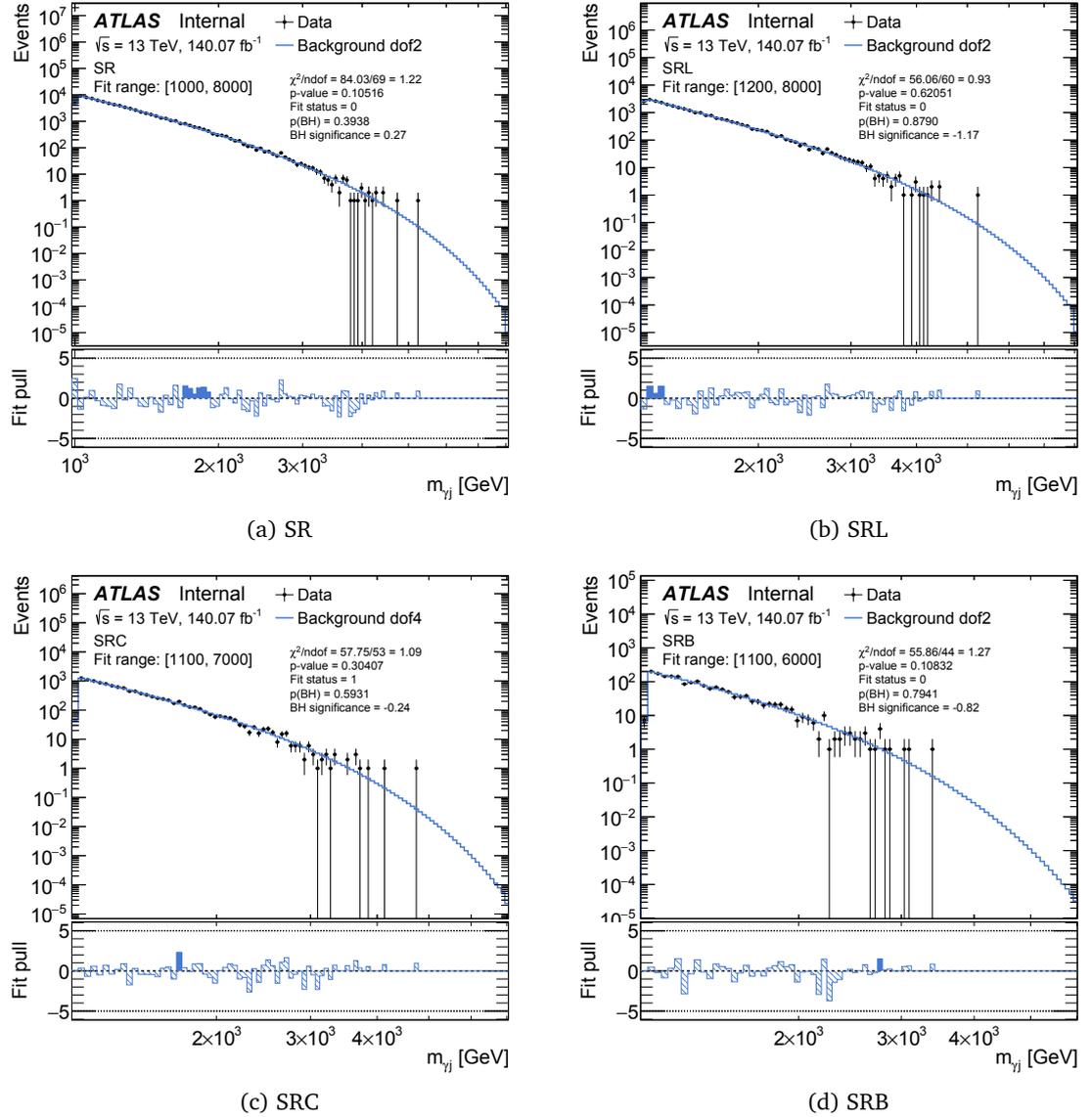


Figura 11.5: Ajustes de **sólo-B** a los datos completos del Run-2 en las cuatro regiones consideradas en el análisis. Las distribuciones de los datos se muestran en el panel superior, donde los datos son representados por los puntos negros, mientras que la línea azul representa la función que describe al fondo del **SM**. En los paneles inferiores se muestran los residuos normalizados (o pull) por las incertezas estadísticas de los datos. Los bins del panel inferior rellenos con el color azul denotan el exceso más significativo encontrado por el algoritmo de BumpHunter. Además, el χ^2 y valor p del ajuste se muestran en cada figura junto con el valor p (BH) y la significancia del algoritmo BumpHunter.

Resultados

Los ajustes resultantes en cada región de señal se muestran en la Figura 11.5. Se puede observar que no se encuentra ningún exceso significativo en ninguna de las regiones, como lo indican los valores p mostrados para cada caso. En las figuras, el panel inferior muestra los residuos normalizados del ajuste donde se pueden identificar más fácilmente las diferencias entre los datos y la hipótesis de **sólo-B**. Las principales diferencias observadas entre la estimación de fondo y los datos reales son las fluctuaciones hacia abajo de los datos, especialmente en la región SRB en ~ 2100 GeV. Este tipo de fluctuaciones ha-

cen que la calidad del ajuste disminuya, aunque no drásticamente. Principalmente, estos casos se ven en las regiones SR y SRB que coincide con los casos en los que los valores p son $\sim 10\%$. Se puede notar que hay diversos casos en los que hay bins en las distribuciones que presentan diferencias de hasta $+2\sigma$. Estas desviaciones serán identificadas a continuación empleando el método de BumpHunter.

Teniendo en cuenta que los valores $p(\chi^2)$ en los ajustes de sólo-B no están por debajo del umbral del 1%, es decir, que no existe ninguna diferencia significativa entre el modelo de fondo y los datos, se ejecuta el algoritmo dedicado BumpHunter para identificar dónde se encuentra la desviación más significativa. Además, la desviación se cuantifica en términos del valor p de BumpHunter, $p(\text{BH})$, calculado como se indica en la Ec. 6.25. Esto se logra calculando un valor p local comparando todas las ventanas (conjuntos de bins adyacentes) posibles dentro del rango del ajuste con los datos. Aquella ventana en donde el valor p local sea menor, se identifica como la ventana más significativa y se muestra en la Figura 11.5 con bins rellenos en el pull mostrado en el panel inferior. Asimismo, se indican en cada caso el valor $p(\text{BH})$ y la significancia global del exceso obtenida por el algoritmo de BumpHunter.

En todas las regiones de señal, el algoritmo BumpHunter consigue encontrar la ventana más significativa en la cual los datos se desvían del fondo del SM, pero en todos los casos la significancia es cercana a 0 o negativa. Como se explica en la Sección 6.1.5, una significancia negativa indica que la desviación observada en los datos es menos significativa que la observada en los pseudodatos.

El hecho de que los valores- p obtenidos sean superiores a los umbrales requeridos, tanto en ventanas individuales como en toda la distribución, implica que se ha logrado un excelente modelado del fondo. Sólo se observan pequeñas diferencias en los residuos de los ajustes, debido a las fluctuaciones hacia abajo de los datos en las regiones de alta masa.

11.2.2. Resultados del ajuste señal+fondo

Los resultados mostrados anteriormente indican que no se observa ningún exceso local significativo en las distribuciones de datos. Por este motivo, el siguiente paso consiste en una interpretación de los resultados dependiente de la señal.

El flujo para la interpretación de los resultados teniendo en cuenta las señales se esquematiza en la Figura 11.6. Este proceso se repite para cada tipo de señal estudiada: Quarks Excitados (EQ), Micro-Agujeros Negros (QBH) y resonancias gaussianas genéricas. En primer lugar, se realiza un ajuste de S+B en la región de señal elegida seguido de un test de χ^2 . Si el valor p del mismo supera el umbral de 0.01, indica un buen ajuste en todo el espectro y se inicia el procedimiento de establecimiento de límites. Si no se supera el umbral, puede deberse a un efecto local distinto de la hipótesis de la señal. En ese caso, se aplica una exclusión de ventana utilizando el algoritmo BumpHunter como se ha descrito anteriormente y se repite el test de χ^2 . Este camino es necesario para poder establecer

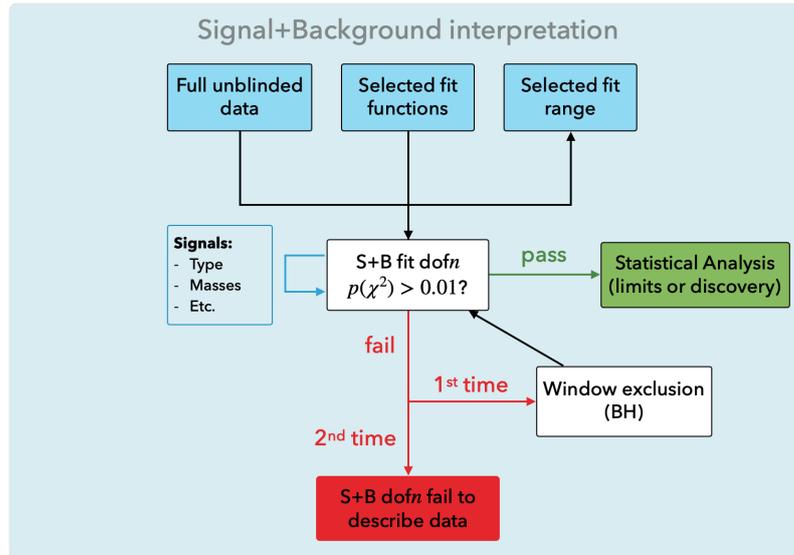


Figura 11.6: Esquema del proceso utilizado para los ajustes **S+B** a los datos.

límites en todo el rango $m_{\gamma+j}$ incluso si un único efecto localizado impidiera buenos ajustes para todas las demás hipótesis de señal a masas diferentes. Si en esta segunda prueba $p(\chi^2)$ supera el umbral de 0.01, el análisis estadístico continúa como en la otra ruta, sólo que con una ventana enmascarada. Si no se supera el umbral, el ajuste de **S+B** no describe correctamente a los datos y no se puede presentar ninguna interpretación.

El objetivo es establecer límites en los parámetros de la teoría, es decir, determinar la cantidad máxima de señal potencial para la que la hipótesis de **S+B** H_1 proporciona una buena descripción de los datos en comparación con la hipótesis de sólo-B H_0 . Los límites se calculan a 95 % **CL** siguiendo el procedimiento descrito en la Sección 6.1.4.

Límites a los diferentes modelos considerados

En los párrafos siguientes, se ofrece una descripción de los resultados obtenidos para cada modelo de señal considerado en la presente tesis.

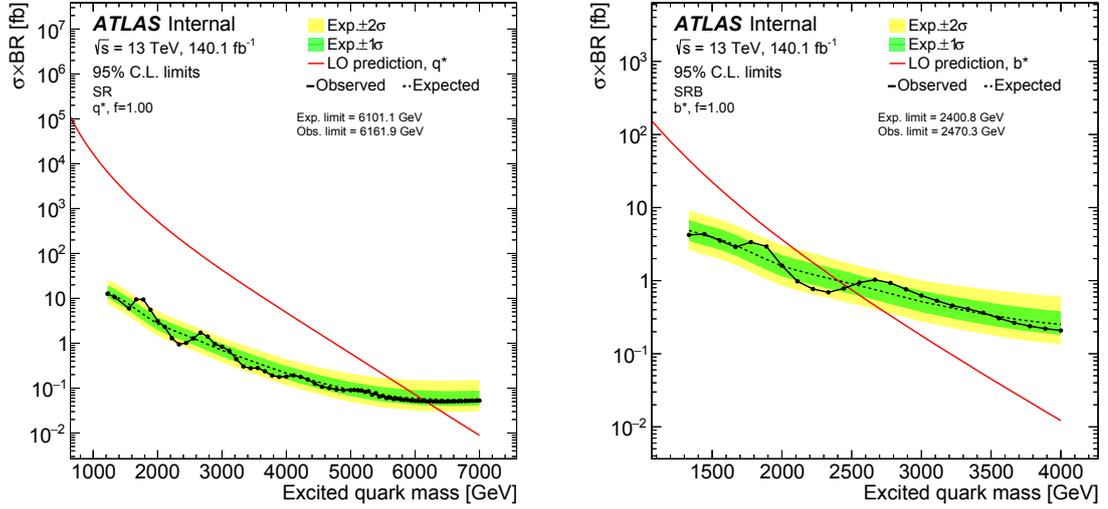
Los resultados de los límites superiores en términos de la sección eficaz visible de la señal están dados por

$$\sigma_s \times \text{Br} \times A \times \varepsilon \quad (11.2)$$

Dado que para las señales Gaussianas estudiadas en esta tesis uno no cuenta con eficiencias o aceptancias, los límites superiores para estas señales serán presentados en términos de la Ec. 11.2. Por otro lado, para los modelos teóricos con los que se cuenta con una simulación completa del mismo, se presentan los límites superiores en términos del producto entre la sección eficaz correspondiente y el *branching ratio* $\sigma_s \times \text{Br}$, como lo es en el caso de los modelos de **EQs** y **QBHs**.

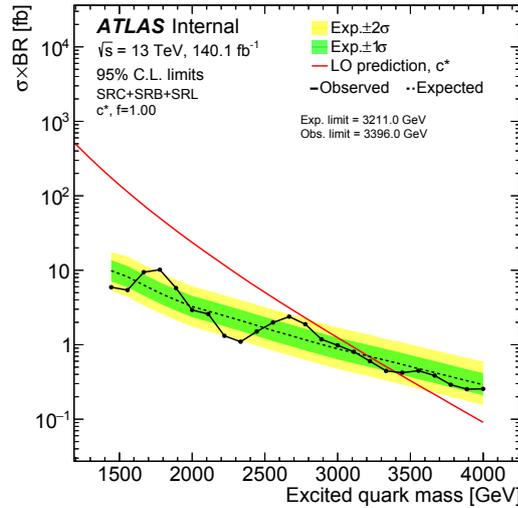
Quark excitados El modelo **EQ** propone un escenario en el que los quarks no son partículas fundamentales sino estados ligados que decaen rápidamente en un fotón y un

quark del mismo sabor. Los resultados obtenidos en esta tesis son los primeros en el LHC, que conducen a límites de los modelos de EQ separados en tres sabores diferentes: q^* , c^* y b^* . Además, el acoplamiento de los EQs con los campos de gauge del SM, $f = f' = f_s$, se mantiene como parámetro libre por lo que los límites se calculan en el plano acoplamiento-masa, dando lugar a límites bidimensionales.



(a) SR.

(b) SRB.



(c) SRC+SRB+SRL.

Figura 11.7: Límites superiores observados y esperados en los modelos de señal de q^* , c^* and b^* con acoplamiento $f = 1$, utilizando el conjunto completo de datos del Run-2. Los límites esperados son mostrados con las líneas punteadas negras, mientras que la línea sólida con los puntos negros representan los límites observados. Las incertezas correspondientes a 1σ y 2σ se muestran con las zonas sombreadas de color verde y amarillo, respectivamente. Las líneas rojas sólidas indican las secciones eficaces predichas por las teorías consideradas. En cada figura, se marcan los límites superiores en la masa del EQ.

Comenzando con el caso de las señales de q^* , los límites superiores se obtienen en la región inclusiva SR y se calculan para diferentes valores de acoplamiento. Los resultados de los límites superiores esperados y observados en $\sigma_s \times Br$ se muestran en la Figura 11.7a para el caso de acoplamiento $f = 1.0$. Pueden observarse excesos locales en masas más bajas (~ 1800 GeV y ~ 2600 GeV) pero siempre contenidos dentro de la incerteza del límite

esperado de 2σ . Estos excesos también coinciden exactamente con los mismos lugares en los que se localizaron los bumps más significativos por el BumpHunter en la Figura 11.5a.

Para las señales de b^* se utiliza la región SRB. Los límites superiores se muestran en la Figura 11.7b, donde nuevamente los límites observados se comportan de la misma manera que para la región SR: las mayores desviaciones de los límites esperados se dan en las masas donde se encontraron los bumps más significativos usando BumpHunter.

Finalmente, por primera vez en el LHC, se obtienen en este trabajo límites sobre las señales de c^* en el estado final de γ +jet. Los límites superiores de las señales de c^* se calculan en tres regiones ortogonales simultáneamente: SRC, SRB y SRL, y se muestran para el acoplamiento $f = 1$ en la Figura 11.7c. Una interpretación similar de las desviaciones de los límites observados es más difícil en este caso ya que el ajuste simultáneo combina las contribuciones de las tres regiones. Sin embargo, es útil visualizar los límites que se obtendrían en caso de utilizar sólo la región SRC en comparación con las tres simultáneamente. Esta comparación se muestra en la Figura 11.8 donde se observa una clara mejora que conduce a un aumento de aproximadamente ~ 200 GeV en los límites superiores de la masa m_{c^*} .

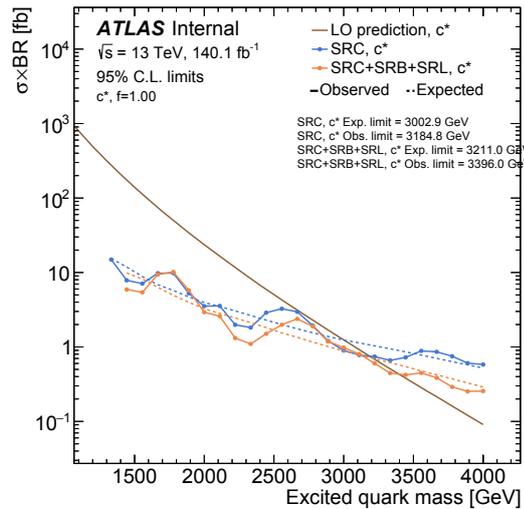


Figura 11.8: Comparación de los límites superiores para las señales de c^* calculado utilizando únicamente la región SRC (líneas azules) y utilizando las tres regiones SRC+SRB+SRL en simultáneo (líneas naranjas). Para los dos casos, se reportan los valores de los límites superiores en m_{c^*} .

También es importante estudiar el comportamiento de los límites para distintos acoplamientos. En la Figura 11.9, se muestran comparaciones de los límites superiores utilizando dos valores de acoplamiento diferentes. Para los tres sabores, la señal con menor acoplamiento siempre da los mejores límites en un factor pequeño y (casi) constante. Este comportamiento concuerda perfectamente con lo esperado dadas las diferentes aceptancias. Las formas de las señales de EQ permanecen prácticamente inalteradas al variar el acoplamiento pero para $f \rightarrow 1$ aparece un pico secundario, producto de la producción *off-shell* a más baja $m_{\gamma+j}$, lo que conduce a aceptancias ligeramente menores.

Los límites superiores de EQ pueden entonces representarse en el plano acoplamiento-

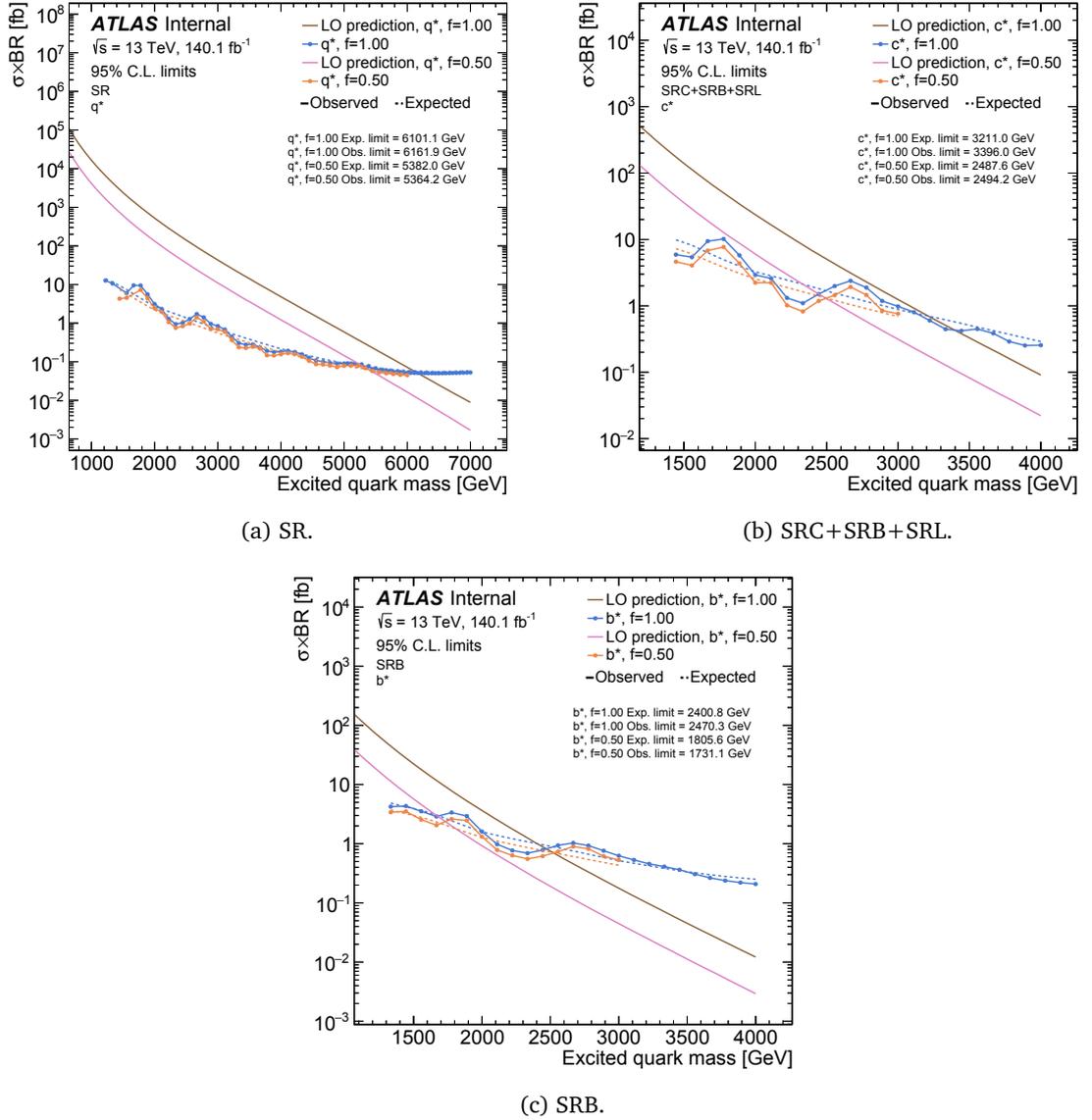


Figura 11.9: Comparación de los límites observados y esperados entre señales con diferentes acoplamientos, para cada región del análisis. Las líneas azules (naranjas) representan los límites para acoplamientos de $f = 1$ ($f = 0.5$), y los productos de sección eficaz y *branching ratio* predichos por la teoría se muestran con la línea marrón (rosa).

masa, mostrando la exclusión en estos dos parámetros simultáneamente. En el caso 2D, los límites superiores en $\sigma_s \times Br$ se representan mediante una superficie tridimensional y los límites superiores en los parámetros se obtienen de la intersección entre las predicciones y los límites superiores en $\sigma_s \times Br$. Para encontrar la intersección se requiere que ambas superficies sean suaves y esto no es el caso para los valores de los límites superiores dado que se cuenta con un número finito de señales. Utilizando las interpolaciones de las señales descritas en Sección 9.1, es posible lograr una superficie suave y casi continua de los límites logrando entonces poder realizar una interpolación de la intersección de ambas superficies. Estos límites superiores en los parámetros se muestran en la Figura 11.10. Aquí, se muestran los límites superiores observados y esperados a 95% CL (con la banda de incerteza $\pm 1\sigma$) para los tres sabores considerados, en sus respectivas regiones. Como

era de esperar, los límites del modelo q^* son aproximadamente dos veces más estrictos que los del modelo c^* , que a su vez, son más estrictos que para la señal b^* . Esta jerarquía en los límites es consecuencia principalmente de la sección eficaz de los procesos, ya que se esperan secciones eficaces más bajas para las resonancias más pesadas.

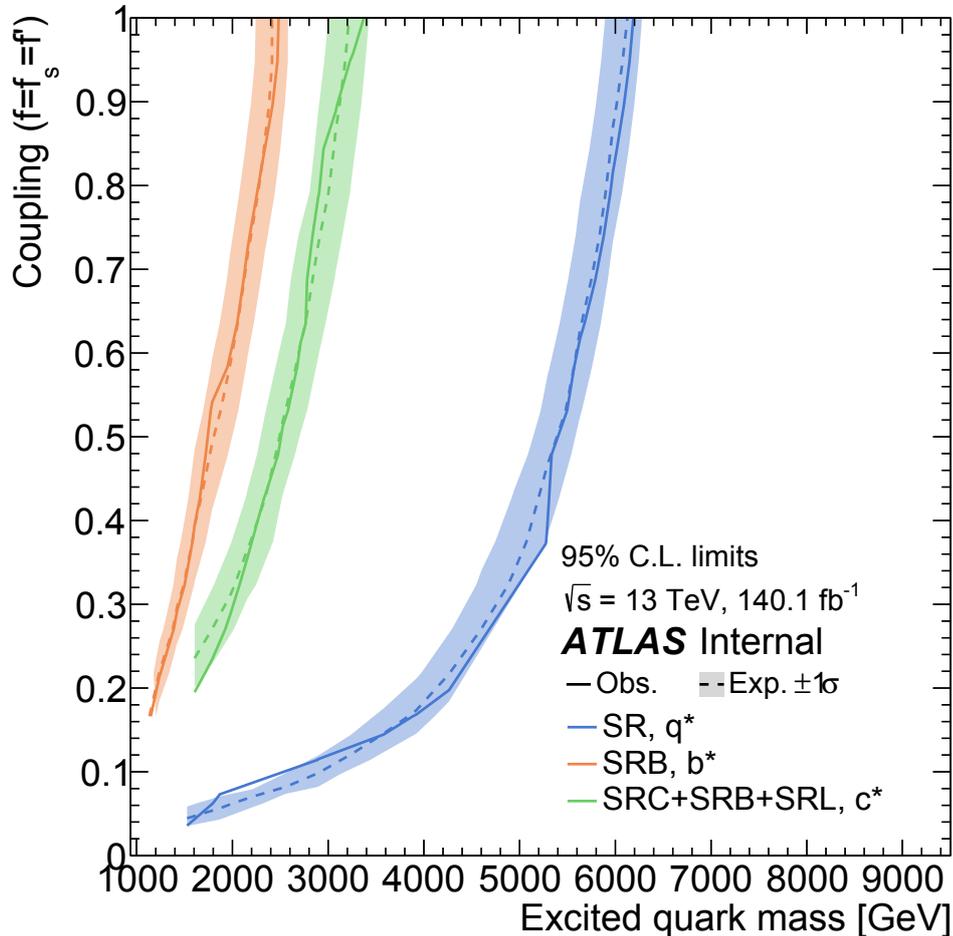


Figura 11.10: Límites esperados y observados en el plano de acoplamiento-masa para los modelos de q^* (SR), b^* (SRB) y c^* (SRC+SRB+SRL). Los límites esperados (observados) se muestran con líneas punteadas (sólidas), y la región de incerteza de 1σ se muestran como las zonas sombreadas.

Los límites superiores obtenidos en este análisis son los más estrictos hasta la fecha para el estado final $\gamma + \text{jet}$. En el caso de acoplamiento $f = 1$, los datos excluyen los modelos de q^* , c^* y b^* con masas de hasta 6162, 3396 y 2470 GeV, respectivamente.

Micro Agujeros Negros Al igual que para los límites de exclusión de EQ, los límites superiores para los QBH se indican en términos de la sección eficaz por el *branching ratio* $\sigma_s \times \text{Br}$. Los resultados sobre los límites observados y esperados para los dos modelos de QBH, RS1 y ADD se muestran en la Figura 11.11. Siguiendo el resumen de estrategias para los ajustes presentado en la Tabla 10.3, las señales de QBH sólo se interpretan en la región inclusiva SR. De forma similar a lo observado en el caso de las señales de EQ, los límites observados en ~ 1800 GeV y ~ 2600 GeV presentan desviaciones de hasta 2σ debido a los excesos locales (no significativos) encontrados en los datos con BumpHunter.

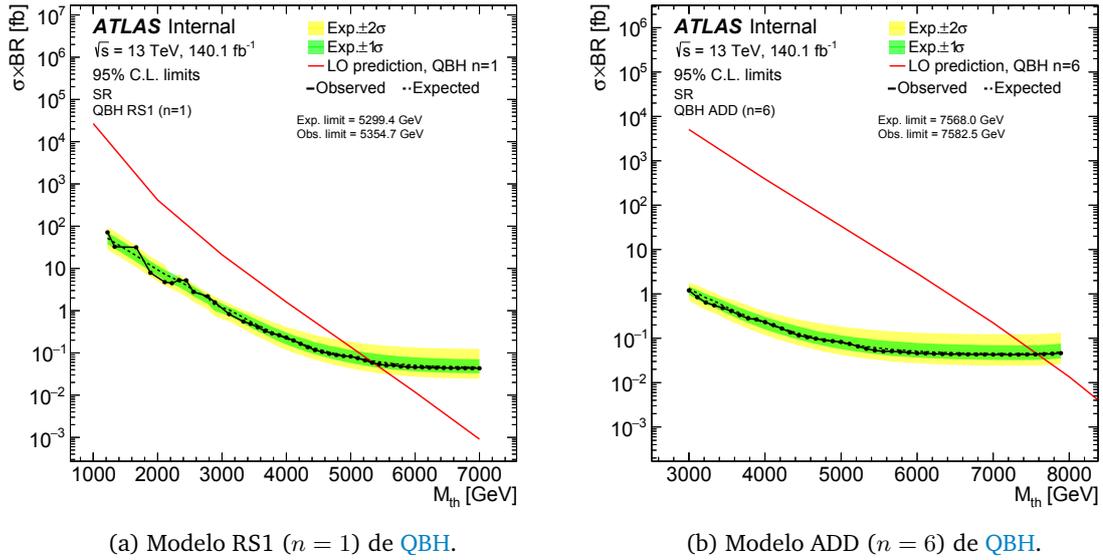


Figura 11.11: Límites superiores observados y esperados para los modelos de QBHs. Los límites para el modelo RS1 ($n = 1$) se muestra en la figura de la izquierda, mientras que para el modelo ADD ($n = 6$) los resultados se presentan en la figura de la derecha. Los límites observados se muestran con los puntos y líneas negras sólidas. En cambio, los límites esperados están representados por las líneas punteadas negras, y las incertezas de ± 1 y $\pm 2\sigma$ se muestran con las zonas sombreadas de verde y amarillo, respectivamente.

Los límites superiores de las masas de QBHs obtenidos son los más estrictos hasta la fecha en el estado final $\gamma + \text{jet}$. Los modelos que proponen dimensiones extra, ya sea con geometría deformada como en el modelo RS1, o con al menos dos dimensiones extra planas como en el modelo ADD, sugieren la formación de QBH, y estas pueden excluirse con un CL del 95 % hasta masas de 5355 GeV y 7583 GeV, respectivamente.

Modelos Gaussianos genéricos El último modelo de señal considerado son las formas gaussianas genéricas. Estas señales permiten una interpretación general y agnóstica del modelo en este estado final. Los límites superiores esperados y observados se calculan con resonancias de forma gaussiana, en los cuales los anchos se eligen en un 2 %, 7 % y 15 % de la resolución de masa invariante. A diferencia de los modelos anteriores, los límites de exclusión reportados se refieren a la sección eficaz visible dada por la Ec. 11.2 ya que pueden interpretarse para cualquier modelo arbitrario de señal que produzca una resonancia $\gamma + \text{jet}$ de forma aproximadamente gaussiana en $m_{\gamma+j}$.

Para cada una de las regiones de señal consideradas para este modelo de señal (SR, SRL, SRC y SRB), los resultados de los límites se muestran en la Figura 11.12. Los límites obtenidos en la región inclusiva SR muestran exactamente la misma estructura a bajo $m_{\gamma+j}$ que los otros modelos de señal, donde se observa un pequeño exceso de eventos de datos a ~ 1800 GeV y ~ 2500 GeV.

La sensibilidad para resonancias más estrechas es mejor que para resonancias más anchas por dos razones: para resonancias anchas, el mismo número de eventos de señal se distribuye a través de un rango de $m_{\gamma+j}$ mayor lo que reduce la relación señal/fondo en este rango. Además, la flexibilidad del ajuste del fondo le permite adaptarse mejor a señales

anchas que a señales estrechas provocando una mayor ambigüedad entre los eventos de señal y los de fondo.

A partir de la comparación de los distintos anchos, también es importante señalar que las resonancias estrechas producen muchas más fluctuaciones en los límites. Esto se debe a que los picos estrechos pueden captar más fácilmente cualquier fluctuación estadística en los datos y estas fluctuaciones se traducen en los límites. Por el contrario, las señales más anchas dan lugar a formas mucho más suaves en los límites observados.

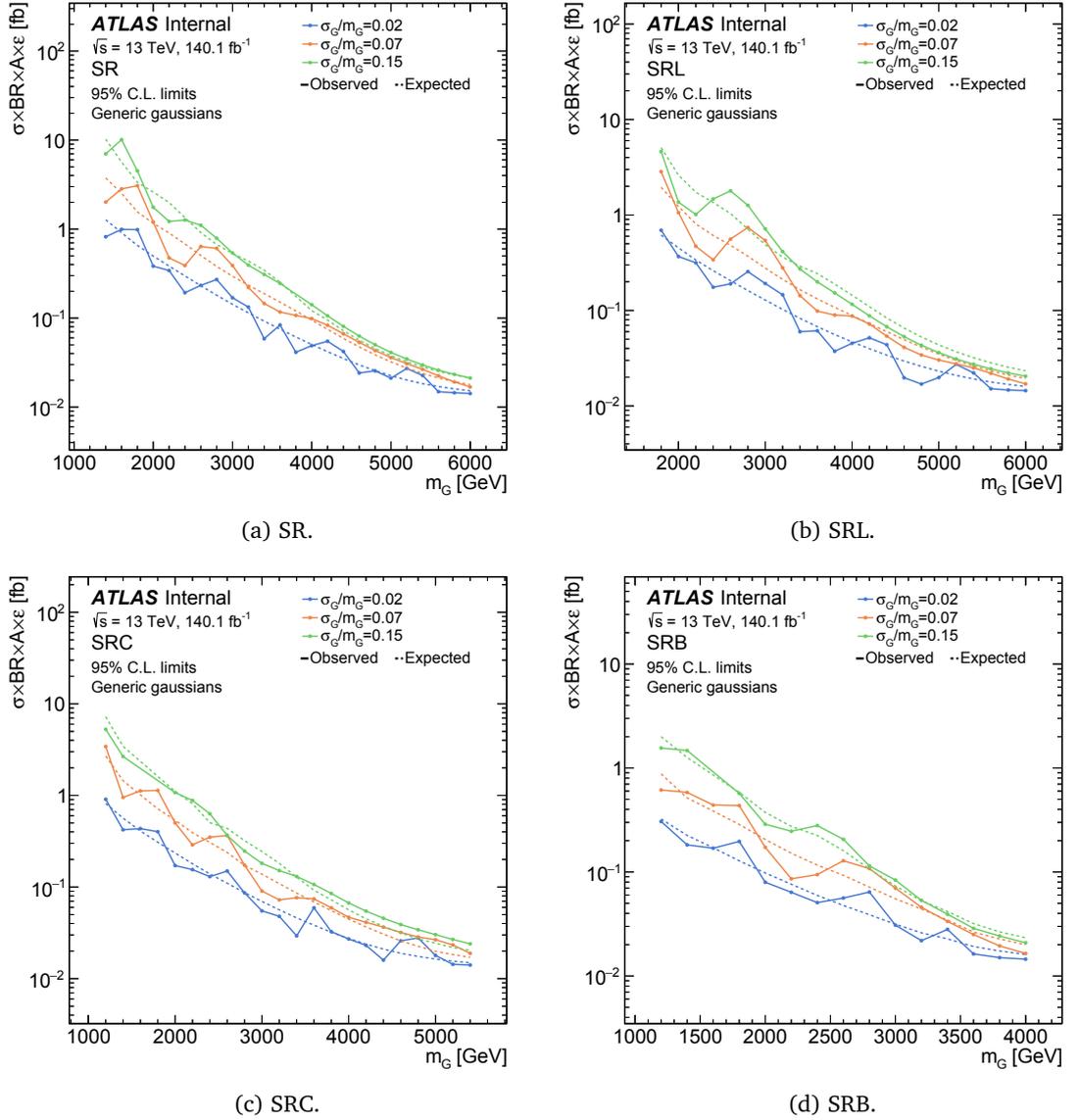


Figura 11.12: Límites observados y esperados en señales genéricas gaussianas con tres anchos diferentes: $\sigma_G/m_G = 0.02, 0.07$ y 0.15 ; en las regiones SR, SRL, SRC y SRB.

Por último, en la Figura 11.13, se presenta una comparación de los resultados actuales con los últimos resultados de [ATLAS](#) sobre resonancias gaussianas en el estado final de $\gamma + \text{jet}$. La búsqueda anterior se realizó utilizando únicamente el conjunto de datos de 2015+2016 recolectado por [ATLAS](#), con una luminosidad integrada total de 36.1 fb^{-1} . Dado que el límite superior de la sección eficaz escala con la luminosidad como $1/\sqrt{L}$, cabría

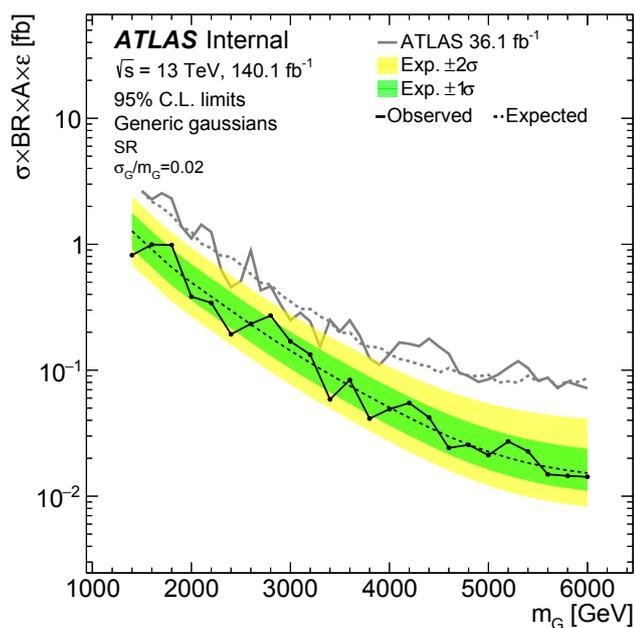


Figura 11.13: Comparación de los límites observados y esperados en resonancias de forma Gaussiana con ancho del 2% obtenidos en este trabajo (líneas negras) con los de los resultados previos de ATLAS utilizando datos recolectados en los años 2015-2016 (gris). Los límites esperados se muestran con las líneas punteadas mientras que los límites observados con las líneas sólidas.

esperar una mejora de $\sqrt{140.07}/\sqrt{36.1} \approx 1.96$ en el límite superior. Sin embargo, como se observa en las figuras, se obtiene una mejora mayor de la sensibilidad en el análisis actual, donde el límite superior en 5500 GeV se mejora en un factor de aproximadamente 5.3. En consecuencia, con los resultados actuales, en virtud de un modelado de fondo más sofisticado, es posible aumentar las mejoras que se obtendrían utilizando sólo más datos en un factor de ~ 2.7 .

CONCLUSIONES

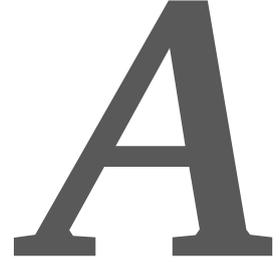
La enorme cantidad de datos producidos por el LHC a lo largo de su operación ha sido crucial para la realización de numerosas investigaciones en física de altas energías, cuyos resultados se encuentran en la frontera del conocimiento actual en el campo. Gracias a las altas energías de colisión y la capacidad para generar un gran volumen de eventos, el LHC ofrece condiciones únicas para llevar a cabo experimentos que investigan regiones en la frontera energética hasta ahora inexploradas. Entre sus principales experimentos se encuentra el detector ATLAS, en el que se enmarca la presente tesis. Este detector ha sido clave en búsquedas de nuevas partículas, destacándose el histórico descubrimiento del bosón de Higgs en 2012 que permitió completar el SM de las partículas elementales y sus interacciones. Las investigaciones realizadas en esta tesis están motivadas por algunas de las cuestiones que el SM no ha podido responder, entre las que se incluyen el problema de jerarquías y la existencia de tres familias de fermiones.

La producción de fotones prompt en colisiones pp del LHC es clave en el programa de física del experimento ATLAS, tanto para estudios de pQCD como para búsquedas BSM que incluyen fotones aislados en el estado final, como es el caso de esta tesis. Uno de los grandes desafíos para estas investigaciones consiste en lograr una identificación de fotones con alta eficiencia y pureza, debido a que algunos jets, cuya producción es dominante en las colisiones del LHC, pueden ser identificados erróneamente como fotones por sus características similares. En ATLAS, el proceso de identificación de fotones se basa en estudiar la lluvia electromagnética de partículas en el calorímetro mediante variables derivadas de datos y simulaciones. Dado que las simulaciones no coinciden exactamente con los datos reales, una parte de esta tesis se centró en corregir esas discrepancias mejorando el método actual de corrección, denominado Fudge Factor (FF) [149], e investigando un enfoque alternativo mediante el uso de variables de nivel inferior en la reconstrucción de señales en el detector, con la ventaja que permite optimizar simultáneamente todas las variables de identificación de fotones. Este método es de gran interés para la colaboración ATLAS permitiendo la utilización de algoritmos de Machine Learning para la identificación de fotones, en particular en el contexto del futuro High-Luminosity LHC. El método mejorado de los FFs brinda una performance superior de la identificación de fotones y es actualmente utilizado por todos los análisis de la colaboración.

El trabajo central de esta tesis es la búsqueda de nueva física [153] utilizando el conjunto completo de datos del Run-2 del LHC a una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV, recolectados por el detector ATLAS durante los años 2015 y 2018, correspondiendo a una luminosidad integrada de 140.01 fb^{-1} . La misma está motivada por modelos que apuntan a resolver dos grandes interrogantes del SM: el por qué de las tres familias de fermiones y el problema de las jerarquías. El modelo de Quarks Excitados (EQ), el cual provee una solución al primero de ellos, predice que los fermiones no son partículas fundamentales sino que son estados ligados de partículas más fundamentales que decaen rápidamente en un bosón y un fermión. Por otro lado, modelos con dimensiones extra proponen soluciones al problema de jerarquías que resultan en la existencia de Micro-Agujeros Negros (QBH) que decaen en un número bajo de partículas. En esta tesis, se consideraron aquellos modelos en los cuales los EQ y los QBH decaen en un fotón y un quark. En el caso de los modelos de EQ, se consideraron diferentes acoplamientos (f) de los mismos con los bosones del SM así como también diferentes sabores, es decir, se consideran por separado los procesos de producción de q^* (u^*/d^*), c^* y b^* , siendo para el caso de c^* el primer estudio que se realiza en experimentos del LHC. Los modelos de Randall-Sundrum y ArkaniHamed-Dimopoulos-Dvali, que proponen una y seis dimensiones extra, respectivamente, son estudiados en el marco de la producción de QBH. Dado que la forma de la masa invariante del par fotón+jet ($m_{\gamma+j}$) de procesos del SM decae suavemente, la búsqueda se basa en la identificación de excesos locales, o resonancias, en el espectro de masa. Para ello, se definió una región de señal inclusiva, la que a su vez se separa en tres regiones ortogonales basadas en el sabor del jet. El modelado del fondo consiste en ajustes funcionales a los propios datos experimentales. La posible diferencia entre el fondo y los datos, que llevaría a un descubrimiento, es cuantificada en primer lugar mediante un valor-p y posteriormente por el algoritmo BumpHunter, que realiza una búsqueda del exceso más significativo. En todas las regiones de señal consideradas se encontró que el fondo reproduce correctamente los datos sin evidencia estadística de un exceso sobre el mismo. Se establecieron entonces límites superiores en la sección eficaz visible a un 95 % CL considerando resonancias genéricas dadas por formas Gaussianas, así como límites en los modelos de EQ y QBH, excluyendo posibles parámetros de las teorías a 95 % CL. Para el caso de EQ con $f = 1$, se excluyen modelos con q^* , c^* y b^* con masas de hasta 6162, 3396 y 2471 GeV, respectivamente. Finalmente, los modelos de QBH con una (seis) dimension(es) extra(s) son excluidos hasta masas de 5355 GeV (7583 GeV). Los resultados obtenidos en esta tesis constituyen los límites más rigurosos en todos los modelos considerados hasta la fecha. Asimismo, se destaca que en el caso de los c^* , se trata de los primeros resultados obtenidos en experimentos del LHC, lo que implica un marcado avance tanto del punto de vista teórico como experimental.

Apéndices

RELACIONES PARA EL AJUSTE DE UNA ELIPSE



Para obtener las incertezas estadísticas en los FFs de shift y stretch se utiliza un ajuste a una elipse, siguiendo los pasos sugeridos en la Ref. [175]. Como salida del ajuste se obtienen un conjunto de parámetros $\{A, B, C, D, E, F\}$ que parametriza la cónica:

$$F(x, y) = Ax^2 + Bxy + Cy^2 + Dx + Ey + F = 0,$$

con $B^2 - 4AC < 0$ para el caso de elipses. Las variables x, y mostradas son generales, pero en el caso de FFs, representan los parámetros de shift y stretch, respectivamente. Este set de parámetros es transformado para obtener la forma canónica de una elipse:

$$\frac{((x - x_0) \cos \theta + (y - y_0) \sin \theta)^2}{a^2} + \frac{((x - x_0) \sin \theta - (y - y_0) \cos \theta)^2}{b^2} = 1,$$

de donde se puede extraer el centro de la elipse dado por (x_0, y_0) , su ángulo de inclinación θ y los semiejes mayor y menor, a and b , respectivamente. Luego, las incertezas deseadas en x e y , junto con su correlación se puede obtener mediante las relaciones (ver Figura A.1):

$$\sigma_x = \sqrt{a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta} \quad (\text{A.1})$$

$$\sigma_y = \sqrt{a^2 \sin^2 \theta + b^2 \cos^2 \theta} \quad (\text{A.2})$$

$$\rho = \tan(2\theta) \frac{\sigma_x^2 - \sigma_y^2}{2\sigma_x \sigma_y}. \quad (\text{A.3})$$

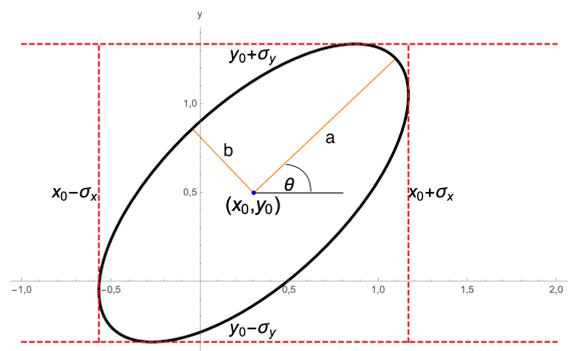


Figura A.1: Parámetros de una elipse.

RESULTADOS DE LOS TESTS DE INYECCIÓN DE SEÑAL

B

Señales Gaussianas En las Figuras B.1–B.4, se muestran los resultados del test de SI con señales gaussianas para los diferentes anchos de $\sigma_G/m_G = 0.02, 0.05$ y 0.20 . Las pruebas se han realizado en cada una de las regiones de análisis: SR, SRL, SRC y SRB. Para todas las hipótesis de ancho de la distribución se supera el test ya que se observan comportamientos lineales, y la relación de $|S_{\text{spur}}|/N_{\text{inj}} < 0.5$

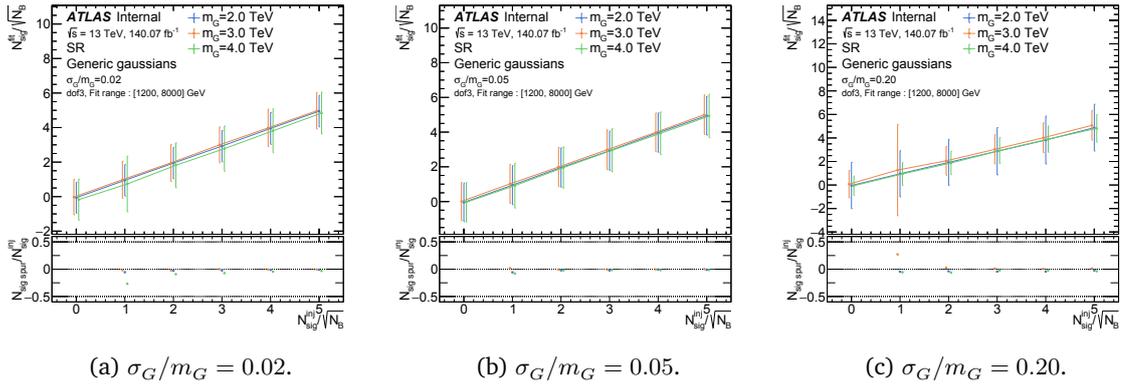


Figura B.1: Resultados de los tests de SI usando señales Gaussianas en la región inclusiva SR. El ajuste se realiza en el rango de 1200 – 8000 GeV usando la función *dof3*. Cada masa considerada se muestra con un color diferente. El eje x muestra la amplitud inyectada de señal sobre el fondo, en unidades de $\sqrt{N_B}$, mientras que el eje y representa la señal extraída en unidades de $\sqrt{N_B}$.

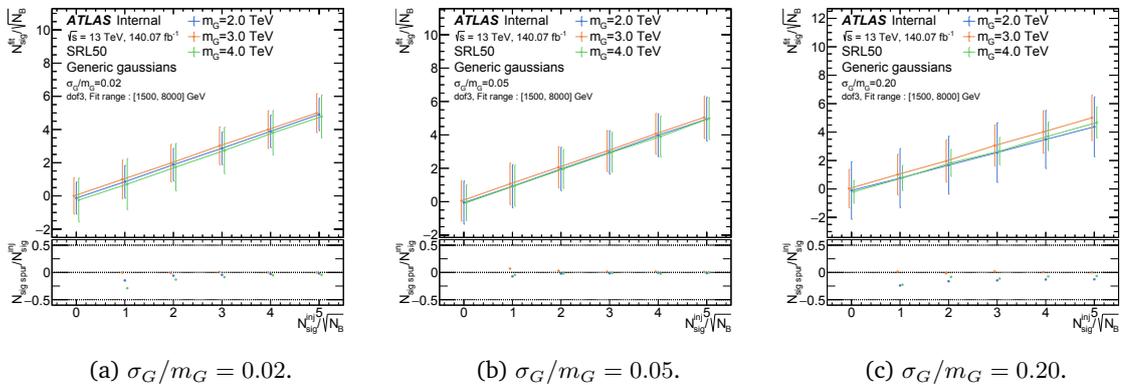


Figura B.2: Ídem a la Figura B.1 en la región SRL, realizando los ajustes en el rango de 1500 – 8000 GeV y utilizando la función *dof3*.

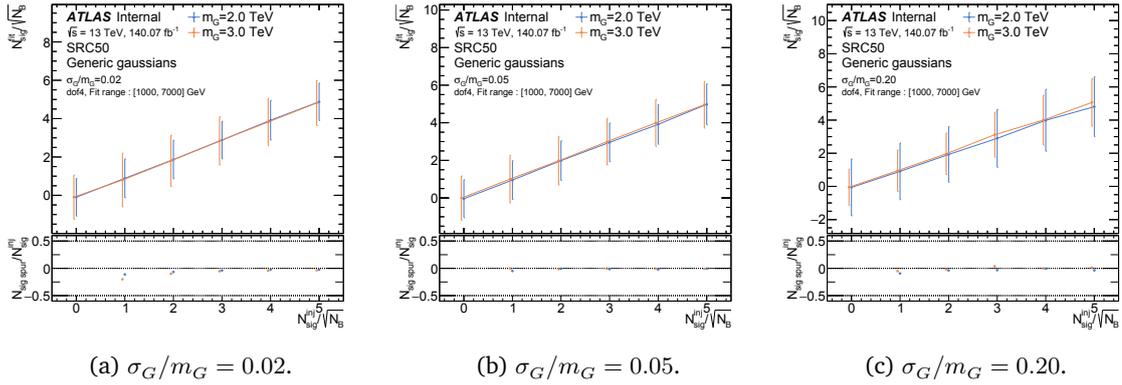


Figura B.3: Ídem a la Figura B.1 en la región SRC, realizando los ajustes en el rango de 1000 – 7000 GeV y utilizando la función *dof4*.

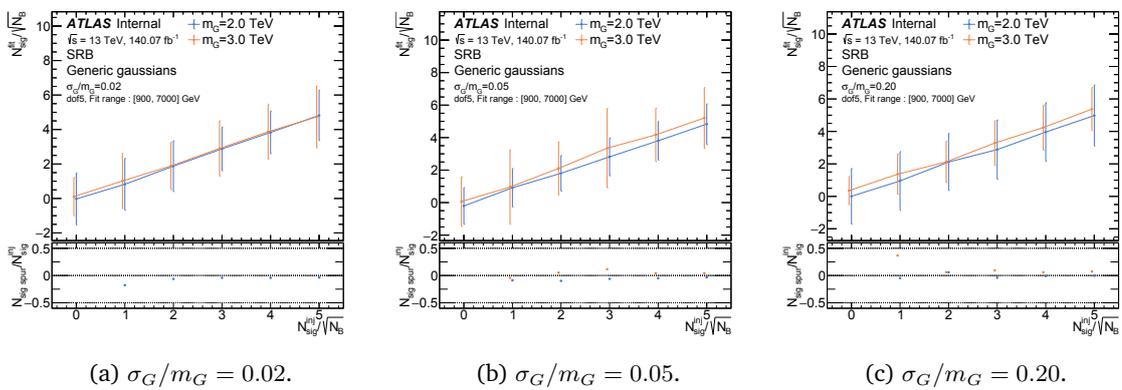


Figura B.4: Ídem a la Figura B.1 en la región SRB, realizando los ajustes en el rango de 900 – 7000 GeV y utilizando la función *dof5*.

Micro-Agujeros Negros De forma similar a lo que se ha visto para las señales gaussianas, en el caso **QBH** se sigue una buena linealidad con todas las masas consideradas dentro del rango de ajuste.

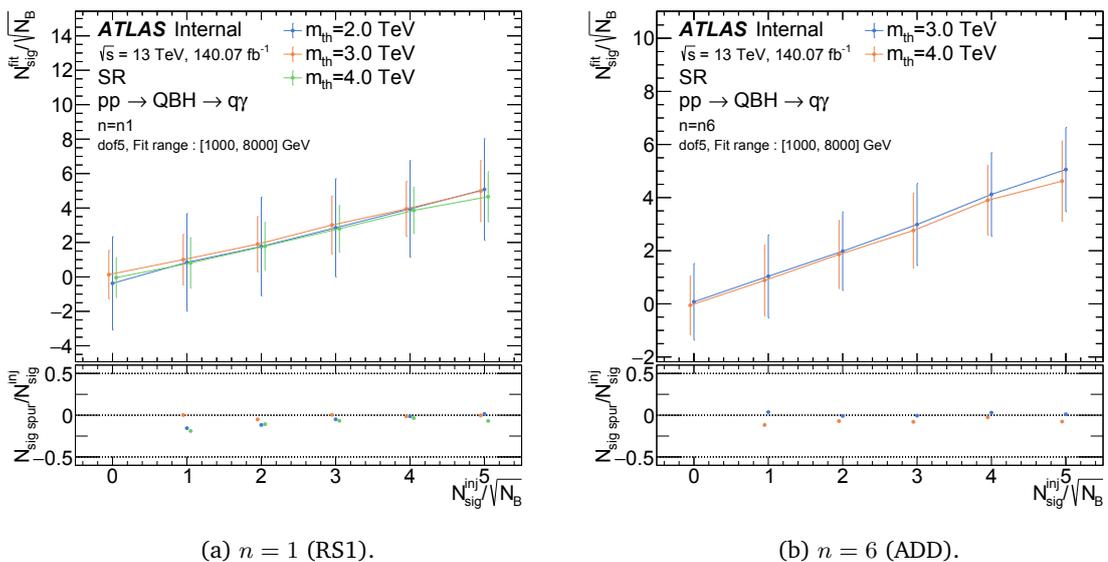


Figura B.5: Resultados del test de **SI** utilizando las señales de **QBH** en la región inclusiva SR. El ajuste se realiza en el rango 1000 – 8000 GeV utilizando la función *dof5*.

GLOSARIO

CERN Organización Europea para la Investigación Nuclear	30
ALICE A Large Ion Collider Experiment	
ATLAS A Toroidal LHC ApparatuS	9
CMS Compact Muon Solenoid	9
LHC Gran Colisionador de Hadrones	9
LHCb Large Hadron Collider beauty	
LHCf Large Hadron Collider forward	
LS1 Long Shut down 1	34
LS2 Long Shut down 2	32
TOTEM TOTal cross section, Elastic scattering and diffraction dissociation Measurement at the LHC	
MoEDAL Monopole & Exotics Detector At the LHC	
PS Proton Synchrotron	30
SPS Super Proton Synchrotron	30
SLAC Stanford Linear Accelerator Center	14
L1 Level-1	40
L1Topo Level-1 Topológico	41
LAr Argón Líquido	37
ECAL Calorímetro Electromagnético	28
CSC <i>Cathode Strip Chamber</i>	40
CTP <i>Central Trigger Processor</i>	41
FCAL Calorímetro Forward	37
HEC Calorímetro Hadrónico del End-Cap	39
HCAL Calorímetro Hadrónico	28

Glosario	167
HLT High Level Trigger	40
IBL <i>Insertable B-Layer</i>	34
ID Detector Interno	28
SCT Semiconductor de Trazas	34
RPC <i>Resistive-Plate Chamber</i>	40
TGC <i>Thin-Gap Chamber</i>	40
TRT Detector de Radiación de Transición	34
NSW <i>New Small Wheel</i>	40
MDT <i>Monitored Drift Tube</i>	39
MS Espectrómetro de Muones	28
GRL <i>Good Runs List</i>	42
LB Bloques de Luminosidad	42
PSB Proton Synchrotron Booster	30
BDT <i>Boosted Decision Tree</i>	56
MC Monte Carlo	6
KDE Kernel Density Estimator	73
ROI Región de interés	40
sólo-B sólo fondo	90
S+B señal+fondo	90
CL Nivel de Confianza	94
FWHM ancho a media altura	139
NP parámetro nuisance	
FF Fudge Factor	71
FF Fake Factor	123
SF Factor de escala	69
SS Shower Shape	49
SS Señal Espuria	91
SI Inyección de Señal	135
WP <i>Working Point</i>	49
POI Parámetro de Interés	90
pdf Función de Densidad de Probabilidad	73
BSM más allá del SM	6
DM Materia Oscura	21

Glosario	168
EM electromagnética	6
EW electrodébil	8
IR Infrarrojo	12
UV Ultravioleta	12
EWSB ruptura espontánea de simetría EW	8
FSR radiación de estado final	16
RZ <i>Z</i> Radiativo	66
SP Single Photon	67
DP Fotón Directo	xv
FP Fotón de Fragmentación	xv
ISR radiación de estado inicial	16
LO Leading Order	17
ME Elemento de Matriz	25
PS Lluvia de partones	25
NLO Next-to-Leading Order	18
NNLO Next-to-Next-to-Leading Order	15
PDF Función de Distribución Partónica	14
PS lluvia de partones	25
QCD Cromodinámica Cuántica	8
pQCD QCD perturbativa	19
QED Electrodinámica Cuántica	12
QFT Teoría Cuántica de Campos	8
QBH Micro-Agujeros Negros	23
EQ Quarks Excitados	22
SM Modelo Estándar	6
UE Evento subyacente (<i>Underlying Event</i>)	16
VEV Valor de Expectación de Vacío	8
CB Crystal-Ball	127
DSACB Double-sided Asymmetric Crystal-Ball	127
dof Grados de Libertad	130
NNJvt <i>Neural network Jet vertex Tagger</i>	55
JVT <i>Jet vertex Tagger</i>	55
JVF Jet vertex Fraction	55

Glosario	169
PV Vértice Primario	47
CB Muones combinados	51
ST Muones segmentados	51
CT Muones calorimétricos	52
ME Muones extrapolados	52
PFlow Particle Flow	54
FTAG Flavor Tagging	56

BIBLIOGRAFÍA

- [1] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08001.
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>. 1, 30
- [2] A. Purcell, *Go on a particle quest at the first CERN webfest. Le premier webfest du CERN se lance à la conquête des particules*,
<https://cds.cern.ch/record/1473657>. xi, 7
- [3] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber, *QCD and Collider Physics*. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 1996. 8
- [4] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508–509. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>. 8
- [5] P. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, *Physics Letters* **12** no. 2, (1964) 132–133.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916364911369>. 8
- [6] P. W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156–1163.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.145.1156>. 8
- [7] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321–323.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>. 8
- [8] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Physics Letters B* **716** no. 1, (2012) 1–29.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>. 9

- [9] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Physics Letters B* **716** no. 1, (2012) 30–61.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
9
- [10] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Characterising the Higgs boson with ATLAS data from Run 2 of the LHC*, *Phys. Rept.* **11** (2024) 001, [arXiv:2404.05498](https://arxiv.org/abs/2404.05498) [hep-ex].
9
- [11] M. Gell-Mann, *A schematic model of baryons and mesons*, *Physics Letters* **8** no. 3, (1964) 214–215.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031916364920013>.
11
- [12] G. Zweig, *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 1*, tech. rep., CERN, Geneva, 1964. <https://cds.cern.ch/record/352337>. 11
- [13] G. Zweig, *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 2*,. <https://cds.cern.ch/record/570209>. 11
- [14] Particle Data Group Collaboration Collaboration, S. Navas et al., *Review of Particle Physics*, *Phys. Rev. D* **110** (2024) 030001.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.110.030001>. xi, 13
- [15] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343–1346.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1343>. 13
- [16] H. D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?*, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346–1349.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1346>. 13
- [17] H. Georgi and S. L. Glashow, *Unity of All Elementary-Particle Forces*, *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 438–441.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.32.438>. 13
- [18] R. P. Feynman, *Very High-Energy Collisions of Hadrons*, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415–1417. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.1415>. 14
- [19] J. D. Bjorken and E. A. Paschos, *Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon*, *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975–1982.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.185.1975>. 14
- [20] J. D. Bjorken, *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum*, *Phys. Rev.* **179** (1969) 1547–1553. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.179.1547>. 14

- [21] R. Ellis, H. Georgi, M. Machacek, H. Politzer, and G. G. Ross, *Factorization and the parton model in QCD*, *Physics Letters B* **78** no. 2, (1978) 281–284.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269378900230>.
14
- [22] J. C. Collins, D. E. Soper, and G. Sterman, “Factorization of hard processes in qcd.”
https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789814503266_0001.
14
- [23] J. C. Collins and D. E. Soper, *The Theorems of Perturbative QCD*, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **37** no. Volume 37,, (1987) 383–409.
<https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev.ns.37.120187.002123>. 14
- [24] Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.*, *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 641–653,
http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_046_04_0641.pdf. 15
- [25] V. Gribov and L. Lipatov, *Deep inelastic electron scattering in perturbation theory*, *Physics Letters B* **37** no. 1, (1971) 78–80.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269371905764>.
15
- [26] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic freedom in parton language*, *Nuclear Physics B* **126** no. 2, (1977) 298–318.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321377903844>.
15
- [27] NNPDF Collaboration, *Parton distributions for the LHC run II*, *Journal of High Energy Physics* **2015** no. 4, (2015) 40.
[https://doi.org/10.1007/JHEP04\(2015\)040](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2015)040). xi, 15
- [28] P. D. Group, *Review of Particle Physics*, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2020** no. 8, (2020) 083C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>.
xi, 15
- [29] S. Höche, *Introduction to parton-shower event generators*, 2015.
<https://arxiv.org/abs/1411.4085>. xi, 16
- [30] ATLAS Collaboration, T. A. collaboration, *Standard Model Summary Plots June 2024*, tech. rep., CERN, Geneva, 2024. <https://cds.cern.ch/record/2903866>.
xi, 17
- [31] T. Pietrycki and A. Szczurek, *Photon-jet correlations in pp and $p\bar{p}$ collisions*, *Phys. Rev. D* **76** (2007) 034003.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.76.034003>. 17

- [32] Z. Belghobsi, M. Fontannaz, J.-P. Guillet, G. Heinrich, E. Pilon, and M. Werlen, *Photon-jet correlations and constraints on fragmentation functions*, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 114024. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.79.114024>. 17
- [33] J. Kühn and P. Zerwas, *Excited quarks and leptons*, *Physics Letters B* **147** no. 1, (1984) 189–196. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938490618X>. 20
- [34] N. Cabibbo, L. Maiani, and Y. Srivastava, *Anomalous Z decays: excited leptons?*, *Physics Letters B* **139** no. 5, (1984) 459–463. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269384918501>. 20
- [35] A. De Rújula, L. Maiani, and R. Petronzio, *Search for excited quarks*, *Phys. Lett. B* **140** (1984) 253–258. <https://cds.cern.ch/record/149662>. 20
- [36] U. Baur, M. Spira, and P. M. Zerwas, *Excited-quark and -lepton production at hadron colliders*, *Phys. Rev. D* **42** (1990) 815–824. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.42.815>. 20
- [37] S. Bhattacharya, S. S. Chauhan, B. C. Choudhary, and D. Choudhury, *Quark excitations through the prism of direct photon plus jet at the LHC*, *Phys. Rev. D* **80** (2009) 015014. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.80.015014>. 20
- [38] Y. C. Zhan, C. S. Li, Z. L. Liu, and S. A. Li, *Signature of the γ + jet and dijet production mediated by an excited quark with QCD next-to-leading order accuracy at the LHC*, *Phys. Rev. D* **93** (2016) 014018. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.014018>. 20, 22, 98
- [39] F. Zwicky, *On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae*,. <https://adsabs.harvard.edu/full/1937ApJ...86..217Z/0000218.000.html>. 21
- [40] V. C. Rubin and W. K. Ford Jr, *Rotation of the Andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions*, *Astrophysical Journal*, vol. 159, p. 379 **159** (1970) 379. <https://adsabs.harvard.edu/full/1970ApJ...159..379R/0000383.000.html>. 21
- [41] Planck Collaboration, *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*, *Astronomy and Astrophysics* **571** (2014), arXiv:1303.5076v3. <https://arxiv.org/abs/1303.5076v3>. 21
- [42] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones, and D. Zaritsky, *A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter**, *The Astrophysical Journal* **648** no. 2, (2006) L109. <https://dx.doi.org/10.1086/508162>. 21

- [43] M. Bradač, S. W. Allen, T. Treu, H. Ebeling, R. Massey, R. G. Morris, A. von der Linden, D. Applegate, and ;, *Revealing the properties of dark matter in the merging cluster MACSJ0025.4-1222*, *The Astrophysical Journal* **687** no. 2, (2008) 959–967, arXiv:0806.2320v2. <http://dx.doi.org/10.1086/591246>. 21
- [44] M. Gell-Mann, P. Ramond, and R. Slansky, *Complex spinors and unified theories*, in *Murray Gell-Mann*. World Scientific, 2010. https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789812836854_0018. 21
- [45] S. L. Glashow, *The future of elementary particle physics*, in *Quarks and Leptons: Cargese 1979*, M. Lévy, J.-L. Basdevant, D. Speiser, J. Weyers, R. Gastmans, and M. Jacob, eds. Springer US, Boston, MA, 1980. https://doi.org/10.1007/978-1-4684-7197-7_15. 21
- [46] P. Ramond, *The family group in grand unified theories*, in *SEESAW 25*. World Scientific, 2005. https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789812702210_0020. 21
- [47] *Proceedings of the 1981 international symposium on lepton and photon interactions at high energies*. Jan, 1981. 21
- [48] G. Hooft, *Naturalness, Chiral Symmetry, and Spontaneous Chiral Symmetry Breaking*, in *Recent Developments in Gauge Theories*, G. Hooft, C. Itzykson, A. Jaffe, H. Lehmann, P. K. Mitter, I. M. Singer, and R. Stora, eds. Springer US, Boston, MA, 1980. https://doi.org/10.1007/978-1-4684-7571-5_9. 21
- [49] J. Pati, A. Salam, and J. Strathdee, *Are quarks composite?*, *Physics Letters B* **59** no. 3, (1975) 265–268. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269375900428>. 21
- [50] H. Fritzsch and G. Mandelbaum, *Weak interactions as manifestations of the substructure of leptons and quarks*, *Physics Letters B* **102** no. 5, (1981) 319–322. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269381906262>. 21
- [51] U. Baur and H. Fritzsch, *The masses of composite quarks and leptons as electromagnetic self energies*, *Physics Letters B* **134** no. 1, (1984) 105–110. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938490995X>. 21
- [52] D. Bailin and A. Love, *Kaluza-Klein theories*, *Reports on Progress in Physics* **50** no. 9, (1987) 1087. <https://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/50/9/001>. 23

- [53] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, *The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*, *Physics Letters B* **429** no. 3, (1998) 263–272.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269398004663>. 23
- [54] L. Randall and R. Sundrum, *An Alternative to Compactification*, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 4690–4693.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.4690>. 23
- [55] L. Randall and R. Sundrum, *Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension*, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3370–3373.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.3370>. 23
- [56] I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, *New dimensions at a millimeter to a fermi and superstrings at a TeV*, *Physics Letters B* **436** no. 3, (1998) 257–263.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269398008600>. 23
- [57] G. Dvali and M. Redi, *Black hole bound on the number of species and quantum gravity at CERN LHC*, *Phys. Rev. D* **77** (2008) 045027.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.77.045027>. 23
- [58] G. Dvali, *Black holes and large N species solution to the hierarchy problem*, *Fortschritte der Physik* **58** no. 6, (2010) 528–536.
<http://dx.doi.org/10.1002/prop.201000009>. 23
- [59] P. C. Argyres, S. Dimopoulos, and J. March-Russell, *Black holes and sub-millimeter dimensions*, *Physics Letters B* **441** no. 1, (1998) 96–104.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269398011848>. 23
- [60] T. Banks and W. Fischler, *A Model for High Energy Scattering in Quantum Gravity*, 1999. <https://arxiv.org/abs/hep-th/9906038>. 23
- [61] S. B. Giddings and S. Thomas, *High energy colliders as black hole factories: The end of short distance physics*, *Phys. Rev. D* **65** (2002) 056010.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.65.056010>. 23
- [62] P. Meade and L. Randall, *Black holes and quantum gravity at the LHC*, *Journal of High Energy Physics* **2008** no. 05, (2008) 003.
<https://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/05/003>. 23
- [63] G. L. Alberghi, R. Casadio, D. Galli, D. Gregori, A. Tronconi, and V. Vagnoni, *Probing quantum gravity effects in black holes at LHC*, 2006.
<https://arxiv.org/abs/hep-ph/0601243>. 23

- [64] G. L. Alberghi, R. Casadio, and A. Tronconi, *Quantum gravity effects in black holes at the LHC*, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **34** no. 4, (2007) 767. <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/34/4/012>. 23
- [65] D. M. Gingrich and B. Undseth, *Quantum black holes in the horizon quantum mechanics model at the Large Hadron Collider*, *Phys. Rev. D* **102** (2020) 095020. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.102.095020>. 24
- [66] D. M. Gingrich, *Quantum black holes with charge, color and spin at the LHC*, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **37** no. 10, (2010) 105008. <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/37/10/105008>. 24
- [67] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *A brief introduction to PYTHIA 8.1*, *Computer Physics Communications* **178** no. 11, (2008) 852–867. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465508000441>. 25, 72, 100
- [68] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, *An introduction to PYTHIA 8.2*, *Computer Physics Communications* **191** (2015) 159–177. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465515000442>. 25, 98
- [69] C. Bierlich, S. Chakraborty, N. Desai, L. Gellersen, I. Helenius, P. Ilten, L. Lönnblad, S. Mrenna, S. Prestel, C. T. Preuss, T. Sjöstrand, P. Skands, M. Uthmeim, and R. Verheyen, *A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3*, 2022. <https://scipost.org/10.21468/SciPostPhysCodeb.8>. 25
- [70] E. Bothmann, G. S. Chahal, S. Höche, J. Krause, F. Krauss, S. Kuttimalai, S. Liebschner, D. Napoletano, M. Schönherr, H. Schulz, S. Schumann, and F. Siegert, *Event generation with Sherpa 2.2*, *SciPost Phys.* **7** (2019) 034. <https://scipost.org/10.21468/SciPostPhys.7.3.034>. 25, 72
- [71] T. Sjöstrand, *Monte Carlo Generators*, 2006. <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0611247>. 25
- [72] M. A. Dobbs, S. Frixione, E. Laenen, et al., *Les Houches Guidebook to Monte Carlo Generators for Hadron Collider Physics*, 2004. <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0403045>. 25
- [73] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjöstrand, *Parton fragmentation and string dynamics*, *Physics Reports* **97** no. 2, (1983) 31–145. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157383900807>. 26, 100

- [74] B. Webber, *A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference*, *Nuclear Physics B* **238** no. 3, (1984) 492–528.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032138490333X>.
26
- [75] T. A. collaboration, *ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data*, tech. rep., CERN, Geneva, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1966419>. 27, 100
- [76] P. Skands, S. Carrazza, and J. Rojo, *Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 tune*, *The European Physical Journal C* **74** no. 8, (2014) 3024.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3024-y>. 27
- [77] S. Agostinelli and J. Allison and K. Amako and J. Apostolakis and H. Araujo and others, *Geant4—a simulation toolkit*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **506** no. 3, (2003) 250–303.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
27, 28, 73
- [78] ATLAS Collaboration, *AtlFast3: The Next Generation of Fast Simulation in ATLAS*, *Computing and Software for Big Science* **6** no. 1, (2022) 7.
<https://doi.org/10.1007/s41781-021-00079-7>. 28
- [79] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Simulation Infrastructure*, *The European Physical Journal C* **70** no. 3, (2010) 823–874.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9>. 28
- [80] C. ATLAS, M. Beckingham, M. Duehrssen, E. Schmidt, M. Shapiro, M. Venturi, J. Virzi, I. Vivarelli, M. Werner, S. Yamamoto, and T. Yamanaka, *The simulation principle and performance of the ATLAS fast calorimeter simulation FastCaloSim*, tech. rep., CERN, Geneva, 2010. <https://cds.cern.ch/record/1300517>. 28
- [81] O. S. Brüning, J. Poole, P. Collier, P. Lebrun, R. Ostojic, S. Myers, and P. Proudlock, *LHC Design Report*, CERN, Geneva **1** (2004) 548.
<https://cds.cern.ch/record/782076>. 30
- [82] E. Lopienska, *The CERN accelerator complex, layout in 2022. Complexe des accélérateurs du CERN en janvier 2022.*, <https://cds.cern.ch/record/2800984>.
xii, 31
- [83] The ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08002.
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>. 31
- [84] The LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08005.
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08005>. 31

- [85] The CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08004.
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>. 31
- [86] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08003.
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>. xii, 31, 33, 38, 39
- [87] The LHCf Collaboration, *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08006.
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08006>. 31
- [88] The TOTEM Collaboration, *The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08007.
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08007>. 31
- [89] MoEDAL Collaboration, MoEDAL Collaboration, *Technical Design Report of the MoEDAL Experiment*,. <https://cds.cern.ch/record/1181486>. 31
- [90] R. M. Bianchi and A. Collaboration, *ATLAS experiment schematic or layout illustration*, 2022. <https://cds.cern.ch/record/2837191>. General Photo. xii, 32, 33
- [91] J. Pequeno, *Computer generated image of the ATLAS inner detector*, 2008.
<https://cds.cern.ch/record/1095926>. General Photo. 34
- [92] The ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector: Technical Design Report*, tech. rep., CERN, 1997. <https://cds.cern.ch/record/331063>. 34
- [93] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report Addendum*, Tech. Rep. May, CERN, Sep, 2012.
<https://cds.cern.ch/record/1291633>.
<https://cdsweb.cern.ch/record/1451888>. 34
- [94] K. Potamianos, *The upgraded Pixel detector and the commissioning of the Inner Detector tracking of the ATLAS experiment for Run-2 at the Large Hadron Collider*, arXiv:1608.07850. <https://arxiv.org/abs/1608.07850v1>. 34
- [95] The ATLAS Collaboration, *ATLAS pixel detector electronics and sensors*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 07, (2008) P07007.
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/07/P07007>. 35
- [96] T. Heim, *Status and performance of the ATLAS Pixel Detector after 3 years of operation*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **765** (2014) 227–231. 35

- [97] A. Ahmad, Z. Albrechtskirchinger, P. P. Allport, J. Alonso, et al., *The silicon microstrip sensors of the ATLAS semiconductor tracker*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **578** no. 1, (2007) 98–118. 35
- [98] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube: design and performance*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 02, (2008) P02013.
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/02/P02013>. 35
- [99] J. Pequeno, *Computer Generated image of the ATLAS calorimeter*, 2008.
<https://cds.cern.ch/record/1095927>. General Photo. xii, 36
- [100] V. Rossetti, *Performance of the ATLAS Calorimeters and Commissioning for LHC Run-2*, <https://cds.cern.ch/record/2037117>. 37
- [101] The ATLAS Collaboration, *ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report*, CERN/LHCC96-42(1996) (1996) 354. <https://cds.cern.ch/record/331062>. 38
- [102] T. A. collaboration, *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*, <https://cds.cern.ch/record/331068>. 39
- [103] B. Stelzer, *The New Small Wheel Upgrade Project of the ATLAS Experiment*, *Nuclear and Particle Physics Proceedings* **273-275** (2016) 1160–1165.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2405601415006719>. 40
- [104] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*, *The European Physical Journal C* **72** no. 1, (2012) 1849.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1849-1>. 40
- [105] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2015*, arXiv:1611.09661. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3>. 40
- [106] The ATLAS Collaboration, *Operation of the ATLAS trigger system in Run 2*, *Journal of Instrumentation* **15** no. 10, (2020) P10004, arXiv:2007.12539v2. 40
- [107] R. Achenbach, P. Adragna, V. Andrei, P. Apostologlou, B. Åsman, C. Ay, B. M. Barnett, B. Bauss, et al., *The ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 03, (2008) P03001.
<https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/03/P03001>. 40
- [108] ATLAS Collaboration, P. Jenni, M. Nesi, M. Nordberg, and K. Smith, *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls: Technical Design Report*. Technical

- design report. ATLAS. CERN, Geneva, 2003.
<https://cds.cern.ch/record/616089>. 41
- [109] T. A. collaboration, *Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC*, *The European Physical Journal C* **83** no. 10, (2023) 982. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11747-w>. xii, 42, 43, 120
- [110] G. Avoni, M. Bruschi, G. Cabras, D. Caforio, N. Dehghanian, A. Floderus, B. Giacobbe, F. Giannuzzi, et al., *The new LUCID-2 detector for luminosity measurement and monitoring in ATLAS*, *Journal of Instrumentation* **13** no. 07, (2018) P07017. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/13/07/P07017>. 42, 120
- [111] ATLAS Collaboration, T. A. collaboration, *Preliminary analysis of the luminosity calibration of the ATLAS 13.6 TeV data recorded in 2022*, tech. rep., CERN, Geneva, 2023. <https://cds.cern.ch/record/2853525>. 42
- [112] ATLAS Collaboration, T. A. collaboration, *Preliminary analysis of the luminosity calibration for the ATLAS 13.6 TeV data recorded in 2023*, tech. rep., CERN, Geneva, 2024. <https://cds.cern.ch/record/2900949>. 42
- [113] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS track reconstruction algorithms in dense environments in LHC Run 2*, *The European Physical Journal C* **77** no. 10, (2017) 673. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5225-7>. 46
- [114] T. G. Cornelissen, N. Van Eldik, M. Elsing, W. Liebig, E. Moyse, N. Piacquadio, K. Prokofiev, A. Salzburger, and A. Wildauer, *Updates of the ATLAS Tracking Event Data Model (Release 13)*, tech. rep., CERN, Geneva, 2007.
<https://cds.cern.ch/record/1038095>. xii, 46
- [115] T. Cornelissen, M. Elsing, S. Fleischmann, W. Liebig, E. Moyse, and A. Salzburger, *Concepts, Design and Implementation of the ATLAS New Tracking (NEWT)*, tech. rep., CERN, Geneva, 2007. <https://cds.cern.ch/record/1020106>. 46
- [116] T. A. collaboration, *A neural network clustering algorithm for the ATLAS silicon pixel detector*, *Journal of Instrumentation* **9** no. 09, (2014) P09009.
<https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/9/09/P09009>. 46
- [117] The ATLAS Collaboration, *Reconstruction of primary vertices at the ATLAS experiment in Run 1 proton–proton collisions at the LHC*, *The European Physical Journal C* **77** no. 5, (2017) 332.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4887-5>. 47
- [118] T. A. collaboration, *Vertex Reconstruction Performance of the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, tech. rep., CERN, Geneva, 2015.
<https://cds.cern.ch/record/2037717>. 47

- [119] The ATLAS Collaboration, *Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton-proton collision data*, *Journal of Instrumentation* **14** no. 12, (2019) P12006. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/14/12/P12006>. xii, 47, 48, 69, 71, 123
- [120] ATLAS Collaboration, T. A. collaboration, *Electron and photon reconstruction and performance in ATLAS using a dynamical, topological cell clustering-based approach*, tech. rep., CERN, Geneva, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2298955>. 47, 53
- [121] The ATLAS Collaboration, *Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1*, *The European Physical Journal C* **77** no. 7, (2017) 490. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5004-5>. 47, 53
- [122] ATLAS Collaboration, *Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data*, *Eur. Phys. J. C* **76** (2016) 666, [arXiv:1606.01813](https://arxiv.org/abs/1606.01813) [hep-ex]. 47
- [123] ATLAS Collaboration, *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data*, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 3071, [arXiv:1407.5063](https://arxiv.org/abs/1407.5063) [hep-ex]. 47
- [124] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, *Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance*, tech. rep., CERN, Geneva, 2008. <https://cds.cern.ch/record/1099735>. 47
- [125] The ATLAS Collaboration, *Electron and photon efficiencies in LHC Run 2 with the ATLAS experiment*, *Journal of High Energy Physics* **2024** no. 5, (2024) 162. [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2024\)162](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2024)162). 49, 67
- [126] ATLAS Collaboration, *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using 2015–2016 LHC proton–proton collision data*, *JINST* **14** (2019) P03017, [arXiv:1812.03848](https://arxiv.org/abs/1812.03848) [hep-ex]. xiii, 49, 71
- [127] M. Cacciari and G. P. Salam, *Pileup subtraction using jet areas*, *Physics Letters B* **659** no. 1, (2008) 119–126. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269307011094>. 50
- [128] The ATLAS Collaboration, *Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV*, *The European Physical Journal C* **76** no. 5, (2016) 292. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4120-y>. 52
- [129] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The anti-kt jet clustering algorithm*, *Journal of High Energy Physics* **2008** no. 04, (2008) 063. <https://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063>. xii, 52, 54

- [130] The ATLAS Collaboration, *Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector*, *The European Physical Journal C* **77** no. 7, (2017) 466. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5031-2>. 54, 55
- [131] The ATLAS Collaboration, *Jet energy scale and resolution measured in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *The European Physical Journal C* **81** no. 8, (2021) 689. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09402-3>. 55
- [132] The ATLAS Collaboration, *Performance of pile-up mitigation techniques for jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector*, *The European Physical Journal C* **76** no. 11, (2016) 581. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4395-z>. 55
- [133] T. A. collaboration, *Calibration of the performance of b-tagging for c and light-flavour jets in the 2012 ATLAS data*, tech. rep., CERN, Geneva, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1741020>. 56
- [134] ATLAS Collaboration, T. A. collaboration, *Measurement of the b-tag Efficiency in a Sample of Jets Containing Muons with 5 fb^{-1} of Data from the ATLAS Detector*, tech. rep., CERN, Geneva, 2012. <https://cds.cern.ch/record/1435197>. 56
- [135] A. Lavrenov, *MV2-algorithm's clones*, CoRR **cs.CR/0208003** (2002). <https://arxiv.org/abs/cs/0208003>. 56
- [136] M. Lanfermann, *Deep Learning in Flavour Tagging at the ATLAS experiment*, *PoS EPS-HEP2017* (2018) 764. 56
- [137] A. Vaswani, N. Shazeer, N. Parmar, J. Uszkoreit, L. Jones, A. N. Gomez, L. Kaiser, and I. Polosukhin, *Attention Is All You Need*, CoRR **abs/1706.03762** (2017), 1706.03762. <http://arxiv.org/abs/1706.03762>. 56
- [138] The ATLAS Collaboration, *ATLAS flavour-tagging algorithms for the LHC Run 2 pp collision dataset*, *The European Physical Journal C* **83** no. 7, (2023) 681. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11699-1>. 56
- [139] ATLAS Collaboration, T. A. collaboration, *Graph Neural Network Jet Flavour Tagging with the ATLAS Detector*, tech. rep., CERN, Geneva, 2022. <https://cds.cern.ch/record/2811135>. 56
- [140] S. Brody, U. Alon, and E. Yahav, *How Attentive are Graph Attention Networks?*, CoRR **abs/2105.14491** (2021), 2105.14491. <https://arxiv.org/abs/2105.14491>. 56
- [141] Z. Wu, “b-jets calibration in atlas.” ATLAS-CMS Flavour Tagging Workshop, 2024. xii, 58

- [142] I. Wingerter-Seez, *Particle Physics Instrumentation*, [arXiv:1804.11246](https://arxiv.org/abs/1804.11246).
<https://cds.cern.ch/record/2315747>. xiii, 65
- [143] ATLAS Collaboration, *Search for short- and long-lived axion-like particles in $H \rightarrow aa \rightarrow 4\gamma$ decays with the ATLAS experiment at the LHC*, *The European Physical Journal C* **84** no. 7, (2024) 742.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-12979-0>. 65
- [144] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run 2 data collected in 2015 and 2016*, *The European Physical Journal C* **79** no. 3, (2019) 205.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6650-6>. xiii, 68, 69, 71
- [145] L. Devroye, *Chapter 4 Nonuniform Random Variate Generation*, 2006.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927050706130042>. 68
- [146] L. Lyons, D. Gibaut, and P. Clifford, *How to Combine Correlated Estimates of a Single Physical Quantity*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A270** (1988) 110. 70
- [147] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, et al., *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis*, 2007. [arXiv:physics/0703039](https://arxiv.org/abs/physics/0703039) [physics.data-an]. 73
- [148] N. D. Gagunashvili, *Comparison of weighted and unweighted histograms*, 2006.
<https://arxiv.org/abs/physics/0605123>. 74
- [149] F. Sili, F. Alonso, and M. T. Dova, *ATLAS QT Report: Data-MC shower shape corrections for photons*, tech. rep., CERN, Geneva, 2021.
<https://cds.cern.ch/record/2778699>. 76, 81, 159
- [150] M. Khandoga, *Calibration of electron shower shapes, hadronic recoil reconstruction using deep learning algorithms and the measurement of W boson transverse momentum distribution with the ATLAS detector*. PhD thesis, U. Paris-Saclay, 2020.
<https://cds.cern.ch/record/2752635>. 81
- [151] M. Belfkir, *Search for Higgs pair production at LHC collider (CERN): The first measurement for Higgs potential and search for new physics*. PhD thesis, Savoie Mont Blanc University, 2021. <https://cds.cern.ch/record/2792268>. 81, 84, 87
- [152] J. L. Spah, *Data-driven corrections to shower shape variables for photon identification at the ATLAS experiment*, Master's thesis, TU Dortmund University, Dortmund, 2021. <https://kroeninger-group.physik.tu-dortmund.de/en/research/particle-physics/theses/#c135884>. 87

- [153] F. Alonso, F. Sili, M. T. Dova, and D. Gingrich, *Search for photon-jet high-mass final state*, tech. rep., CERN, Geneva, 2022. <https://cds.cern.ch/record/2837829>. 89, 160
- [154] G. Choudalakis, *On hypothesis testing, trials factor, hypertests and the BumpHunter*, 2011. <https://arxiv.org/abs/1101.0390>. 94
- [155] L. Vaslin, S. Calvet, V. Barra, and J. Donini, *pyBumpHunter: A model independent bump hunting tool in Python for high energy physics analyses*, *SciPost Phys. Codebases* (2023) 15. <https://scipost.org/10.21468/SciPostPhysCodeb.15.94>
- [156] L. Lyons, *Open statistical issues in Particle Physics*, *The Annals of Applied Statistics* 2 no. 3, (2008) 887 – 915. <https://doi.org/10.1214/08-AOAS163>. 95
- [157] NNPDF Collaboration, R. D. Ball, et al., *Parton distributions with LHC data*, *Nucl. Phys. B* 867 (2013) 244, [arXiv:1207.1303](https://arxiv.org/abs/1207.1303) [hep-ph]. 98, 100, 121
- [158] D. M. Gingrich, *Monte Carlo event generator for black hole production and decay in proton-proton collisions*, *Comput.Phys.Commun.* 181 (2010) 1917–1924, [arXiv:0911.5370](https://arxiv.org/abs/0911.5370) [hep-ph]. 99
- [159] ATLAS Collaboration, *Performance of electron and photon triggers in ATLAS during LHC Run 2*, *Eur. Phys. J. C* 80 (2020) 47, [arXiv:1909.00761](https://arxiv.org/abs/1909.00761) [hep-ex]. 102
- [160] G. Pasztor, R. White, F. Monticelli, J. Hoya, and H. Wahlberg, *Photon trigger performance in 2015 ATLAS data*, Tech. Rep. ATL-COM-DAQ-2015-101, CERN, Geneva, Jul, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2034866>. For upcoming conferences: EPS, DPF and LISHEP. 102
- [161] ATLAS Collaboration, *Measurement of the cross section for isolated-photon plus jet production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector*, *Phys. Lett. B* 780 (2018) 578, [arXiv:1801.00112](https://arxiv.org/abs/1801.00112) [hep-ex]. 106
- [162] M. Baak, S. Gadatsch, R. Harrington, and W. Verkerke, *Interpolation between multi-dimensional histograms using a new non-linear moment morphing method*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 771 (2015) 39–48. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214011814>. 115
- [163] W. Buttinger, *Using Event Weights to account for differences in Instantaneous Luminosity and Trigger Prescale in Monte Carlo and Data*, tech. rep., CERN, Geneva, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2014726>. 120

- [164] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2304, [arXiv:1112.6426](https://arxiv.org/abs/1112.6426) [hep-ex]. 121
- [165] ATLAS Collaboration, “Monte Carlo Calibration and Combination of In-situ Measurements of Jet Energy Scale, Jet Energy Resolution and Jet Mass in ATLAS.” ATLAS-CONF-2015-037, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2044941>. 121
- [166] The ATLAS Collaboration, *Search for photonic signatures of gauge-mediated supersymmetry in 13 TeV pp collisions with the ATLAS detector*, *Phys. Rev. D* **97** (2018) 092006. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.97.092006>. 123
- [167] F. Alonso, F. A. Arduh, J. Hoya, M.-T. Dova, H. Wahlberg, and G. E. Orellana, *Search for supersymmetry in events with photons, jets and missing transverse momentum with 36 fb⁻¹ of data at 13 TeV*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2016-1662, CERN, Geneva, Nov, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2233238>. 123
- [168] The ATLAS Collaboration, *Search for new phenomena in events with an energetic jet and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Rev. D* **103** (2021) 112006. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.103.112006>. 123
- [169] F. Alonso, F. A. Arduh, M.-T. Dova, J. Hoya, G. E. Orellana, and H. Wahlberg, *Search for SUSY signatures in events with photons, missing transverse energy and jets using 140 fb⁻¹*, tech. rep., CERN, Geneva, Oct, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2641602>. 123
- [170] ATLAS Collaboration, *Search for new phenomena in high-mass final states with a photon and a jet from pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J. C* **78** (2018) 102, [arXiv:1709.10440](https://arxiv.org/abs/1709.10440) [hep-ex]. 123, 130
- [171] The ATLAS Collaboration, *Search for dark matter at $\sqrt{s} = 13$ TeV in final states containing an energetic photon and large missing transverse momentum with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J. C* **77** (2017) 393. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4965-8>. 124
- [172] S. Laplace, M. A. Chelstowska, S. M. Mazza, J. Ocariz, J. Qian, J. Poveda, N. Proklova, Y.-T. Shen, G. Unal, M. Villaplana Perez, J.-B. De Vivie De Regie, Z. Wang, and K. Todome, *Search for new phenomena in diphoton events with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV: Isolation studies*, tech. rep., CERN, Geneva, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2162758>. 127
- [173] R. Hyneman, S. Laplace, J. Ocariz, J. Poveda, N. Proklova, J.-B. De Vivie De Regie, M. Zgubic, O. A. Ducu, M. H. Klein, M. J. Alconada Verzini, F. Alonso, A. J. Taylor, C. Merlassino, L. Pascual Dominguez, E. Varnes, J. Maurer, and J. Reichert,

Electron, Muon, and Photon Isolation in 2015-2018, tech. rep., CERN, Geneva, 2019. <https://cds.cern.ch/record/2672803>. 127

- [174] ATLAS Collaboration, *Search for new resonances in mass distributions of jet pairs using 139 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ with the ATLAS detector*, **JHEP** **03** (2020) 145, [arXiv:1910.08447](https://arxiv.org/abs/1910.08447) [hep-ex]. 130
- [175] R. Hoy and J. Flusser, *Numerically Stable Direct Least Squares Fitting of Ellipses*, 1998. <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:15772208>. 162