



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS
INSTITUTO DE FÍSICA LA PLATA

Trabajo de Tesis Doctoral

My thesis title

My subtitle

Autor:
Francisco SILI

Directores:

Prof. Dr. Maria Teresa DOVA
Dr. Francisco ALONSO

23 de octubre de 2024

ACKNOWLEDGEMENTS

akwnoelasfsa

I, Francisco SILI, hereby declare that this thesis has not been and will not be,
submitted in whole or in part to another university for the award of any other degree.

La Plata,
23 de octubre de 2024

Francisco SILI

Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Exactas
Instituto de Física La Plata

TESIS DE DOCTORADO

My thesis title

by Francisco SILI

ABSTRACT

some text

ÍNDICE GENERAL

Índice general	vi
Índice de figuras	ix
Índice de tablas	xiii
Introducción	2
I Motivación Teórica	3
1 El Modelo Estándar y un poco más	4
1.1. El Modelo Estándar	4
1.1.1. Partículas elementales y sus interacciones	5
1.1.2. Formulación matemática del Modelo Estándar	6
1.1.3. Interacciones hadrónicas en colisionadores protón-protón	9
1.1.4. Teoría de producción de fotones <i>prompt</i>	12
1.2. Física Más allá del Modelo Estándar	16
1.2.1. Teorías de quarks compuestos	17
1.2.2. Teorías de mayores dimensiones	18
1.3. Simulaciones Monte Carlo	20
1.3.1. Colisión dura y lluvia de partones	20
1.3.2. Hadronización	21
1.3.3. Evento subyacente	22
1.3.4. Tunes	22
1.3.5. Simulación del detector ATLAS	22
II Setup experimental	24
2 El LHC y el experimento ATLAS	25
2.1. LHC	25

2.2.	ATLAS	27
2.2.1.	Sistema de coordenadas de ATLAS	28
2.2.2.	Detector Interno	28
2.2.3.	Calorímetros	30
2.2.4.	Espectrómetro de Muones (MS)	34
2.2.5.	El sistema de Trigger	35
2.3.	Toma de datos durante el Run-2	36
3	Reconstrucción e identificación de objetos físicos	39
3.1.	Reconstrucción de trazas y vértices	39
3.2.	Fotones y electrones	41
3.2.1.	Reconstrucción	41
3.2.2.	Identificación	43
3.2.3.	Aislamiento	43
3.3.	Muones	45
3.4.	Jets	46
3.4.1.	Algoritmo de clusterización de jets anti- k_t	46
3.4.2.	Jets Calorimétricos	47
3.4.3.	Particle Flow (PFlow) Jets	48
3.4.4.	Calibración de jets	49
3.5.	Jets provenientes de quarks pesados (<i>Jets heavy flavor</i>)	49
3.5.1.	Identificación y performance de <i>b</i> -tagging	50
3.5.2.	Identificación y performance de <i>c</i> -tagging	52
III	Correcciones de las Shower shapes de fotones	53
4	Shower shapes y la Identificación de fotones	54
4.1.	Shower shapes	54
4.2.	Identificación de fotones	58
4.2.1.	Procesos de interés y selección de eventos	58
4.2.2.	Optimización	60
4.2.3.	Estimación de las eficiencias	60
4.3.	Las diferencias de las Shower Shapes entre datos y MC	63
5	Correcciones de las Shower Shapes	65
5.1.	Fudge Factors	65
5.1.1.	Muestras de datos y simulaciones MC	65
5.1.2.	Cálculo de Fudge Factors	66
5.1.3.	Cálculo de incertezas	69
5.1.4.	Resultados	71
5.2.	Correcciones de energía de las celdas	73
5.2.1.	Cálculo de las correcciones	74

5.2.2. Resultados	78
5.3. Conclusiones y trabajo futuro	79
5.3.1. Trabajo a futuro	80
IV Búsqueda de Nueva Física	81
6 Analysis motivation and strategy	82
7 Signal and Background samples	83
8 Event selection	84
9 Background estimation	85
10 Background modeling	86
11 Systematic uncertainties	87
12 Statistical analysis	88
13 Results	89
Conclusions	90
A Relaciones para el ajuste de una elipse	91
Glosario	92
Bibliografía	95

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1. Partículas del Modelo Estándar (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. [1].	5
1.2. Medidas experimentales de la constante de acoplamiento de Cromodinámica Cuántica (QCD) comparada con las predicciones calculadas a nivel de 5 loops [12].	9
1.3. Fracción del momento x del partón multiplicado por su correspondiente PDF $f_i(x, Q^2)$ (donde $i = u_\nu = u - \bar{u}$, $d_\nu = d - \bar{d}$, \bar{u} , \bar{d} , $s \approx \bar{s}$, $c = \bar{c}$, $b = \bar{b}$, g) obtenida por el análisis global a Next-to-Next-to-Leading Order (NNLO) NNPDF3.0 [25] 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. [26].	11
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 la simulan <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 claros, mientras que los círculos verdes oscuros indican los decaimientos hadrónicos. Finalmente, las líneas amarillas señalan la radiación de fotones. [27].	12
1.5. Resumen de diversas medidas experimentales de las secciones eficaces de producción de diferentes procesos del SM, comparadas con las predicciones teóricas [28].	13
1.6. Diagramas de Feynman de producción de fotones directos a Leading Order (LO) en colisiones pp	14
1.7. Diagramas de Feynman de producción de fotones directos a Next-to-Leading Order (NLO) en colisiones pp	14
1.8. Diagramas de Feynman de los procesos de producción a LO de fotones de fragmentación en colisiones pp (a) $qg \rightarrow gq(\gamma)$ y (b) $qg \rightarrow qg(\gamma)$	15

1.9.	Diagramas de Feynman de la producción de Quark excitado (EQ) en colisiones $p\bar{p}$ y su decaimiento en un quark y photon en el canal s (izquierda) y t (derecha).	18
2.1.	Vista general del complejo de aceleradores del Gran Colisionador de Hadrones (LHC) [81].	26
2.2.	Vista general del detector A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) y de todos sus subdetectores, incluidos los sistemas añadidos durante el Long Shut down 2 (LS2) [89].	27
2.3.	Sistema de coordenadas de ATLAS [89].	28
2.4.	Diagramas del Detector Interno (ID) que muestran los diferentes submódulos, con sus correspondientes dimensiones.	29
2.5.	Sistema de calorímetros de ATLAS, mostrando el Calorímetro Electromagnético (ECAL) y el Calorímetro Hadrónico (HCAL) [98].	31
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 [85].	32
2.7.	Longitudes de radiación en función de $ \eta $ para cada capa del ECAL [85].	33
2.8.	Diagrama del Espectrómetro de Muones (MS) [85].	34
2.9.	Luminosidad entregada por el LHC y recolectada por ATLAS durante el Run-2 [108] 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.	37
2.10.	Distribución del número de interacciones por bunch-crossing durante Run-2 (izquierda) y Run-3 (derecha).	38
3.1.	Esquema de los parámetros usados para la reconstrucción de trazas [113].	40
3.2.	Diagrama del algoritmo de reconstrucción de electrones and fotones, extraído de Ref. [118].	42
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 $E_T^{\text{cone}40}$ mencionada en el texto.	44
3.4.	Representación esquemática del algoritmo anti- k_t para el proceso de clusterización de jets [128].	47
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 <i>Working Points</i> (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 [140].	51
4.1.	Representación esquemática de las Shower Shape (SS) de fotones.	55
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 [141].	57

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).	59
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 $m_{\ell\ell\gamma} \sim m_Z$	59
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.	61
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. [143].	62
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). Ask fran for the plots in his presentation!	63
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 [125].	63
 5.1. Esquema del suavizado no adaptativo y adaptativo del método Kernel Density Estimator (KDE).	67
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.	67
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 $2.01 < \eta < 2.37$	69
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.	71

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.	72
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.	73
5.7. Ídem a la Figura 5.6 pero utilizando las muestras de SP.	74
5.8. Disposición de las celdas y distribución de la energía entre las celdas del cluster.	75
5.9. Correcciones a las energías de las celdas de la simulación MC utilizando el mismo método diseñado para electrones. <i>fix luminosity</i>	76
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.	78
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.	79
5.12. Distribucioens 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.	79
A.1. Parámetros de una elipse.	91

ÍNDICE DE TABLAS

3.1. Resumen de los WP de aislamiento para electrones y fotones usados a lo largo de esta tesis.	45
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	51
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. rejection values not correct!	52
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) , descriptos en la Sección 4.2.2.	55

TO DO'S AND NOTES TO KEEP IN MIND

use **orange** to highlight that there needs to be made sure that there is a discussion in previous chapters - in editing clarify where that discussion should happen!

purple: this needs a reference, have used from memory or notes

red: open question

Fixes, to dos

- test
- need to include a definition on met in the object definition part?

Thoughts to work with

- have to be consistent with times in the description - discuss with Fab about it

Might be good to answer for viva preps

- how is the reconstruction considered overall? are there different

INTRODUCCIÓN

This thesis presents a search for new phenomena in high-mass final states with a photon and a jet in proton-proton (pp) collisions at a centre-of-mass energy of 13 TeV using data collected by the [ATLAS](#) detector. [ATLAS](#) (“A Toroidal LHC ApparatuS”) is one of the two general-purpose detectors at the Large Hadron Collider ([LHC](#)) and the biggest multi-purpose particle detector ever built. It is used to investigate a wide range of physics, from Standard Model ([SM](#)) measurements, such as precision tests of quantum chromodynamics or study of the properties of the Higgs boson, to the search of new phenomena like extra dimensions and dark matter candidates. The LHC, built by the European Organization for Nuclear Research ([CERN](#)) and installed in a 27-kilometre circular tunnel, is the world’s largest and most powerful particle collider. This machine is capable of colliding energetic beams of protons (or heavier nuclei) at rates upward of millions per second. The precision and high beam energy of the LHC allow to explore the tera-electronvolt scale, an energy range never before achieved in a particle collider.

The thesis is divided into three parts. The first part describes the theory background and motivations of the work, in which the first chapter describes the Standard Model ([SM](#)) showing the excellent agreement there is between the theory and the experimental data. It also shows the actual problems of the [SM](#), which motivates the search for New Physics.

The second part describes the experiment. [CHAPTER](#) describes the [ATLAS](#) experiment, with each sub-detector in detail, to finally describes how the samples for data analysis are produced. The reconstruction of the different physics objects is explained in [CHAPTER](#). At the end of the second part, a special chapter is dedicated to the photon identification, where a new method for correcting the shower shapes is explained and detailed.

The third part of the thesis is dedicated to the photon+jet resonance search. In [CHAPTER](#), the general strategy and motivation of the search is discussed. The samples generation is discussed in [CHAPTER](#), where the final event selection is given in [CHAPTER](#). The methods for the background estimation as well as background modeling is given in [CHAPTER](#) AND [CCHAPETER](#). The systematic uncertainties are discussed in [CHAPTER](#), and finally in [CHAPTER](#) and [CHAPTER](#), the statistical analysis with the results are shown.

Finally, the conclusions of the work are present in [CHAPTER](#).

Parte I

Motivación Teórica

~~EL MODELO ESTÁNDAR Y UN POCO MÁS~~

1

"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

Esta tesis ~~abarca una~~ búsqueda de nuevas partículas predichas por diferentes escenarios más allá del Modelo Estándar (**SM**). En este capítulo ~~se sentarán las bases de esta~~ búsqueda. El capítulo comienza con un resumen de los principales conceptos del **SM** utilizados a lo largo de esta tesis en el Sección 1.1. En dicha sección, se hace especial hincapié en la teoría de la fuerza fuerte, en las interacciones hadrónicas en una colisión pp , y en el proceso de producción de fotones *prompt*. A continuación, en 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 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 los últimos años del siglo XX, finalizándose en la década de 1970 tras la confirmación experimental de los quarks. Con el tiempo, y tras numerosos experimentos que respaldaron sus predicciones, se ha convertido en la teoría más completa y precisa de la física de partículas.

El **SM** logró describir, hasta hoy, tres de las cuatro fuerzas fundamentales de la naturaleza: las interacciones electromagnética (**EM**), débil y fuerte. Estas interacciones actúan en distintos rangos y tienen distintas fuerzas. La gravedad, la cuarta fuerza, aunque no está incluida en el **SM**, es la más débil de las interacciones y tiene un alcance infinito. La interacción **EM** también tiene un alcance infinito, pero es mucho más fuerte que la gravedad. Por otro lado, las fuerzas

débil y fuerte actúan en distancias muy cortas, y sólo dominan en el rango subatómico. La interacción débil es más débil que la EM y la fuerte, pero sigue siendo mucho más fuerte que la gravedad. Por último, la fuerza fuerte es la más fuerte de todas. Las tres fuerzas descriptas por el SM surgen del intercambio de partículas mediadoras llamadas *bosones* entre todas las partículas de materia, llamadas *fermiones*.

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 semi-entero spin. Estos fermiones interactúan entre sí mediante el intercambio de los bosones antes mencionados, 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 estos fermiones tengan estructura interna.

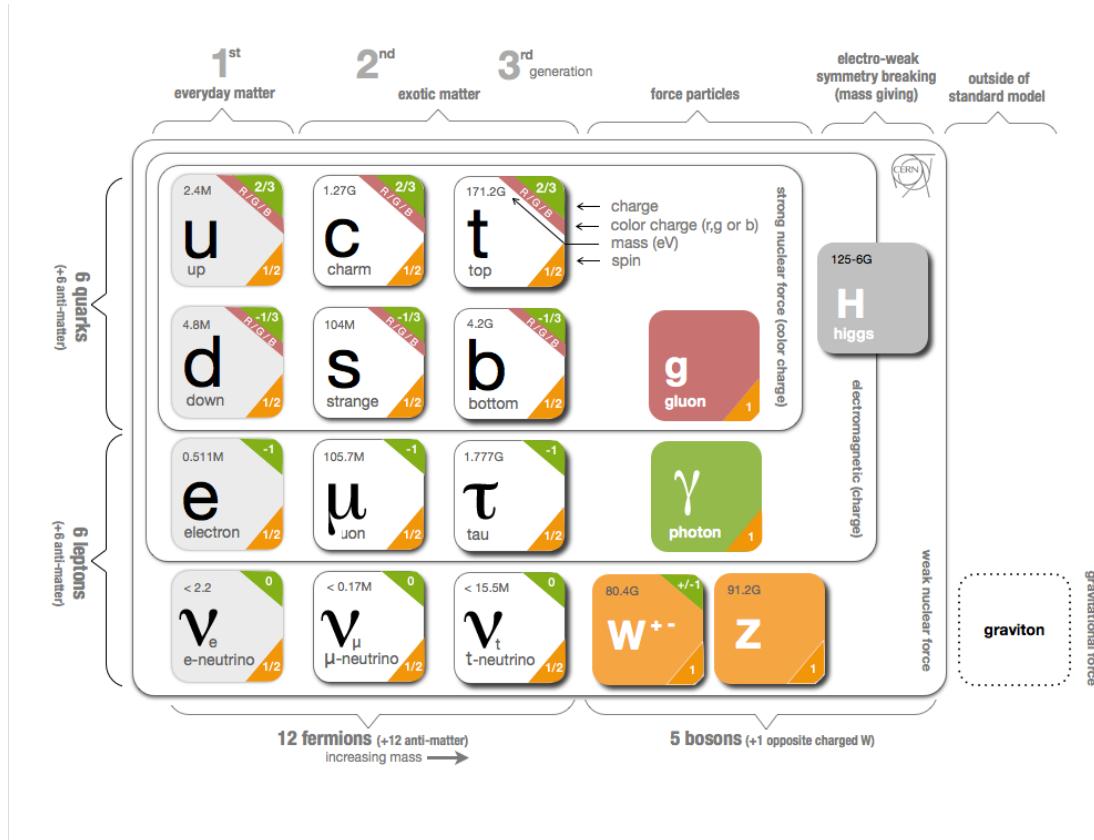


Figura 1.1: Partículas del SM y sus propiedades. Todos los fermiones participan en la interacción débil, pero sólo los quarks interactúan con los gluones, mientras que tanto los quarks como los leptones cargados interactúan mediante la fuerza EM. Los neutrinos, al ser neutros e incoloros, sólo interactúan 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. [1].

Los fermiones se dividen en dos tipos de partículas elementales: los leptones y los quarks. Existen seis leptones clasificados según su carga, y 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), y las propiedades de cada uno se muestran en la Figura 1.1. También hay seis antileptones, que tienen la carga opuesta a la de los leptones, lo que aumenta el número de leptones en el SM hasta 12. 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.

Del mismo modo, hay seis sabores (flavours) de quarks (que también tienen 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 color¹, que son 3, lo que da un total de 36 quarks, 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 unificadas en el SM se describe mediante una Teoría Cuántica de Campos (QFT), correspondiente al intercambio de un bosón mediador. La fuerza fuerte, mediada por gluones sin masa, es responsable de la unión de los quarks. Mientras que los gluones no llevan carga eléctrica, poseen carga de color, lo que conduce al fenómeno del confinamiento. A pesar de no tener 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 ya mencionada propiedad de confinamiento. La fuerza EM está mediada entre partículas cargadas 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. Formulación 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 gauge, con las excitaciones de los campos gauge llamadas bosones gauge. El sector electrodébil (EW) del SM $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{EM}}$ 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) [2].

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 correcta-

¹ No se trata de un color visible, si no de un número cuántico.

mente partículas como el fotón, los bosones W y Z , no dan cuenta de sus masas. Para solucionar este problema, se introdujo el concepto de Ruptura espontánea de simetría EW (EWSB), conocido como mecanismo de Brout-Englert-Higgs [3–6]. 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 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 125.25 GeV [7,8].

El Lagrangiano del SM puede separarse en dos términos: el primero describe la interacción EW (sector EW) y el segundo representa las interacciones fuertes (el sector fuerte):

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{EW}} + \mathcal{L}_{\text{QCD}}$$

The electrodébil (EW) interaction

The Higgs mechanism

Cromodinámica Cuántica (QCD)

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 [9–11], 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 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, $\lambda_{\alpha\beta}^a$ las ocho matrices de Gell-Man ($a = 1, 2, \dots, 8$). Estos ocho generadores introducen ocho nuevos campos gauge físicos: 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 la lagrangiana las derivadas covariantes

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

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 autointeracción de los gluones, responsable de la naturaleza no abeliana de QCD. La densidad lagrangiana QCD viene dada entonces por:

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

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 acotados, 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 física, 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 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 pares de 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

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{1 + \left(11N_C - 2N_f\right) \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{12\pi} \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)} = \frac{12\pi}{\left(33 - 2N_f\right) \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}\right)}, \quad (1.1)$$

donde N_C es el número de colores en la teoría (3), N_f es el número de sabores activos², $\alpha_s(Q_0)$ es el valor de la constante de acoplamiento a una escala fija Q_0 , determinada experimental-

² 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.

mente 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 muestran en la Figura 1.2, mostrando la excelente concordancia entre ambas.

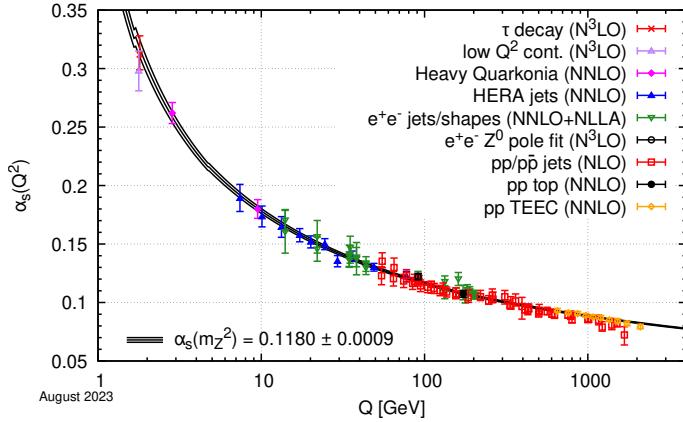


Figura 1.2: Medidas experimentales de la constante de acoplamiento de QCD comparada con las predicciones calculadas a nivel de 5 loops [12].

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. 1.1, a altas energías $\alpha_s \rightarrow 0$ por lo tanto QCD interactúa débilmente, y en consecuencia los quarks se comportan como partículas no acotadas, fenómeno conocido como libertad asintótica [13, 14]. Por otro lado, para bajas energías ($Q^2 \rightarrow 0$), el acoplamiento α_s aumenta divergentemente, y por tanto QCD interacciona fuertemente dando lugar al confinamiento de quarks y gluones [15]. El confinamiento implica que ni los quarks ni los gluones pueden aparecer aislados, sólo pueden existir dentro de “partones”, 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 cascadas colimadas de hadrones, denominadas jets, que forman un cono desde el quark o gluón inicial hasta los calorímetros, donde se deposita toda su energía.

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 obligatorio 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 [16] y Bjorken [17] a finales de los años 60, para interpretar la dispersión inelástica profunda electrón-núcleo en SLAC. Esta descripción ha demostrado ser una buena aproximación para interacciones partón-partón con gran transferencia de momento (es decir, el escalado de Bjorken [18]), 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 (concepto discutido en Sección 1.3.2). En su lugar, se calcula una sección transversal 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 [16, 19–21], 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 transversal total para dos hadrones puede obtenerse ponderando y combinando las secciones transversales 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 resolución Q^2 . La sección transversal para un proceso de dispersión dura $pp \rightarrow X$, iniciado por dos hadrones con cuadrimomentos P_1 y P_2 puede escribirse como:

$$\sigma_{pp \rightarrow X} = \sum_{ij} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu_F^2) f_j(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ij} \left(p_1, p_2, \alpha_s(\mu_R^2), Q^2/\mu_R^2, Q^2/\mu_F^2 \right), \quad (1.2)$$

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 transversal 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 transversal total se obtiene sumando todos los posibles flavours 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 lleva a todos los órdenes, la sección transversal en la Ec. 1.2 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 transversal de un proceso deba ser independiente de la escala de factorización μ_F condujo a las ecuaciones DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [22–24]. 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.

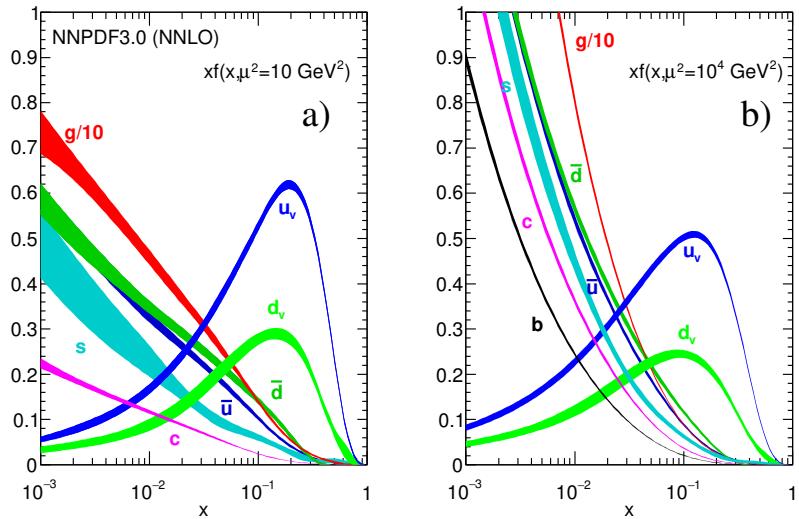


Figura 1.3: Fracción del momento x del partón multiplicado por su correspondiente PDF $f_i(x, Q^2)$ (donde $i = u_v = u - \bar{u}$, $d_v = d - \bar{d}$, \bar{u} , \bar{d} , $s \approx \bar{s}$, $c = \bar{c}$, $b = \bar{b}$, g) obtenida por el análisis global a Next-to-Next-to-Leading Order (NNLO) NNPDF3.0 [25] 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. [26].

Descripción del proceso de colisión

Inicialmente dos hadrones se acercan en un curso de colisión, donde cada hadrón puede pensarse como un grupo de protones esencialmente colineales caracterizados cuantitativamente por las distribuciones de protones. Se denomina como colisión dura a la colisión entre los dos partones procedentes uno de cada hadrón. Esta proceso puede ser calculado por una aproximación perturbativa hasta cierto orden en α_s , que corresponde al número de partones salientes. 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 inicien a partir de los dos protones que colisionan se denominan Radiación de estado inicial (ISR), mientras que las radiaciones de los protones salientes se denominan Radiación de estado final (FSR). Con el desarrollo de la lluvia de protones, la intensidad del campo de QCD aumenta (veáse la Figura 1.2) a medida que los protones 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.

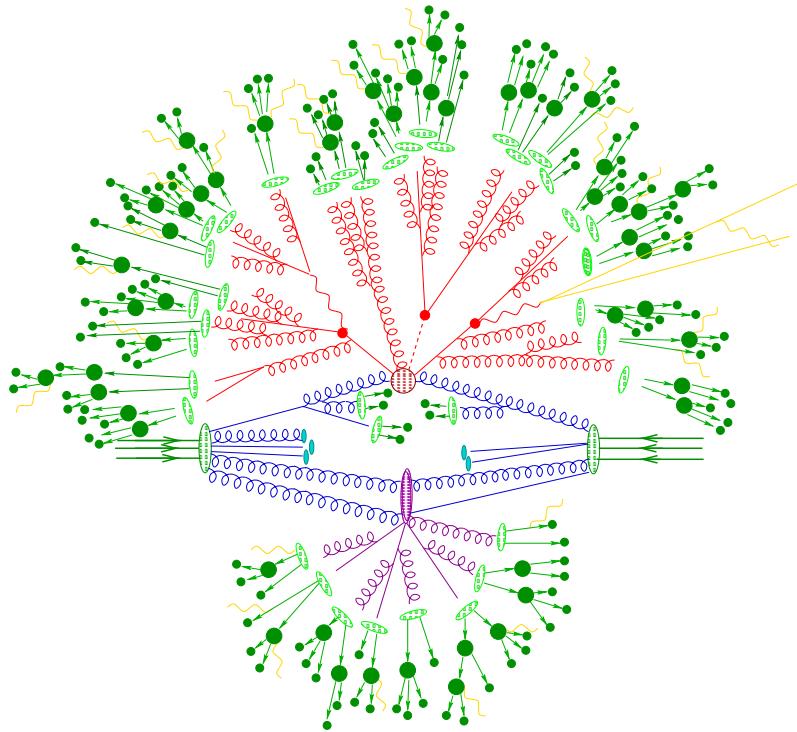


Figura 1.4: Ilustración de las etapas de una colisión hadrón-hadrón. El círculo rojo en el centro de la figura representa la colisión dura, rodeada por una estructura en forma de árbol que representa la radiación bremmstrahlung que la simulan *parton showers*. El óvalo violeta en la parte inferior representa un ejemplo de un evento secundario de dispersión dura (UE). El proceso de hadronización está representado por los óvalos verdes claros, mientras que los círculos verdes oscuro indican los decaimientos hadrónicos. Finalmente, las líneas amarillas señalan la radiación de fotones. [27].

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 transversales medidas por ATLAS de algunos procesos y sus predicciones teóricas.

1.1.4. Teoría de producción de fotones *prompt*

Los fotones de alto momento transverso (“prompt”) permiten investigar la interacción dura y su producción en colisiones protón-protón, $pp \rightarrow \gamma + X$, ofrece ciertas ventajas sobre otros análisis en eventos de producción de jets, el proceso más abundante en los colisionadores hadrónicos, proporcionando un escenario ideal para investigaciones sobre la teoría QCD. En este caso, la presencia de un vértice QED a Leading Order (LO) hace que los cálculos teóricos sean más confiables y da acceso a un rango más bajo de p_T . Además, la resolución energética de los calorímetros electromagnéticos es en general mejor que la de los calorímetros hadrónicos³, y

³ Una descripción de ambos calorímetros se brinda en el Capítulo 2.

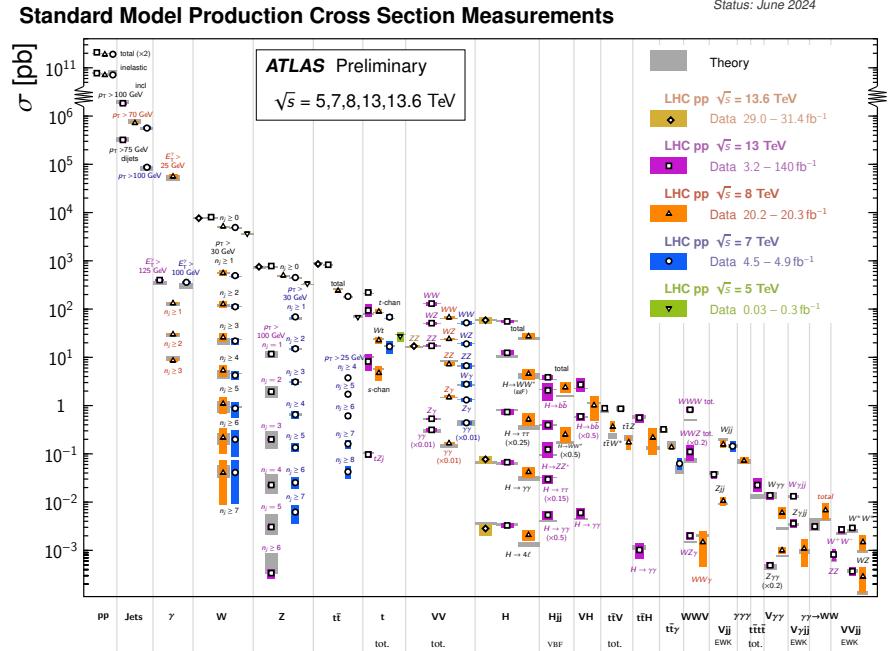


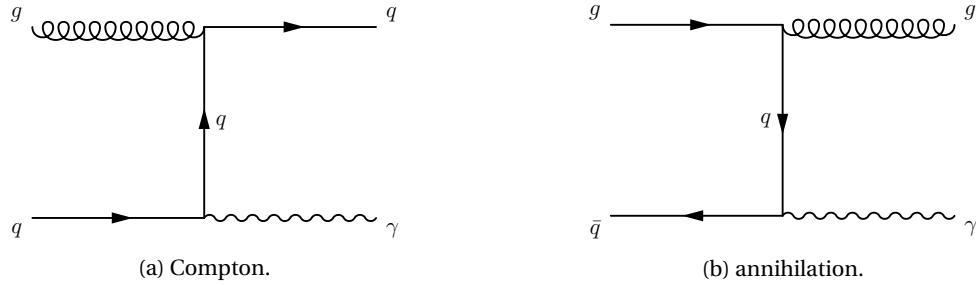
Figura 1.5: Resumen de diversas medidas experimentales de las secciones eficaces de producción de diferentes procesos del SM, comparadas con las predicciones teóricas [28].

las incertidumbres sistemáticas en la escala de energía de los fotones son menores. Debido al hecho de que los fotones no hadronizan (véase Sección 1.3.2), la dirección y la energía de los fotones se miden directamente en el calorímetro sin necesidad de contar con la reconstrucción de un jet.

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 transverso [29, 30]. 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 LO en teoría de perturbaciones, hay dos subprocesos que contribuyen a la producción de fotones directos: (a) el proceso Compton $qg \rightarrow \gamma q$, y (b) el proceso de aniquilación $q\bar{q} \rightarrow \gamma + g$, mostrado en las Figuras 1.6a y 1.6b. A mediano y gran x , 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 p_T . Esto hace que la producción prompt de fotones sea particularmente útil para restringir la distribución de gluones.

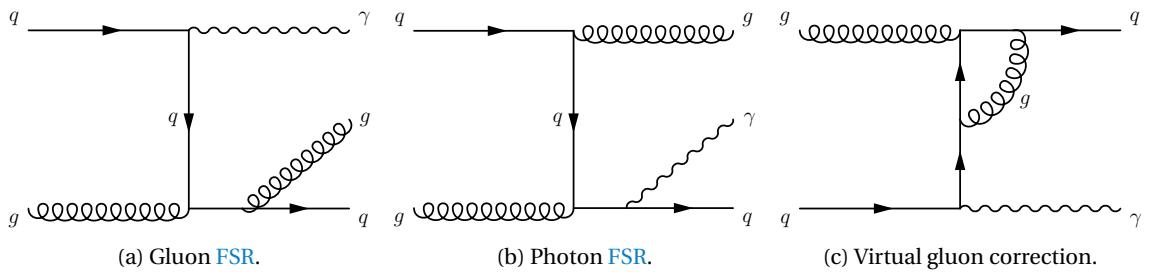
Las correcciones a Next-to-Leading Order (NLO) de este proceso se presentan en la Figura 1.7. En la Figura 1.7a, existe una singularidad colineal cuando los momentos del quark y el gluón del estado final son paralelos. Esta divergencia se cancela cuando se suman las contribuciones real y virtual del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

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

proceso LO. Por otro lado, en el diagrama de la Figura 1.7b hay otra singularidad colineal, 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 . 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 1.7b contiene un factor de la forma

$$\hat{\sigma}(qg \rightarrow qg) \oplus D_q^\gamma(z, \mu_f^2). \quad (1.3)$$

La contribución del proceso de fragmentación aparece cuando se produce una singularidad colineal quark-fotón de estado final en el cálculo de la contribución de subprocesos como $qg \rightarrow q\gamma$. A órdenes superiores, estas singularidades aparecen cada vez que partón de alto p_T experimenta una cascada de decaimientos colineales terminando en un sistema quark-fotón. Estas singularidades se factorizan a todos los órdenes en α_s según el teorema de factorización, y se absorben en funciones de fragmentación de quarks y gluones del fotón, $D_q^\gamma(z, \mu_f^2)$ y $D_g^\gamma(z, \mu_f^2)$, respectivamente.

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

La función de fragmentación de fotones aumenta uniformemente con la escala en todo el rango de z , eso es: 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. 1.3 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. Los diagramas de Feynman correspondientes a la componente de fragmentación LO se muestran en la Figura 1.8.

La sección eficaz diferencial inclusiva en E_T^γ para la producción de un fotón no aislado viene

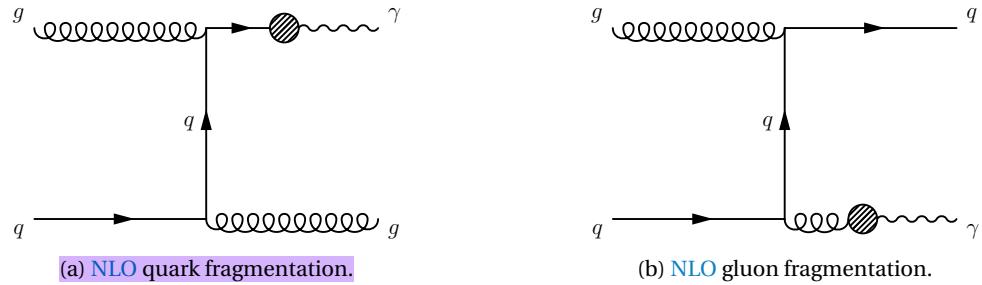


Figura 1.8: Diagramas de Feynman de los procesos de producción a LO de fotones de fragmentación en colisiones pp (a) $qg \rightarrow gq(\gamma)$ y (b) $qg \rightarrow qg(\gamma)$.

dada por la suma de las contribuciones directas y de fragmentación:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE_T^\gamma} &= \frac{d\sigma_{\text{dir}}}{dE_T^\gamma} + \frac{d\sigma_{\text{frag}}}{dE_T^\gamma} \\ &= \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int dx_a dx_b f_a(x_a, \mu_F^2) f_b(x_b, \mu_F^2) \times \\ &\quad \left[d\hat{\sigma}_{ab}^\gamma(p^\gamma; x_a, x_b, \mu_R, \mu_F, \mu_f) + \sum_{c=q,\bar{q},g} \int_{z_{\min}}^1 \frac{dz}{z^2} d\hat{\sigma}_{ab}^c(p^\gamma; x_a, x_b, z, \mu_R, \mu_F, \mu_f) D_c^\gamma(z, \mu_f^2) \right], \end{aligned} \quad (1.4)$$

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 partonica $\hat{\sigma}_{ab}^\gamma$ 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 descripto brevemente la mayoría de las propiedades del SM, junto con resultados de ATLAS que muestran lo bien que concuerda el 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 (la que podría “explicarlo todo”), 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 [31–36]). A continuación, se presenta una vista general de las principales deficiencias del SM. Luego, se discuten los dos últimos tipos de teorías de nueva física, enumerando los modelos teóricos utilizados en la búsqueda llevada a cabo en esta tesis.



- 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 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, pero en algunos casos, parece que se ha producido una delicada cancelación entre la cantidad fundamental y las correcciones cuánticas. En general, los problemas de jerarquía están relacionados con el ajuste fino de los parámetros en la teoría. El caso más conocido en la física de partículas es la diferencia en la escala EW $M_W \sim 10^2$ GeV y la escala de Planck, donde los efectos de la gravedad cuántica empiezan a tomar el control $M_P \sim 10^{19}$ 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 [37–41], la materia conocida sólo representa el 4% 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 emite radiación EM, pero es masiva al tener efectos gravitatorios considerables sobre la materia visible. La única partícula 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 [42–44].



1.2.1. Teorías de quarks compuestos

n las teorías de fermiones compuestos, éstos ya no son los constituyentes fundamentales de la materia, sino estados ligados de partículas denominadas *preones* [45]. Se postula que estas últimas experimentan una fuerza desconocida hasta ahora a causa de una interacción gauge asintóticamente libre pero confinante [46], que se hace muy fuerte a una escala característica Λ , dando lugar así a los fermiones compuestos. En muchos de estos modelos [47–49], 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 fuerza de enlace.

Como los “estados excitados” sí sufren las interacciones 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 ya sea mediante una acumulación de estadísticas a escalas de energía comparables a la escala de composición Λ en el LHC. Si el valor de Λ no es demasiado alto, entonces se pueden producir Quark excitados (EQs) *in-shell*, mientras que a energías muy por debajo de Λ , tales excitaciones podrían manifestarse a través *contact interactions* de cuatro fermiones que involucrara sólo partículas del **SM**.

En general, las interacciones entre los EQs (q^*) y los bosones gauge pueden escribirse como [36]:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = \frac{1}{2\Lambda} \overline{q}_R^* \sigma^{\mu\nu} \left[g_s f_s \frac{\lambda_a}{2} G_{\mu\nu}^a + g f \frac{\tau}{2} W_{\mu\nu} + g' f' \frac{Y}{2} B_{\mu\nu} + \right] q_L + \text{H.c.} \quad (1.5)$$

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 fuerza 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 [36] como:

$$\Gamma(q^* \rightarrow q\gamma) = \frac{1}{4} \alpha \left(f \tau_3 + f' \frac{Y}{2} \right)^2 \frac{m_{q^*}^3}{\Lambda^2}. \quad (1.6)$$

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

En el **SM** no hay un proceso de producción de resonancia que decaiga en un par fotón+jet producido en colisiones pp , y la producción directa de fotón+jet a LO ocurre vía dispersión

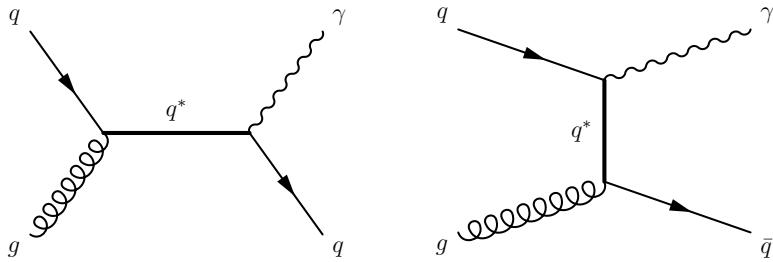


Figura 1.9: Diagramas de Feynman de la producción de EQ en colisiones pp y su decaimiento en un quark y photon en el canal s (izquierda) y t (derecha).

Compton o aniquilación $q\bar{q}$, como se describió en la Sección 1.1.4. Como resultado, la distribución de la masa invariante $\gamma + \text{jet}$ ($m_{\gamma+j}$) cae rápidamente. De esta forma, un EQ pesado que decae en un par $\gamma + \text{jet}$ puede ser descubierto si existe. 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 [GIVE REFERENCE TO CHAPTER WITH SIGNALS](#) se da información sobre las secciones eficaces y las formas de las señales en el detector [ATLAS](#).

1.2.2. Teorías de mayores dimensiones

~~Existen al menos dos escalas de energía aparentemente fundamentales en la naturaleza, la escala EW $m_W \sim 10^3$ GeV y la escala de Planck $m_P = G^{-1/2} \sim 10^{18}$ GeV, donde G es la constante gravitatoria.~~ Explicar ~~la enormidad de la~~ relación m_P/m_W ha sido ~~la principal motivación~~ 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 [espaciotiempo](#) 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 [50]. 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) [51] 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) [52, 53], postula un [espaciotiempo Anti-deSitter](#) (AdS) de cinco dimensiones con geome-

tria deformada, donde la compactificación es de la escala de $1/\text{TeV}$.

Estos modelos gravitatorios de baja escala [51–56] permiten la producción de ~~Micro Agujero Negro~~ (QBHs) en colisiones de partículas [57–59]. Los QBHs, 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 ~~espaciotiempo~~ 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 ~~espaciotiempo~~ se vuelve sustancial, y el agujero negro ya no puede mantener el equilibrio térmico con su radiación. Las correcciones microcanónicas ayudan a refinar el modelo de decaimiento, pero finalmente dominan los efectos de la mecánica cuántica. 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 [60–62].

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 ~~espaciotiempo~~. Un QBH podría comportarse como una resonancia fuertemente acoplada o un estado ligado gravitatoriamente. ~~Tras el decaimiento del agujero negro, tendrá lugar el proceso de hadronización QCD, dada la implicación de cargas de color.~~

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 $s x_a x_b \equiv s t \equiv \hat{s}$, 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 [63]:

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

donde a y b recorren todos los partones, y f_a y f_b son las PDFs de ~~los~~ ellos. La función escalón de Heaviside Θ marca el umbral de masa mínima m_{th} en el que se podría producir un QBHs. El umbral se suele tomar como la escala de Planck m_P para un QBHs, ~~o unas pocas veces m_P para agujeros negros clásicos~~. Para un QBHs el rango global en el que se considera que se producen es $m_P \leq m \leq 3m_P$ [64]. 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:

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

Basándonos en los límites experimentales y fenomenológicos actuales de la escala de Planck, es poco probable que los agujeros negros semicásicos sean accesibles a energías producidas por el LHC. Sin embargo, si la escala de Planck es lo suficientemente baja, los QBHs pueden producirse en abundancia en el LHC, y éstos aparecerían como resonancias en la masa invariantes de las partículas del estado final. Con respecto sólo al estado final $\gamma + \text{jet}$, hay seis estados de agujero negro no térmico posibles:

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

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 **GIVE REFERENCE TO CHAPTER WITH SIGNALS** se ofrece una descripción fenomenológica más detallada de los modelos.

1.3. Simulaciones Monte Carlo

La técnica MC es una forma de calcular integrales complejas mediante métodos numéricos. 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 MC permiten generar eventos completos con partículas finales (es decir, hadrones, leptones y fotones) junto con sus momentos, 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 mostrada en la Figura 1.4. Los principales generadores de eventos MC utilizados en esta tesis son PYTHIA 8 [65–67] y SHERPA 2.2.2 [68].

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 comienza dibujando los diagramas de Feynman y estos se evalúan utilizando sus reglas específicas para calcular el Elemento de

~~Matrizs (MEs) en potencias de α_s~~ . 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 [69, 70] para producir el equivalente de estados finales ~~multipartón~~.

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 [71] (como se implementa en PYTHIA), o el modelo de fragmentación de clusters [72] (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 mo-

delo de fragmentación de clusters se basa en la propiedad de preconfinamiento 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 son asintóticamente independientes de la escala del subprocesso 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 restos** de protones. 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 **ajustables** 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 [73]. El tune A14 se basa en el tune MONASH [74] 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 [75] 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 ($\mathcal{O}(1 \text{ hora})$).

La simulación de un gran número de interacciones necesarias para imitar los datos obtenidos **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 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 [76] (construida sobre AltFast2 [77]) utiliza la simulación GEANT4 [75] para las interacciones en el Detector Interno (**ID**) y el Espectrómetro de Muones (**MS**) (descriptos en el Capítulo 2), y se utilizan dos simulaciones parametrizadas de los Calorímetro Electromagnético (**ECAL**) y Calorímetro Hadrónico (**HCAL**): FastCaloSim V2⁴, 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 clave en comparación con AtlFast2. En concreto, AtlFast3 mejora el manejo de las lluvias del calorímetro, mejorando significativamente cómo se simulan los depósitos de energía en las celdas del detector. 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.

⁴ La versión previa, AtlFast2, hacía uso de FastCaloSim [78] para simular el paso de partículas por los calorímetros.

Parte II

Setup experimental

EL LHC Y EL EXPERIMENTO ATLAS

2

Something.

Someone

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](#) [79,80] 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 TeV. 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 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 acelaradas, que albergan los experimentos A Large Ion Collider Ex-

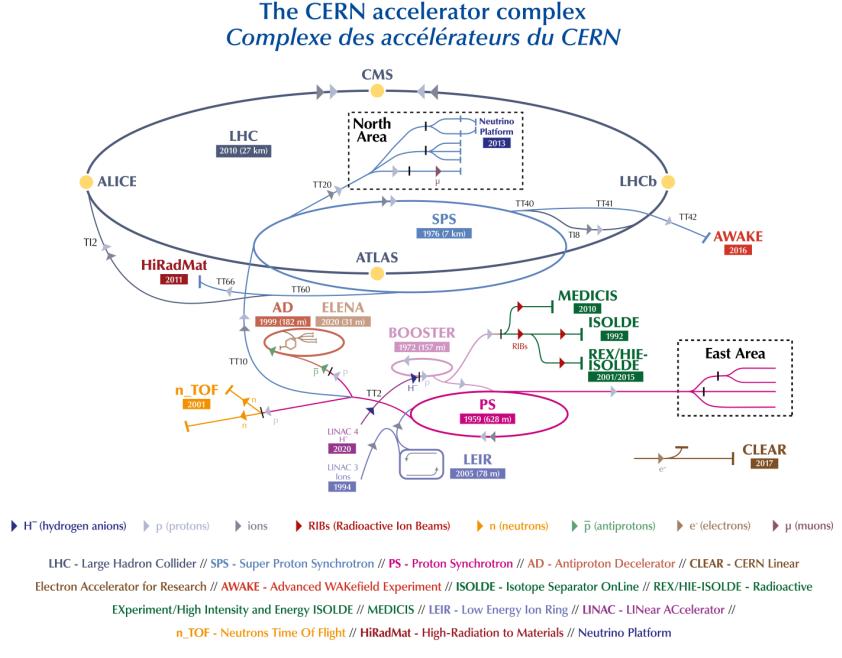


Figura 2.1: Vista general del complejo de aceleradores del LHC [81].

periment (ALICE) [82], LHCb [83], CMS [84], ATLAS [85], LHCf [86], TOTEM [87], MoEDAL [88], 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 escalada 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 mayor detector de partículas construido hasta la fecha. El detector [ATLAS](#) está dividido geométricamente en dos partes: la parte central (*barrel*), y las tapas exteriores (*end-caps*).

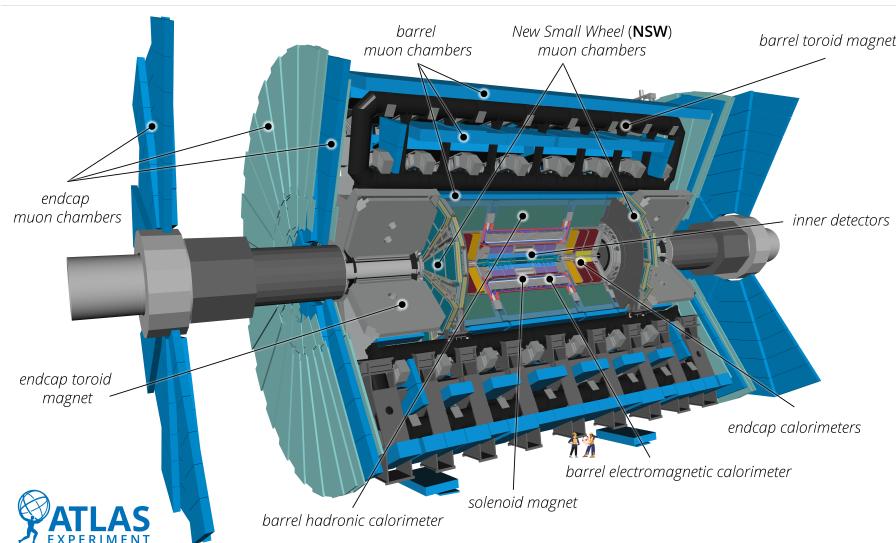


Figura 2.2: Vista general del detector [ATLAS](#) y de todos sus subdetectores, incluidos los sistemas añadidos durante el Long Shut down 2 ([LS2](#)) [89].

[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 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](#)), 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](#)). 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](#)), que pro-

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

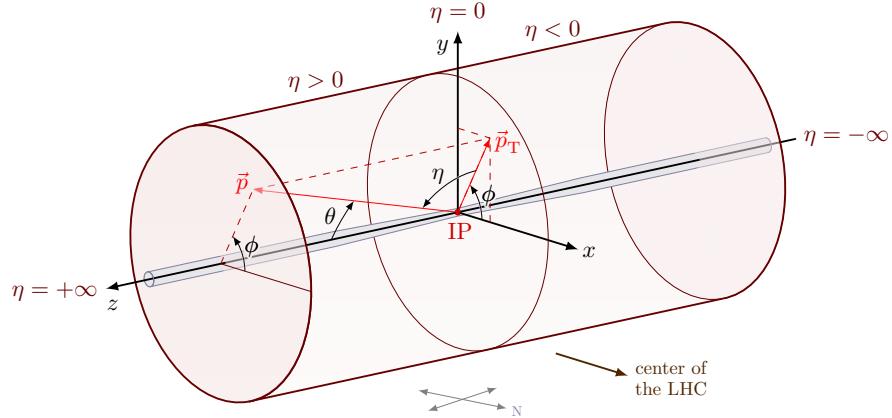


Figura 2.3: Sistema de coordenadas de [ATLAS](#) [89].

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 [85]. 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 azimuthal ϕ , y un ángulo polar θ es el ángulo desde el eje del haz. En lugar de θ se utiliza la rapidez η que para objetos pesados tiene la forma:

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

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

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

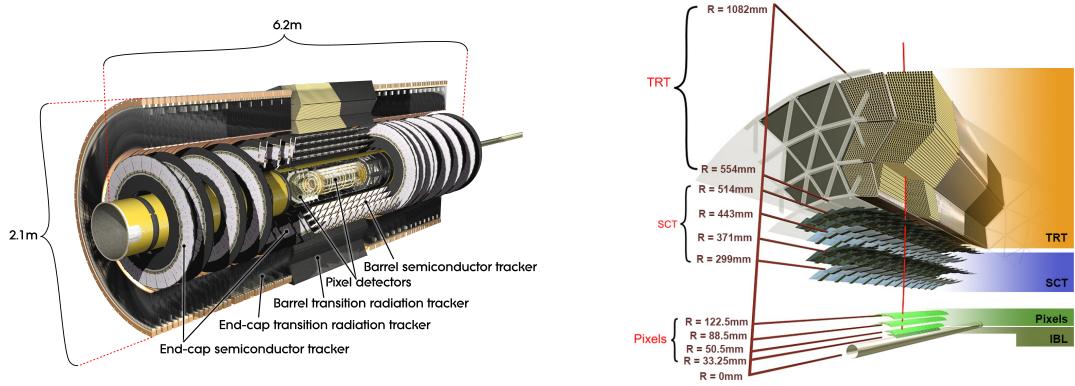
Para cuantificar la distancia entre dos objetos, se define ΔR :

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

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

El esquema de un corte transversal del Detector Interno ([ID](#)) [91] se muestra en la Figura 2.4, resaltando la distancia de cada subsistema respecto al tubo del haz. La parte más interna del



(a) El **ID** con todos sus submódulos en las regiones de barrel y end-cap. [90].

(b) Capas del **ID** mostrando su distancia al haz [90].

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

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 más adelante) 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 [92, 93] 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 [94, 95]. 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** [96]. 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** [97], 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 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 propieda-

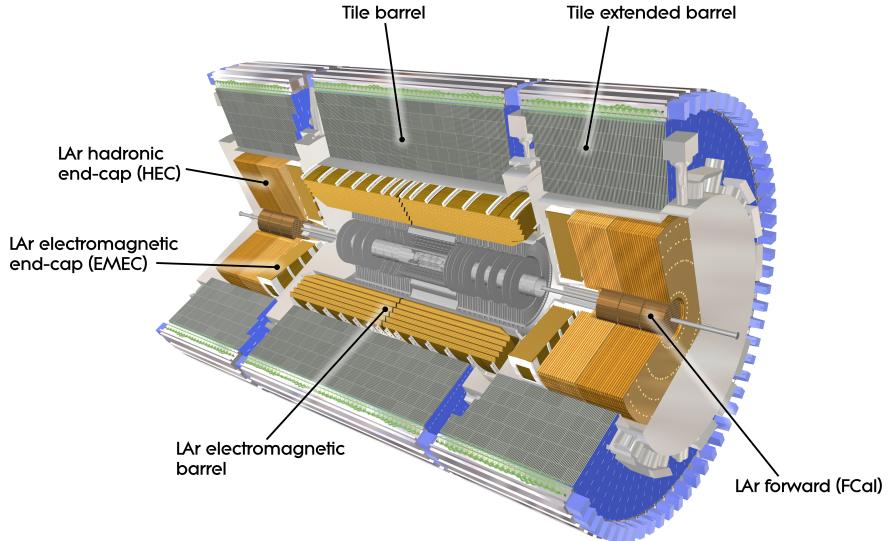


Figura 2.5: Sistema de calorímetros de [ATLAS](#), mostrando el Calorímetro Electromagnético ([ECAL](#)) y el Calorímetro Hadrónico ([HCAL](#)) [98].

des 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 $b \sim 5\%$ [99].

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.

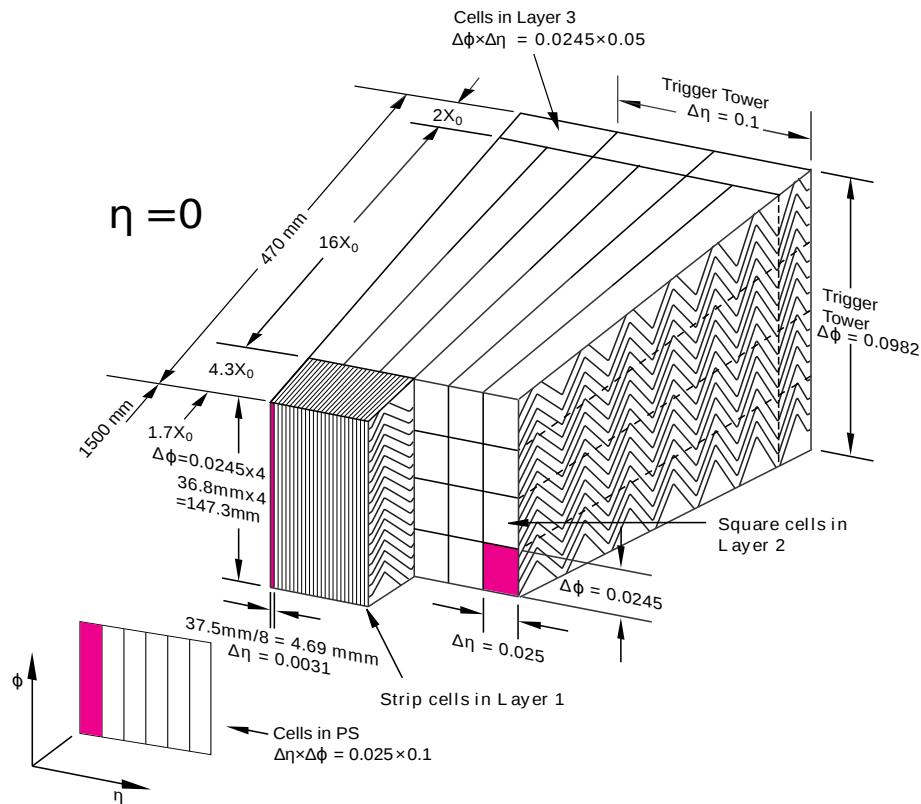


Figura 2.6: Segmento del **ECAL** mostrando la disposición de las capas y celdas del calorímetro. Además, se muestran las dimensiones de las celdas en cada capa [85].

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

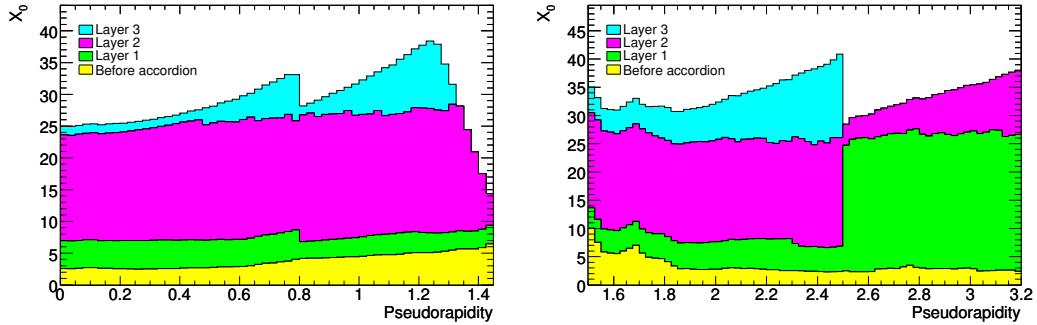


Figura 2.7: Longitudes de radiación en función de $|\eta|$ para cada capa del [ECAL](#) [85].

$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. 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 $12X_0$. 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.

Calorímetro Hadrónico ([HCAL](#))

Tres capas de calorímetro hadrónico rodean el [ECAL](#) y proporcionan discriminación adicional para electrones y fotones al medir la energía hadrónica. El [HCAL](#) se extiende en pseudorapidez hasta $|\eta| < 4.9$, permitiendo cubrir prácticamente la totalidad del ángulo sólido desde el punto de interacción. En la región del barrel ($|\eta| < 1.7$) se encuentra el primer calorímetro, el *Tile calorimeter*, un calorímetro de muestreo que utiliza acero como material absorbente y tejas centelladoras como material activo [100]. Está dividido en dos partes: $|\eta| < 1.0$ y $0.8 < |\eta| < 1.7$. Las tejas centelleadoras están dispuestas de una forma periódica y están conectadas a una fibra óptica que transporta la luz producida por las partículas que pasan a un tubo fotomultiplicador. Este arreglo se extiende, en R , de 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)

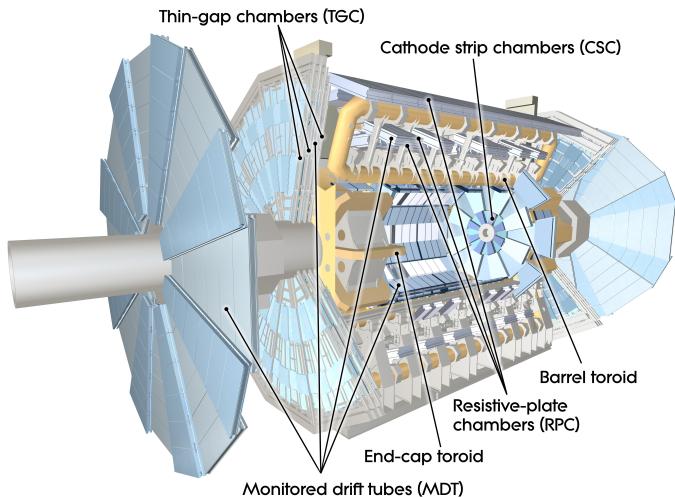


Figura 2.8: Diagrama del Espectrómetro de Muones (MS) [85].

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** [101] 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 $|\eta| < 1.05$ ¹. 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,

¹ Durante el **LS2**, la capa del end-cap más interna ha sido reemplazada por las *New Small Wheels* (**NSWs**) [102]. Presenta MicroMegas como rastreadores de precisión ya que proporcionan un mejor rendimiento a las altas tasas esperadas en las futuras operaciones del LHC.

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** [103–105] 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 [106], que identifica lo que se conoce como Región de interés (**ROI**). La **ROI** consiste en celdas vecinas en los **ECAL** 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 transverso 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 $2.5 \mu\text{s}$, 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](#) [107] 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 140.07 fb^{-1} ², como se ve en la Figura 2.9a. La incertidumbre en la luminosidad integrada combinada para el Run-2 es de 0.83 % [108], obtenida usando el detector LUCID-2 [109]. 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 [110, 111].

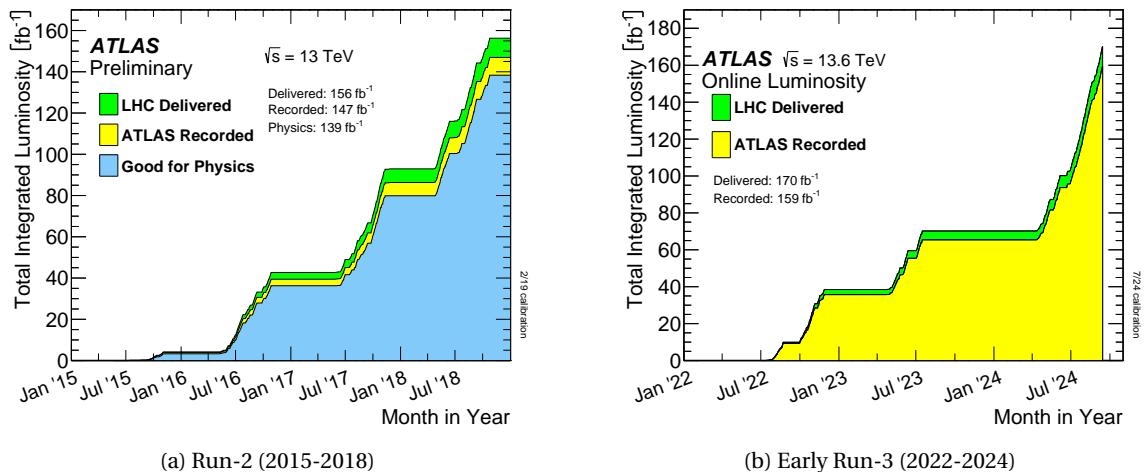


Figura 2.9: Luminosidad entregada por el LHC y recolectada por ATLAS durante el Run-2 [108] y el Run-3. En el caso de Run-2, también se muestra la fracción de datos recolectados que son útiles para análisis de física.

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 me-

² Las primeras medidas y GRL iniciales sólo brindaban un total de 139 fb^{-1} disponibles para análisis

dante 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.

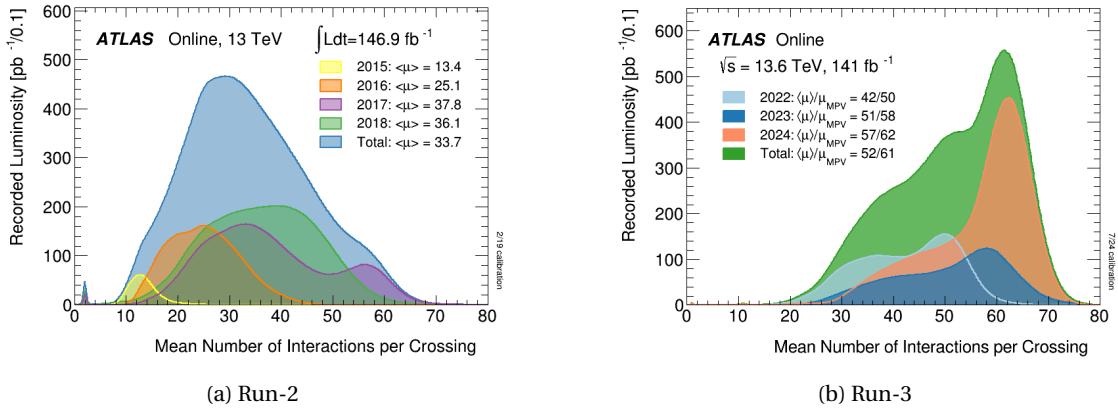


Figura 2.10: Distribución del número de interacciones por bunch-crossing durante Run-2 (izquierda) y Run-3 (derecha).

RECONSTRUCCIÓN E IDENTIFICACIÓN DE OBJETOS FÍSICOS

3

“Champions keep playing until they get it right.”

Billie Jean King

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, dado que dejan 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 y el momento transverso 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 [112].

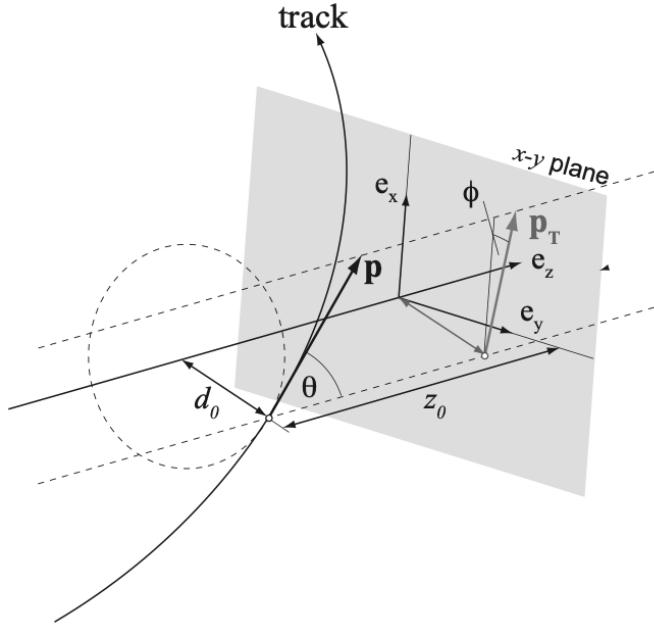


Figura 3.1: Esquema de los parámetros usados para la reconstrucción de trazas [113].

La reconstrucción de trazas utilizada durante el Run-2 utiliza dos enfoques complementarios: el enfoque *inside-out* y el *outside-in* [114].

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 [115] 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*. Se utilizan los hits del **TRT** para comenzar la reconstrucción de la traza 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 [116, 117].

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), para los cuales. 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. Fotones y electrones

La reconstrucción de electrones y fotones en [ATLAS](#) hace uso de las deposiciones de energía en el [ECAL](#). Como los electrones y los fotones 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 fotones y electrones *offline* [118, 119] hace uso de clusters dinámicos de tamaño variable, conectados topológicamente entre las celdas del [ECAL](#) y [HCAL](#) [120], denominados *topo-clusters*, que se agrupan además en *superclusters*. Durante el Run-1 [121–123], en contraste, los clusters eran de tamaño fijo, y si bien tenían una respuesta lineal energética y estabilidad frente al pileup, no permitía reconstruir eficientemente la energía de fotones 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.
- Fotones convertidos: un cluster asignado a un vértice (o vértices) de conversión.

- Fotones no convertidos: un cluster que no se encuentra emparejado ni a una traza ni a un vértice de conversión.

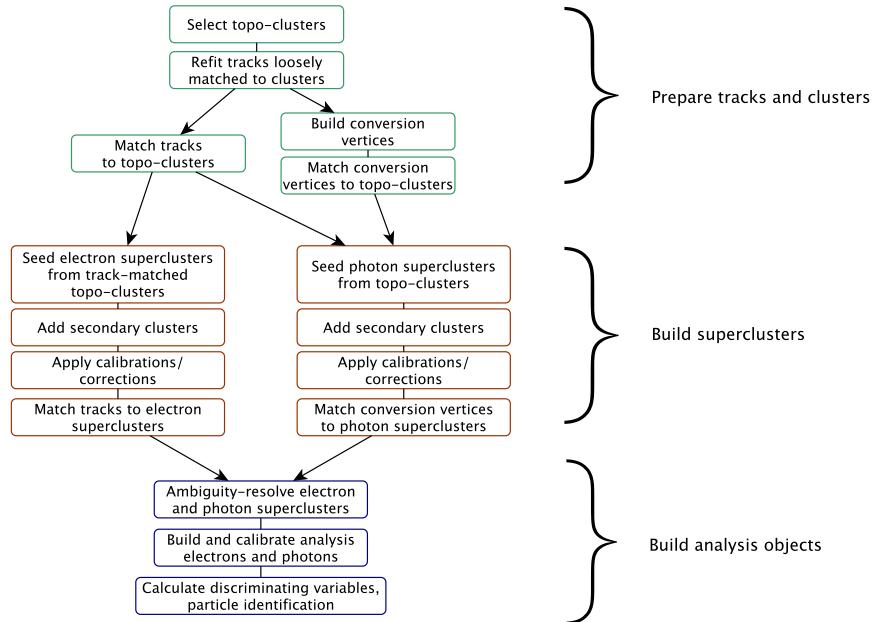


Figura 3.2: Diagrama del algoritmo de reconstrucción de electrones y fotones, extraído de Ref. [118]

El algoritmo para la reconstrucción de electrones y fotones 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 trayectorias reajustadas y los empareja con los topo-clusters seleccionados. Tras el ajuste inicial de las trayectorias y la construcción de las conversiones, los algoritmos de superclústeres de electrones y fotones 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 superclústeres; 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 superclústeres finales. Finalmente el algoritmo de reconstrucción hace coincidir las trayectorias con los superclústeres de electrones y los vértices de conversión a los superclústeres de fotones.

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 fotones, 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 fotones 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 fotones 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**) que son derivados de forma central y luego distribuidos a toda la colaboración.

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 fotones, 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 [124]. 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 [125].

Para distinguir los fotones prompt/reales (los procedentes de la colisión) de los fotones de fondo que tienen secciones transversales de producción mucho mayores (procedentes del decaimiento de hadrones, también llamados fotones falsos), es necesario basarse en un algoritmo de identificación con alta eficiencia de señal y rechazo de fondo, para fotones candidatos con $p_T \sim 10$ GeV hasta la escala TeV. Actualmente, la identificación de fotones en **ATLAS** se basa en un conjunto de cortes rectangulares en las **SSs** mencionadas anteriormente. El proceso completo de identificación de fotones 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.

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.

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.

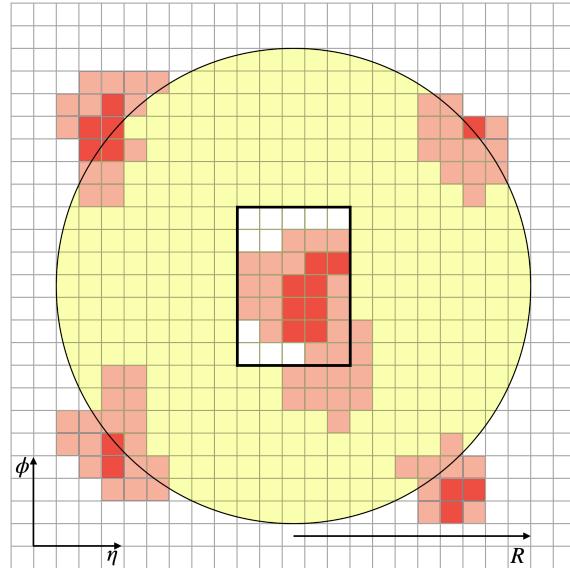


Figura 3.3: Diagrama del proceso del cálculo de la variable de aislamiento calorimétrico. Cuando se utiliza un cono con $R = 0.4$, se puede construir la variable $E_T^{\text{cone}40}$ mencionada en el texto.

El procedimiento para calcular la energía de aislamiento calorimétrico $E_T^{\text{cone}40}$ 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 topo-clusters (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 [126]. La forma final de la energía de aislamiento calorimétrico resulta:

$$E_T^{\text{cone}40} = E_{T,\text{raw}}^{\text{isol}40} - E_{T,\text{core}} - E_{T,\text{leakage}} - E_{T,\text{pileup}}$$

La variable de aislamiento de trazas, $p_T^{\text{cone}20}$, 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 $p_T > 1 \text{ GeV}$, y tiene una distancia mínima al vértice primario a lo largo del eje z de $|z_0 \sin \theta| < 3 \text{ mm}$.

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, originada por los objetos que acompañan al jet.

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.

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

Objecto	WP	Aislamiento Calorimétrico	Aislamiento de trazas
Fotón	Loose	$E_T^{\text{cone}20} < 0.065 \times p_T$	-
	TightCaloOnly	$E_T^{\text{cone}40} < 0.022 \times p_T + 2.45 \text{ GeV}$	-
	Tight	$E_T^{\text{cone}40} < 0.022 \times p_T + 2.45 \text{ GeV}$	$p_T^{\text{cone}20} / p_T < 0.05$
Electrón	Loose_VarRad	$E_T^{\text{cone}20} < 0.2 \times p_T$	$p_T^{\text{cone}30} / p_T < 0.15$

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 **WP FixedCutTight** del fotón:

$$E_T^{\text{iso}} = E_T^{\text{cone}40} - 0.022 \times E_T - 2.45 \text{ GeV} \quad (3.1)$$

$$p_T^{\text{iso}} = p_T^{\text{cone}20} / E_T \quad (3.2)$$

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. [127]. 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 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 $E_T^{\text{cone}40}$, 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, una vez producidos 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. 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. Dicho algoritmo se denomina algoritmo anti- k_t [128]. 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 $\Delta_{i,j}^2 = \Delta\phi_{i,j}^2 + \Delta\eta_{i,j}^2$ 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 $\min\left(\frac{1}{p_{T,i}^2}, \frac{1}{p_{T,j}^2}\right)$ 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.

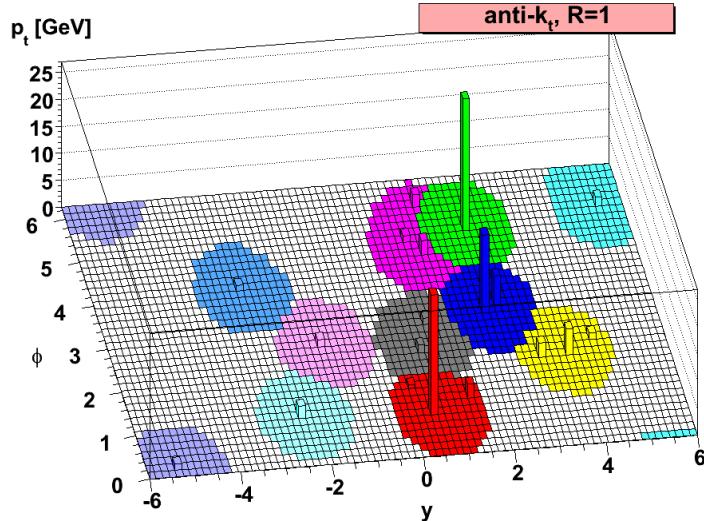


Figura 3.4: Representación esquemática del algoritmo anti- k_t para el proceso de clusterización de jets [128].

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 [119, 120]. Los jets reconstruidos de esta manera y agrupados con el algoritmo anti- k_t con un radio de $R = 0.4$ se denominan jets EMTOP. En la reconstrucción de jets, sólo se incluyen los topo-clusters con energía neta positiva.

3.4.3. Particle Flow (**PFlow**) Jets

Otro método para la reconstrucción de jets se basa en el algoritmo **PFlow** [129], 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 EMTOP:

- 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 aceptancia 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 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 [129].

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 [130]. 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.

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

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 clave 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.

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 .

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 multivariables 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 [132–135].

A partir del Run-3, el grupo de ATLAS FTAG, desarrolla un novedoso algoritmo "GN2" basado en un transformador [136]. El algoritmo GN2 es un único modelo entrenado que sustituye a DL1d [137] y a los algoritmos de bajo nivel que lo alimentan. Se basa en GN1 [138], que se refinó para pasar a ser GN2. GN2 sustituye la *Graph Attention Network* [139] 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 cepta 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 (*taggado*) 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.

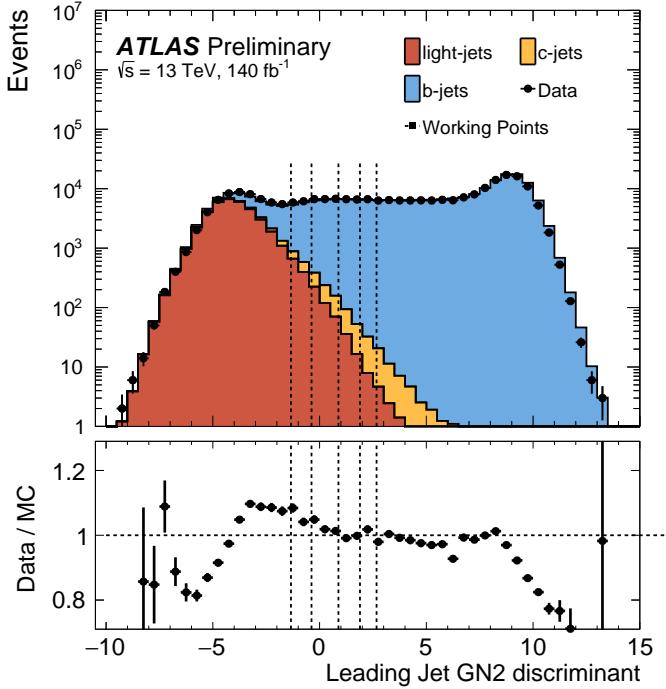


Figura 3.5: Comparación entre datos y simulación MC (eventos del proceso $t\bar{t}$ semileptónico) del discriminante del tagger GN2. Las contribuciones de los jets l , b y c se muestran con diferentes colores, y los 5 WPs de b -tagging se muestran con las líneas verticales punteadas. De izquierda a derecha, 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 [140].

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.

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. **rejection values not correct!**

Muestra	Rango de p_T [GeV]	Eficiencia de <i>c</i> -jet	Rechazo de <i>b</i> -jet	Rechazo de <i>l</i> -jet	Rechazo de τ -jet
$t\bar{t}$	$20 < p_T < 250$	0.467	17.52	448.61	71.15
Z'	$250 < p_T < 6000$	0.344	20.27	179.99	452.94

Parte III

Correcciones de las Shower shapes de fotones

SHOWER SHAPES Y LA IDENTIFICACIÓN DE FOTONES

4

“Champions keep playing until they get it right.”

Billie Jean King

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 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 descripta 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 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](#), y 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 (M) o Tight (T), descriptos 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$)	$R_{had,1}$	✓	✓	✓
	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_s tot	✓	✓	
	Fracción de la energía fuera de las 3 strips 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	✓	✓	

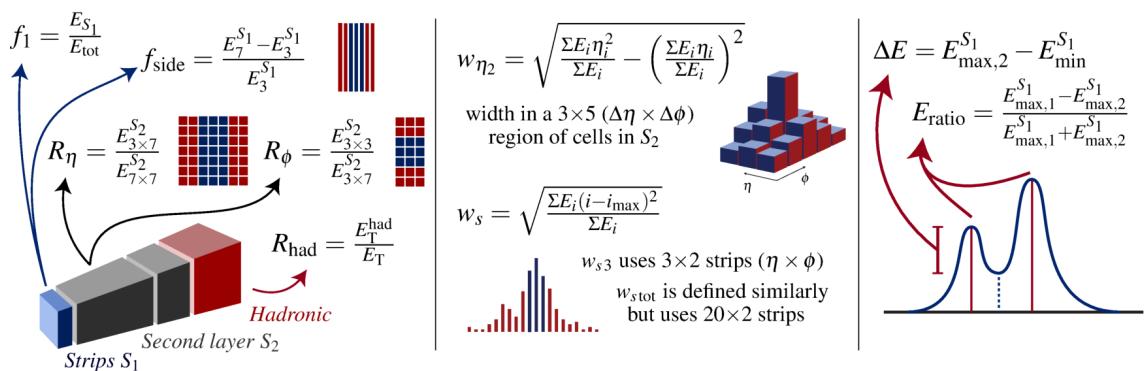


Figura 4.1: Representación esquemática de las SS de fotones.

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

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

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)

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

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 utiliza 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

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

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

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

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.

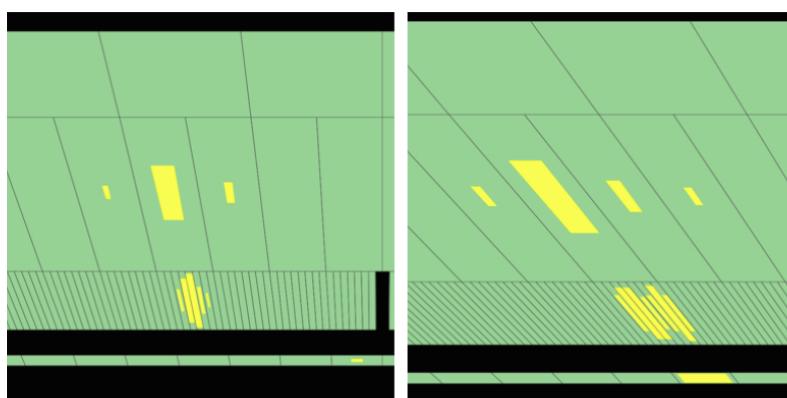


Figura 4.2: Depósitos de energía característicos para un fotón aislado (izquierda), y un evento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (derecha), que es posible distinguir gracias a la fina granularidad de la primera capa del ECAL [141].

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 en jets, mientras que una fracción más pequeña de candidatos falsos está asociada con hadrones que depositan una energía significativa en el [ECAL](#), imitando la de los fotones reales. Los procesos con fotones prompt en el estado final, que ocurren en colisiones pp en el [LHC](#), desempeñan un papel central en el programa de física de [ATLAS](#). 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 ejemplo, por resonancias de baja masa del Higgs a un par de partículas tipo axión que decaen en 4 fotones ($H \rightarrow aa \rightarrow 4\gamma$) [142], donde el momento transverso del fotón es de ~ 25 GeV, hasta fotones de muy alto p_T en búsquedas de resonancias $\gamma+jet$ como los que se realizaron para esta tesis, donde los fotones tienen un momento transverso mayor a 1 TeV [add reference once the chapter numbers are in place](#).

La identificación de fotones en [ATLAS](#) se basa en cortes en las [SSs](#) y se definen 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 En el rango de bajo p_T , se utilizan fotones procedentes del decaimiento radiativo del bosón Z ($Z \rightarrow \ell\ell\gamma$). 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.

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

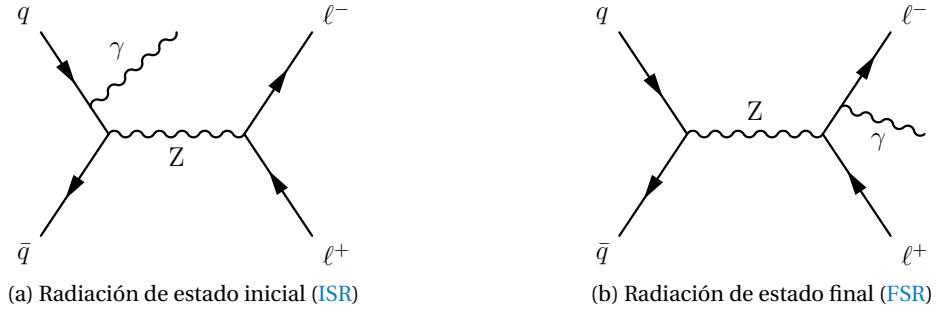


Figura 4.3: Diagramas de Feynman del proceso de radiación de un fotón en decaimientos $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$ para los casos de **ISR** (izquierda) y **FSR** (derecha).

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 **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**.

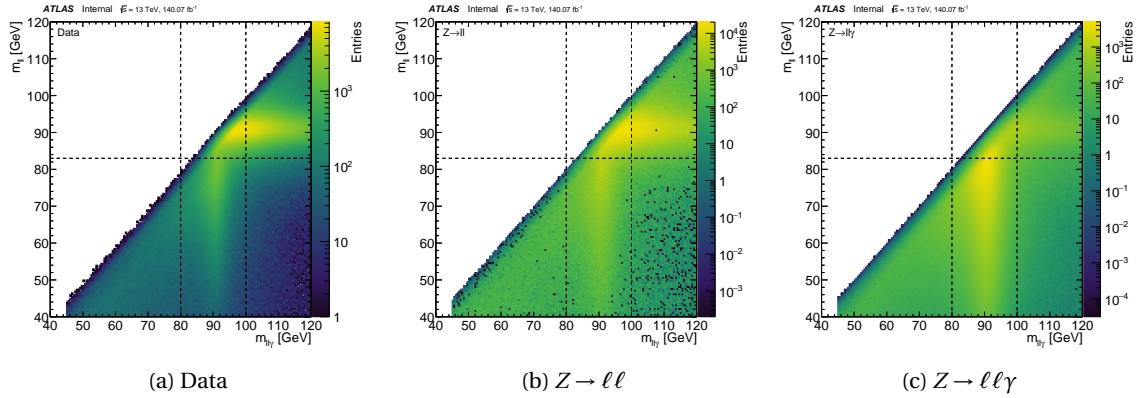


Figura 4.4: Masa invariante de los dos leptones en función de la masa invariante de ambos leptones junto con un fotón en (a) datos, (b) fondos y (c) señal. La región en la cual se encuentra una gran concentración de eventos con $m_{\ell\ell} \sim m_Z$ corresponde a eventos de **ISR**, mientras que eventos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

Se requiere que los fotones tengan un momento transverso $p_T > 7$ 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 fotones, pero para las medidas de eficiencia se utiliza el **WP** de aislamiento Loose, descripto 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 conjuntos de datos de fotones de alto p_T . Estos procesos incluyen eventos a **LO** de $\gamma + \text{jet}$ 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 descriptas se definen tres **WPs** para los fotones: Loose, Medium y Tight [124]. 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.

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. [143], y

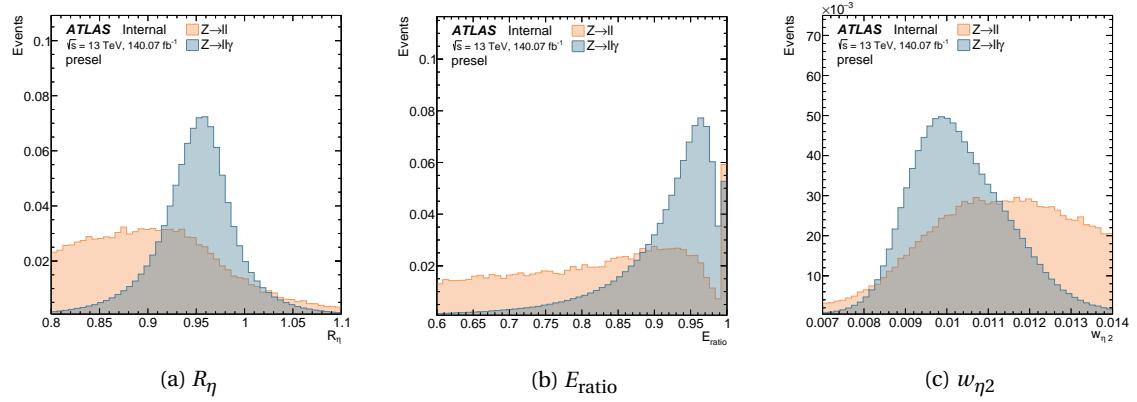


Figura 4.5: Distribuciones normalizadas de señal (azul) y fondo (naranja) de diferentes SSs utilizando las muestras de RZ y pasando la selección de eventos detallada en la Sección 4.2.1.

son brevemente descriptos 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 ($7 < p_T < 100$ 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 [144] para que las distribuciones de las SSs de los electrones se parezcan a los 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 resto de los fondos, obtenidas en regions 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 descripto en la Ref. [118]. 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* [143], que construye cuatro regiones ortogonales que pasan o no el [WP](#) de identificación tight, y pasan o no el aislamiento de trazas (descripto 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:

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

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 $\hat{\varepsilon}$, $\hat{\varepsilon}^s$ y $\hat{\varepsilon}^b$, respectivamente. Del mismo modo, las eficiencias de aislamiento de traza para los fotones que superan la identificación tight se muestran como $\hat{\varepsilon}_{\text{ID}}$, $\hat{\varepsilon}_{\text{ID}}^s$ y $\hat{\varepsilon}_{\text{ID}}^b$, respectivamente. Las eficiencias medidas para los fotones con $p_T > 150$ GeV están entre 90 y 96 %.

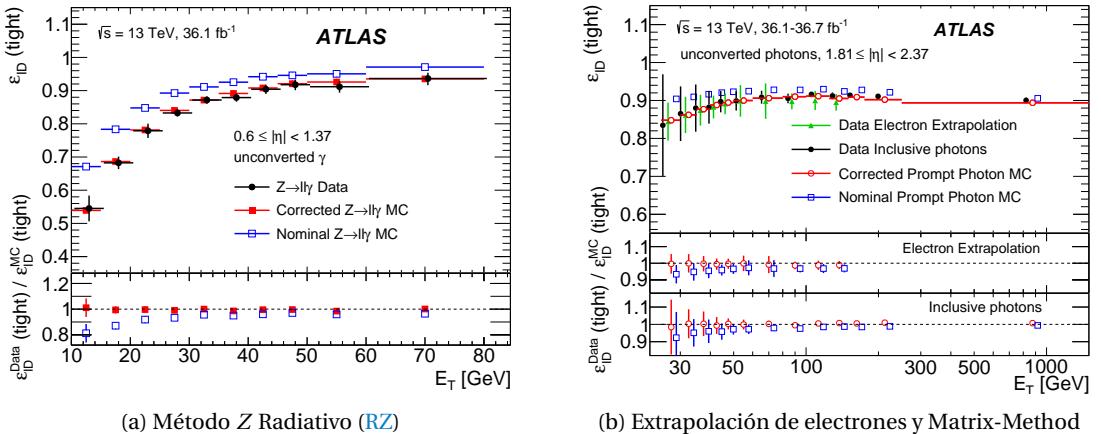


Figura 4.6: Comparación de las eficiencias calculadas para datos y **MC** utilizando los tres métodos diferentes para su cálculo. En ambas figuras, para cada método, se muestran dos conjuntos diferentes de mediciones **MC**: la nominal y la corregida (discutida en el texto). Los paneles inferiores muestran 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. [143].

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.

Como ya se ha mencionado, estos cocientes entre datos y eficiencias **MC** se denominan **SFs** y encapsulan las diferencias entre datos y simulación. Se calculan por separado para cada uno de los tres métodos y después se combinan utilizando una media ponderada [145] en cada *bin* y asumiendo 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.

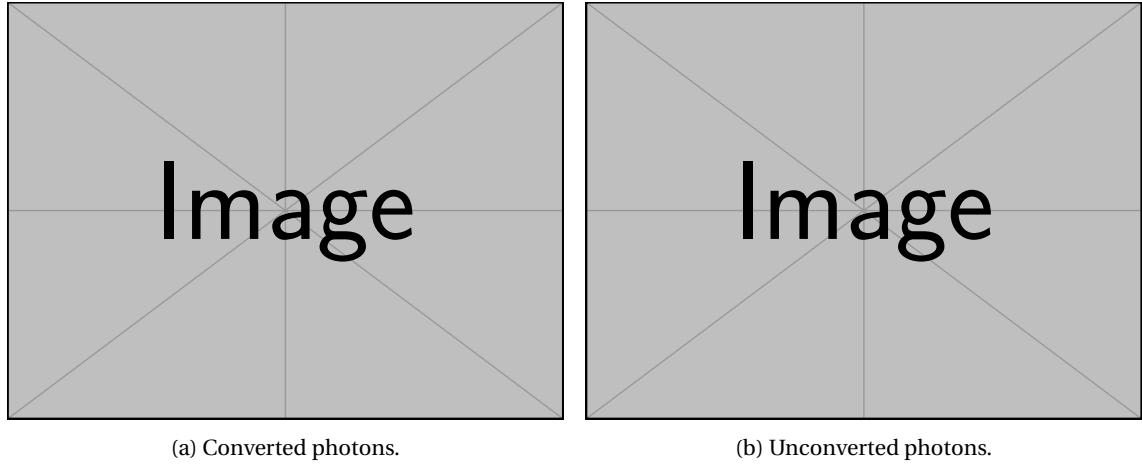


Figura 4.7: **SFs** resultantes de la identificación de fotones en los diferentes bins de p_T y $|\eta|$ para fotones convertidos (izquierda) y no convertidos (derecha). **Ask fran for the plots in his presentation!**

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**.

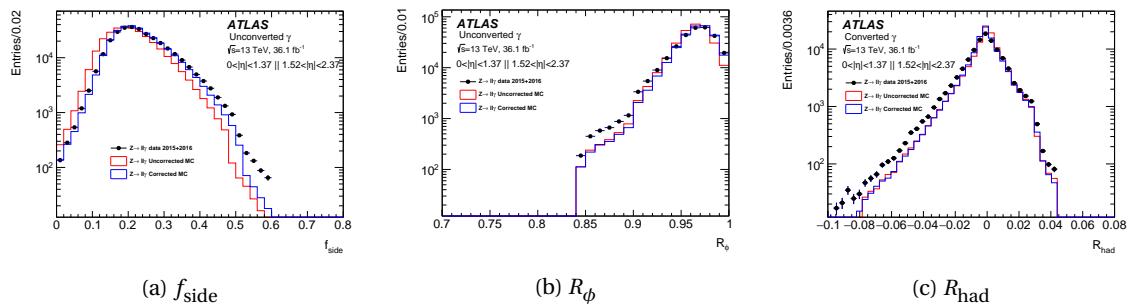


Figura 4.8: Comparación de las **SSs** entre los datos (puntos negros) y la simulación **MC** nominal (línea roja) y corregida (línea azul), utilizando la muestra **RZ** [125].

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 puede 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** [118, 143]. 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. 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

“Champions keep playing until they get it right.”

Billie Jean King

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**) 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 **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 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, 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** se utilizan para este estudio, ya que representan rangos p_T complementarios. Los eventos de **RZ** se generan con SHERPA 2.2.11 [68], 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 [65], que incluye eventos $\gamma + \text{jet}$ 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 [75] 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, que ya se discutieron en la Sección 4.2.1. Dado que las distribuciones de las **SSs** varían en función de p_T y $|\eta|$, el cálculo se realiza en bines 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 $w_{\text{s tot}}$; 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 bines. 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 [146] 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.

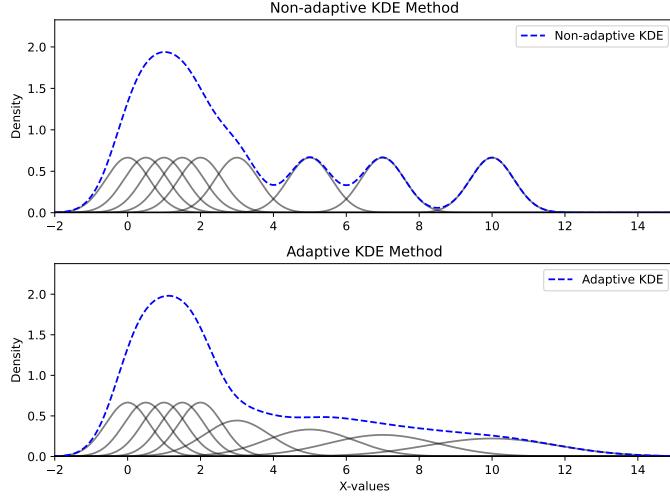


Figura 5.1: Esquema del suavizado no adaptativo y adaptativo del método KDE.

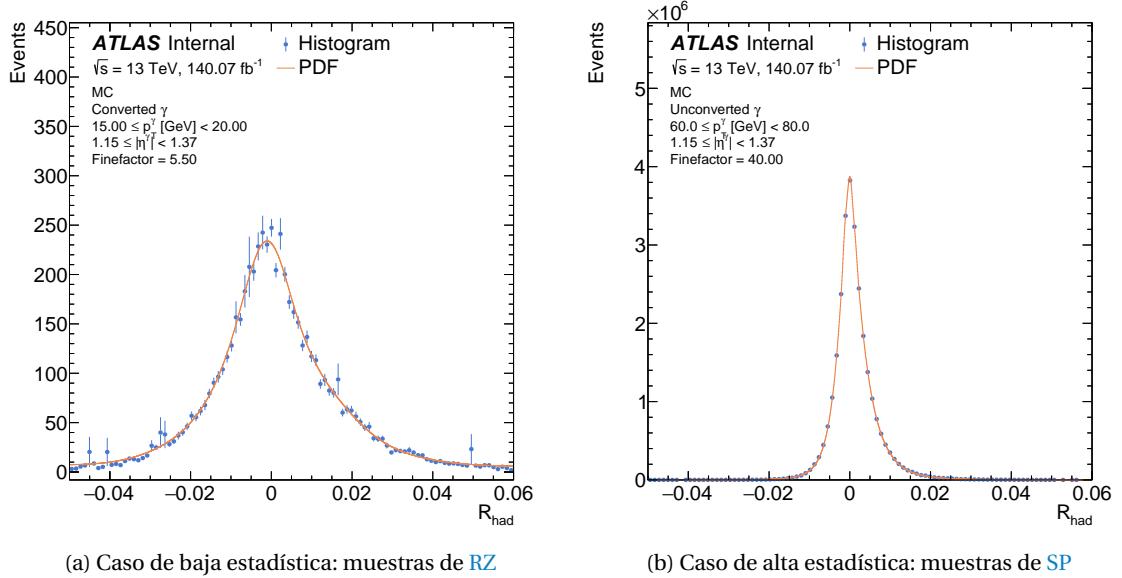


Figura 5.2: Suavizado de la SS R_{had} utilizando el método KDE para fotones en $1.15 < |\eta| < 1.37$ bajo dos posibles escenarios: baja y alta estadística. El histograma original se muestra con los puntos azules y las correspondientes PDFs con la línea naranja. Además, se muestran los valores de los 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 [147]:

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

N es el número de bines de las PDFs, $w_{\text{MC},i}$ y $w_{\text{data},i}$ son los números de eventos de MC y datos en cada bin, respectivamente, $s_{\text{MC},i}$ y $s_{\text{data},i}$ 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*

Como ha sido mencionado anteriormente, las correcciones a las **SSs** de **MC** han sido realizadas 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 **PDFs**, 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 **PDFs** puede construirse utilizando bins pequeños de alta precisión para asegurar una alta resolución. Despues 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 **SSs** evento a evento como:

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

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

Correcciones *shift+stretch*

Se observó que incluso después de aplicar correcciones de shift a las **SSs** de **MC**, seguían 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**.

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

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.

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 shift = 0.03 y 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.

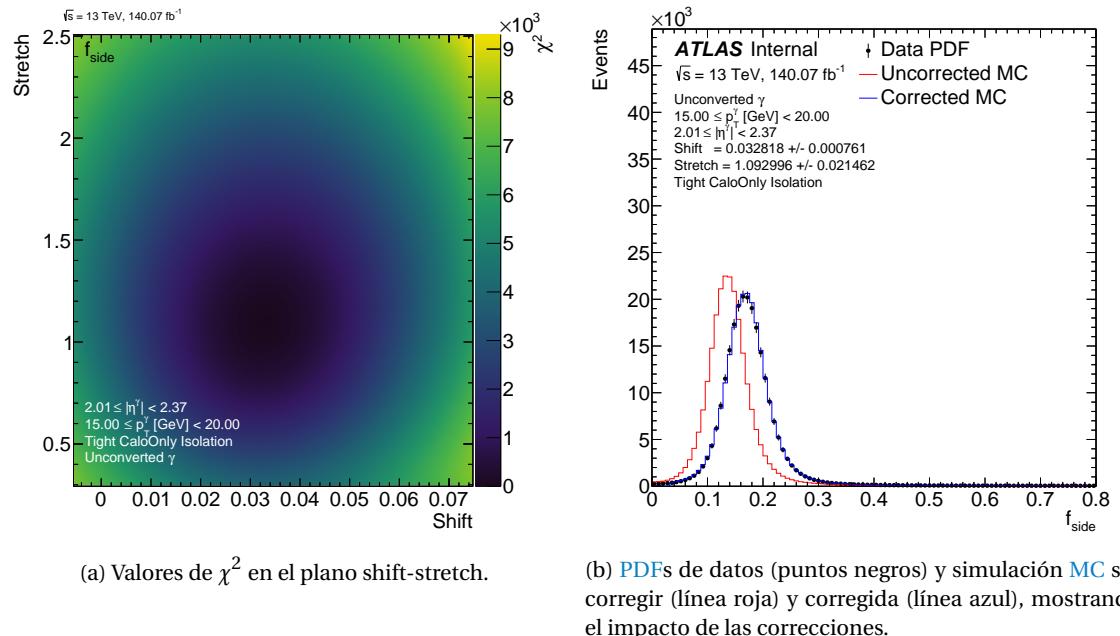


Figura 5.3: Cálculo de los FFs de shift+stretch para f_{side} utilizando fotones no convertidos con momento transverso de $15 < p_T < 20 \text{ GeV}$ y pseudorapidez $2.01 < |\eta| < 2.37$

5.1.3. Cálculo de incertezas

Incerezas estadísticas

Para extraer las incerezas 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, y se calcula 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 bines de p_T y $|\eta|$, lo que puede dar lugar a grandes diferencias entre bines 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.

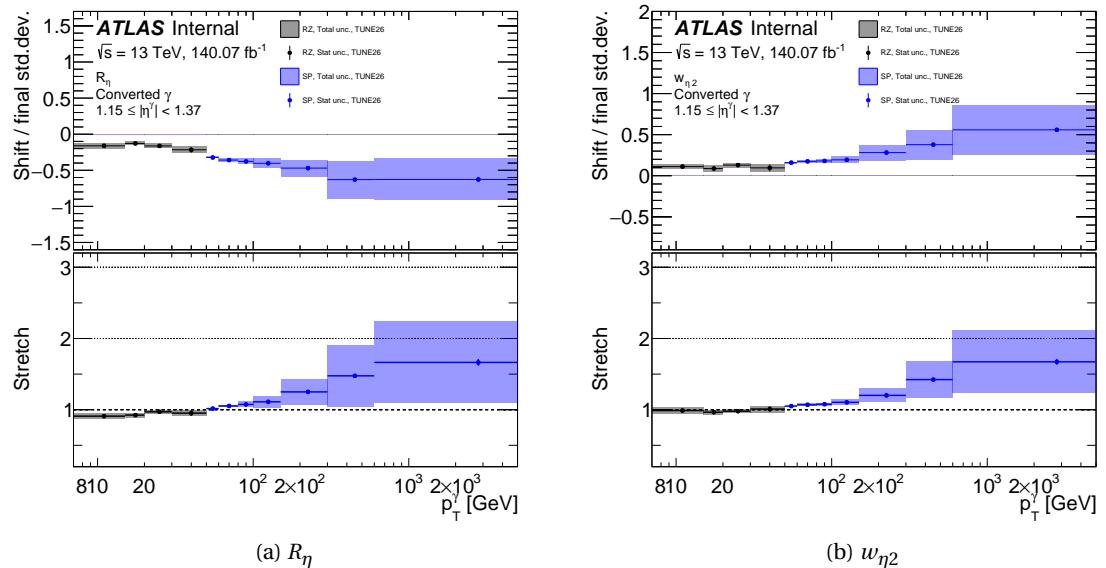


Figura 5.4: Valores de los FFs de shift y stretch para las R_η (izquierda) y $w_{\eta 2}$ (derecha) para fotones convertidos con $1.15 < |\eta| < 1.37$, en función de p_T . Los resultados obtenidos por las muestras de RZ están representados por el color negro, mientras que los resultados de SP se muestran 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.

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.

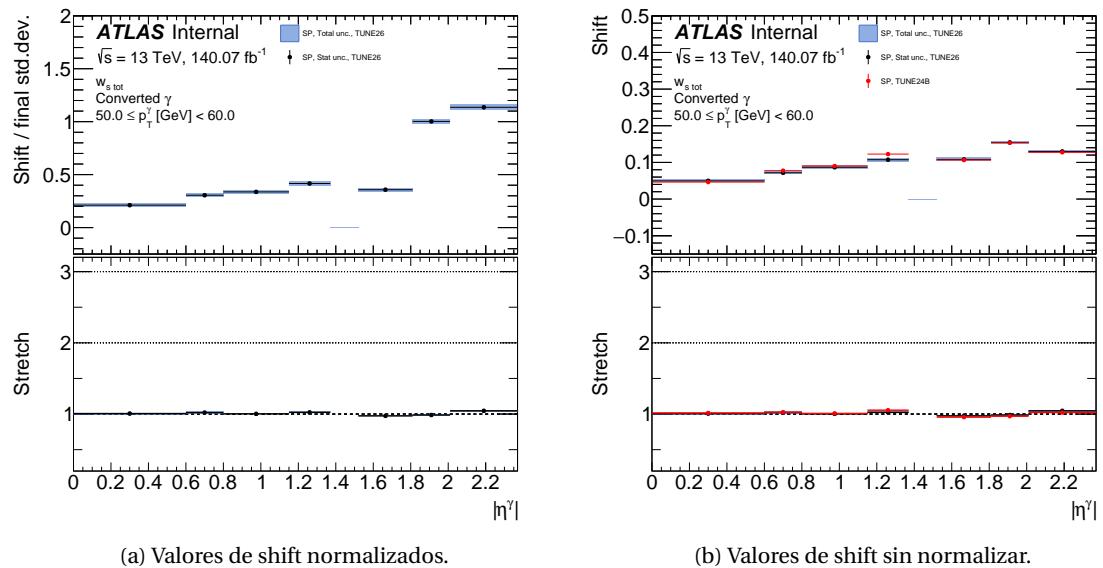


Figura 5.5: Valores de los FFs de shift y stretch para $w_{s\text{ tot}}$ en función de $|\eta|$ utilizando fotones convertidos con $50 < p_T < 60$ GeV de las muestras de SP. La Figura a muestra los valores de shift normalizados, mientras que los no normalizados se encuentran en la Figura b. Los puntos 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.

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 $|\eta|$. En la región barrel, las correcciones mejoran el acuerdo entre datos y MC, 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.

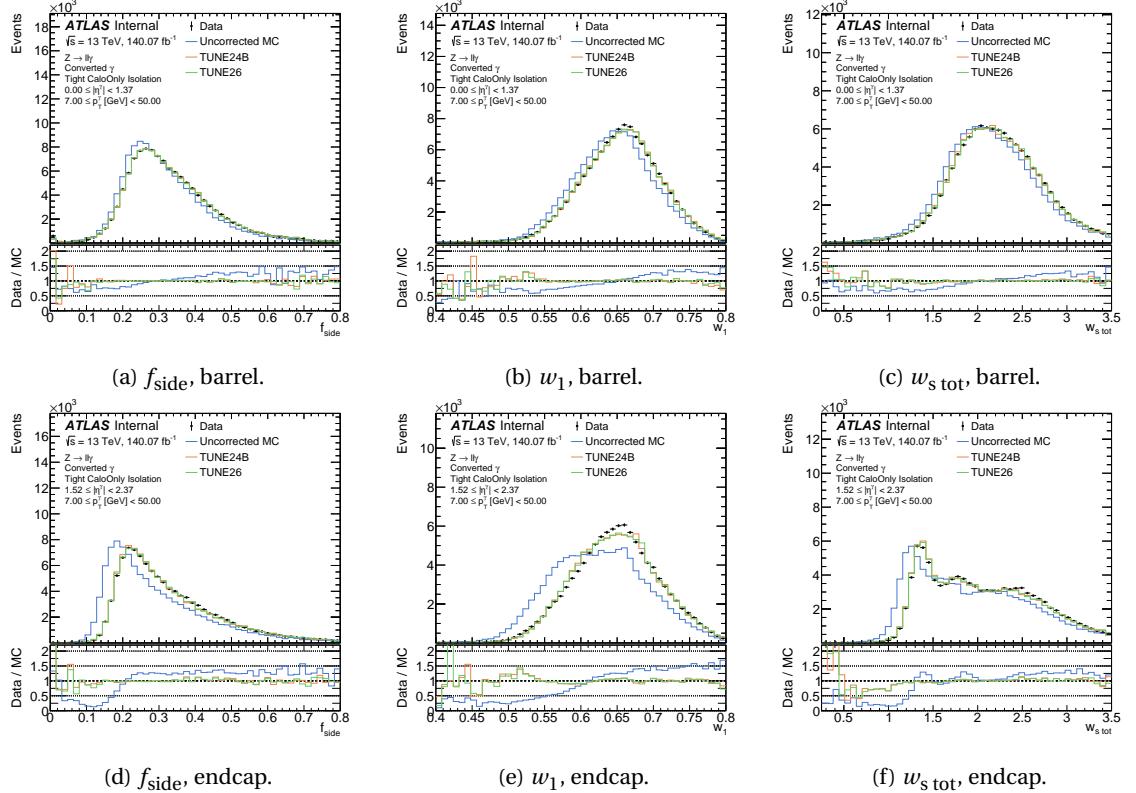


Figura 5.6: Distribuciones de algunas SSs seleccionadas usando las muestras de RZ para fotones convertidos luego de aplicar las correcciones de los FFs en la simulación. Las distribuciones de las SS están separadas para fotones en la región del barrel (fila de arriba) y en la región del endcap (fila 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 entre estos dos, significando que el desacuerdo ocurre, en realidad, a un nivel inferior.

Aunque el método de FF descripto 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 diferente sería modificar directamente los depósitos de energía de las celdas en la simulación 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 [148], y posteriormente para fotones [149]. Para el caso de los electrones, los resultados han sido muy prometedores, ya que se corrigieron sustancialmente las SSs de la

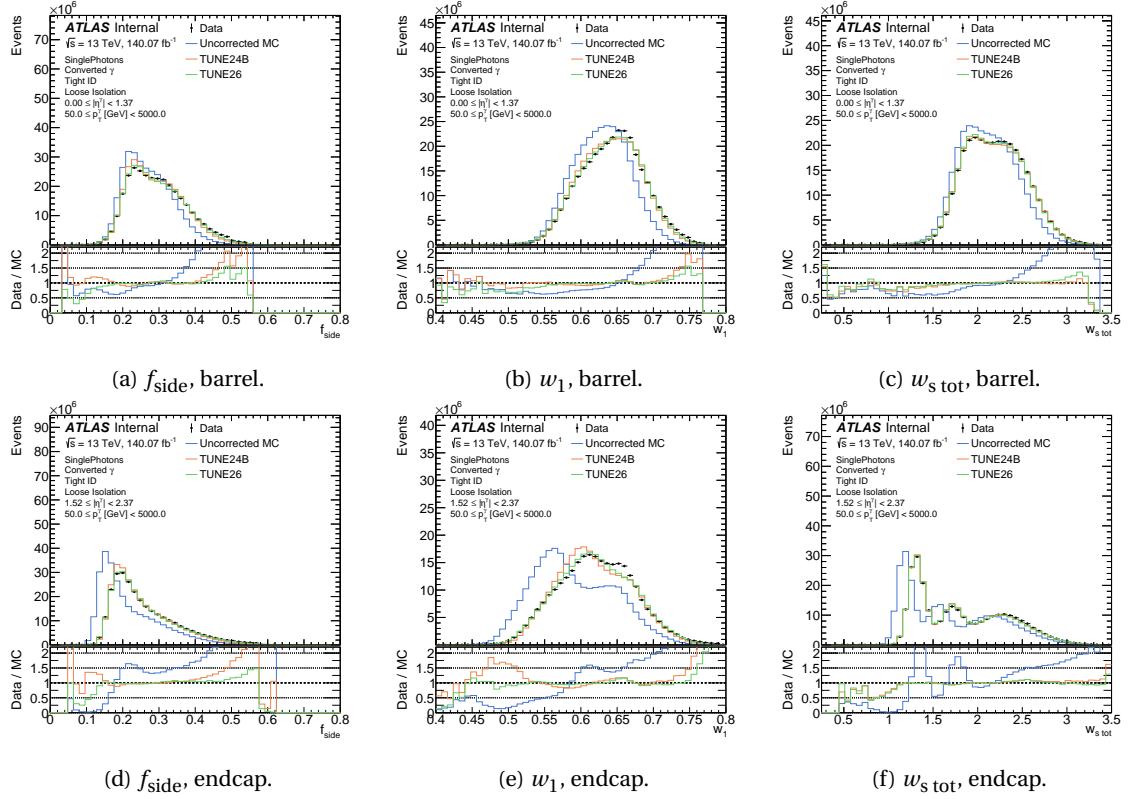


Figura 5.7: Ídem a la Figura 5.6 pero utilizando las muestras de SP.

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.

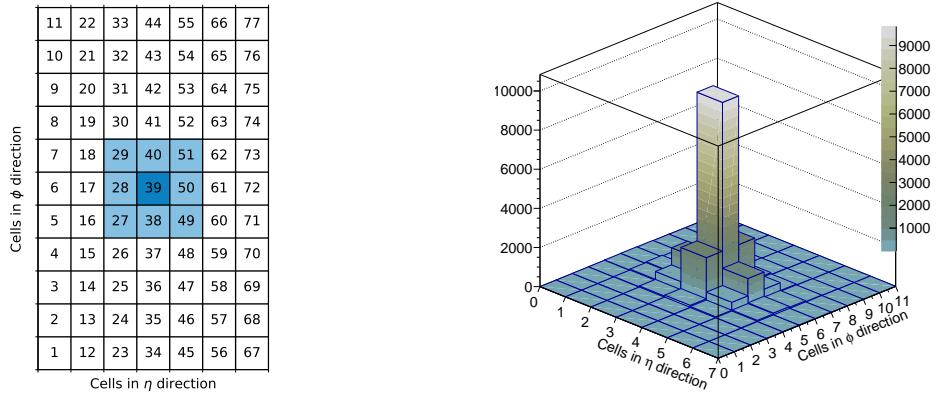
En la presente sección se estudia una nueva forma de corregir las energías de las celdas en MC. Por simplicidad, en una primera etapa, se estudió solo la segunda capa del ECAL. El método tiene similitudes con el método FF, lo que además facilita su comprensión. En primer lugar, se presenta la selección de eventos especiales utilizada para este estudio. Se discute brevemente el método de corrección de energías utilizado por los primeros estudios basados en electrones y fotones, y luego se presenta en detalle cómo se mejora este método.

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, descripto 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.



(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 asociado 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:

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

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

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

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:

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

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.

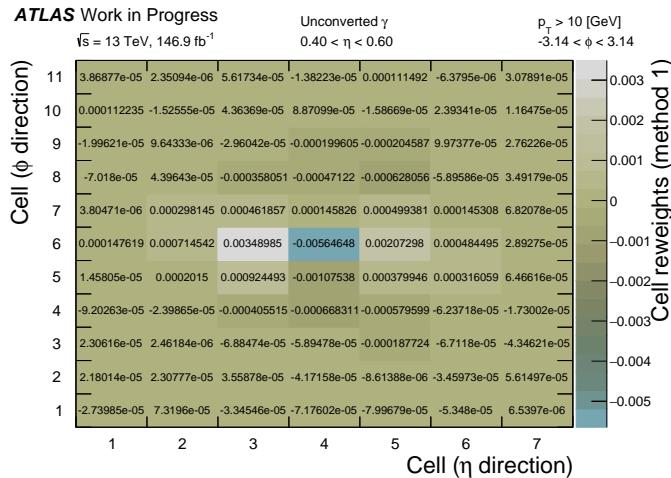


Figura 5.9: Correcciones a las energías de las celdas de la simulación MC utilizando el mismo método diseñado para electrones. [fix luminosity](#)

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 $w_{\eta 2}$:

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

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

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

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 [149] 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 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:

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

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 $E_i^{\text{MC-RW}}$:

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

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.

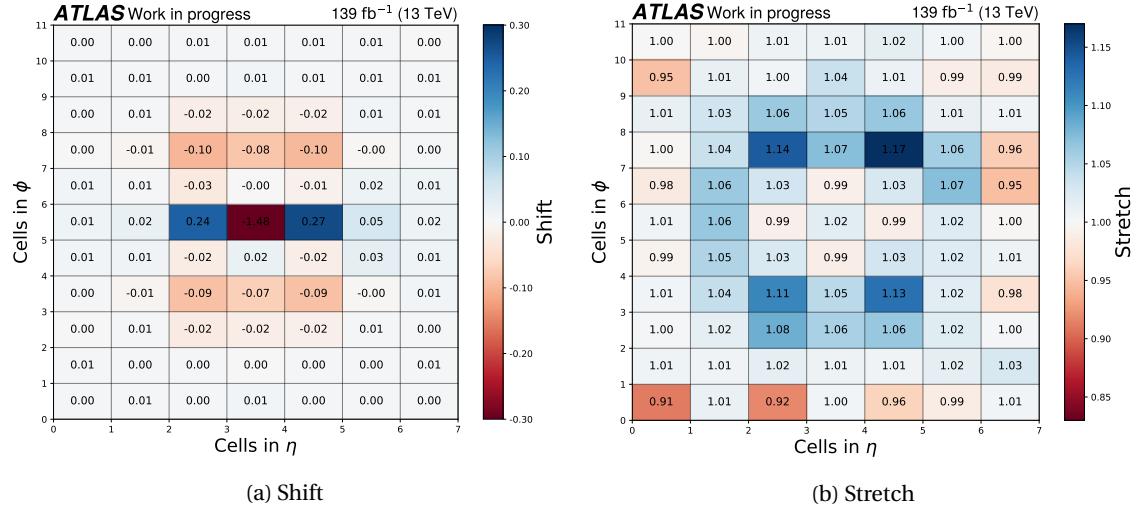


Figura 5.10: Ejemplo de las matrices de corrección de shift (izquierda) y stretch (derecha). Los valores mostrados corresponden al cálculo de las correcciones utilizando fotones no convertidos. Los valores de shift son multiplicados por un factor de 100 para mejorar su visualización.

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, pero presenta 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.

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

² Como fue mostrado en la Figura 5.8a, la celda número 39 es la central, mientras que las celdas 28 y 50 están a la izquierda y derecha, respectivamente, en la dirección η .

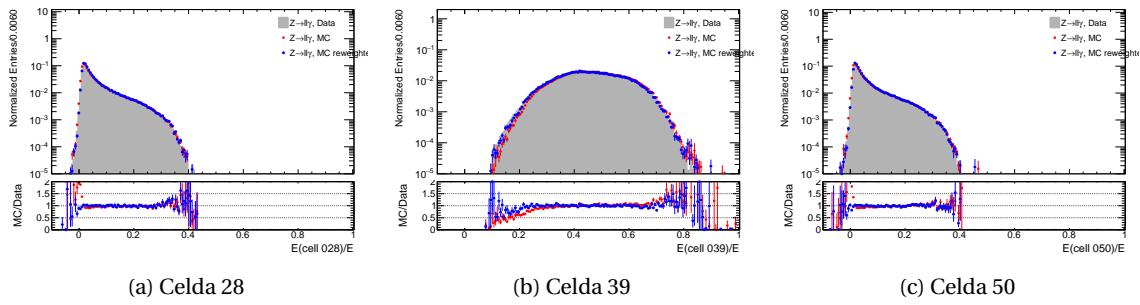


Figura 5.11: Distribuciones de las energías normalizadas de las celdas 28, 39 y 50 de cluster de 77 celdas, para fotones no convertidos. Los puntos azules y rojos corresponden a las distribuciones de la simulación MC con y sin las correcciones, respectivamente, mientras que el histograma gris representa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

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.

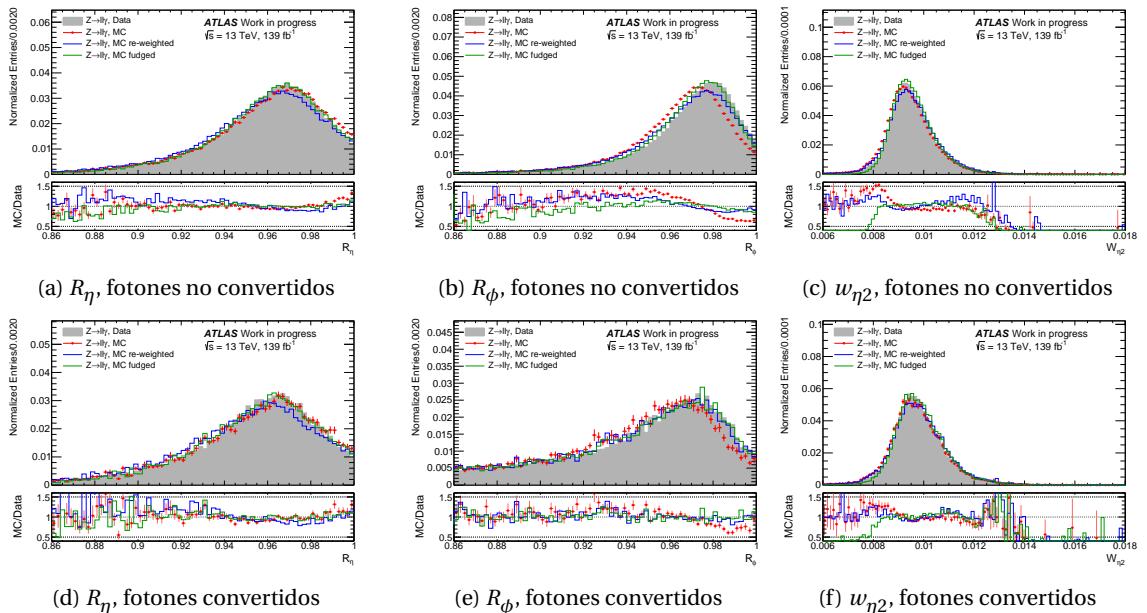


Figura 5.12: Distribuciones de las SSs calculadas en la segunda capa del ECAL para fotones no convertidos (fila superior) y convertidos (fila inferior) con pseudorapidez $|\eta| < 0.6$, comparando los diferentes métodos de corrección con los datos. Los datos experimentales están representados por los 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.

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, no sólo en el contexto de la identificación de fotones *offline*, sino también a nivel de trigger.

5.3.1. Trabajo a futuro

Uno de los enfoques más interesantes y prometedores para corregir las [SSs](#) es el método basado en las correcciones de las energías de las celdas. 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 [149].

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-escalamiento multivariable, que se exploró en la Ref. [150], mostrando resultados muy prometedores.

Parte IV

Búsqueda de Nueva Física

ANALYSIS MOTIVATION AND STRATEGY

6

“Champions keep playing until they get it right.”

Billie Jean King

yet another template (yat)

SIGNAL AND BACKGROUND SAMPLES

7

“Champions keep playing until they get it right.”

Billie Jean King

yet another template (yat)

EVENT SELECTION

8

“Champions keep playing until they get it right.”

Billie Jean King

yet another template (yat)

BACKGROUND ESTIMATION

9

“Champions keep playing until they get it right.”

Billie Jean King

yet another template (yat)

BACKGROUND MODELING**10**

“Champions keep playing until they get it right.”

Billie Jean King

yet another template (yat)

SYSTEMATIC UNCERTAINTIES

11

“Champions keep playing until they get it right.”

Billie Jean King

yet another template (yat)

STATISTICAL ANALYSIS

12

“Champions keep playing until they get it right.”

Billie Jean King

yet another template (yat)

RESULTS

13

“Champions keep playing until they get it right.”

Billie Jean King

yet another template (yat)

CONCLUSIONS

Don't let anyone rob you of your imagination, your creativity, or your curiosity.

Mae Jemison

RELACIONES PARA EL AJUSTE DE UNA ELIPSE

A

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. [151]. 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):

$$\sigma_x = \sqrt{a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta} \quad (\text{A.1})$$

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

$$\rho = \tan(2\theta) \frac{\sigma_x^2 - \sigma_y^2}{2\sigma_x \sigma_y}. \quad (\text{A.3})$$

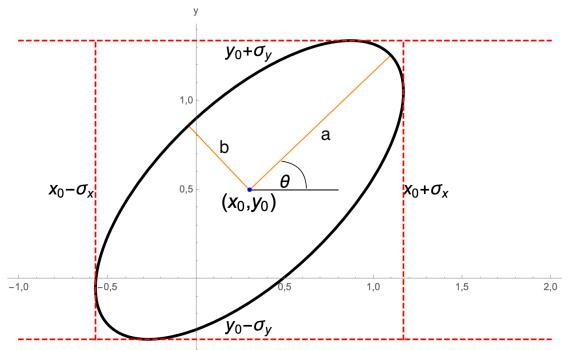


Figura A.1: Parámetros de una elipse.

GLOSARIO

CERN	Organización Europea para la Investigación Nuclear	25
ALICE	A Large Ion Collider Experiment	25
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS	7
CMS	Compact Muon Solenoid	7
LHC	Gran Colisionador de Hadrones	7
LHCb	Large Hadron Collider beauty	
LHCf	Large Hadron Collider forward	
LS1	Long Shut down 1	29
LS2	Long Shut down 2	27
TOTEM	TOTal cross section, Elastic scattering and diffraction dissociation Measurement at the LHC	
MoEDAL	Monopole & Exotics Detector At the LHC	
PS	Proton Synchrotron	25
SPS	Super Proton Synchrotron	25
L1	Level-1	35
L1Topo	Level-1 Topológico	35
LAr	Argón Líquido	31
ECAL	Calorímetro Electromagnético	23
CSC	<i>Cathode Strip Chamber</i>	34
CTP	<i>Central Trigger Processor</i>	36
FCAL	Calorímetro Forward	32
HEC	Calorímetro Hadrónico del End-Cap	33
HCAL	Calorímetro Hadrónico	23
HLT	High Level Trigger	35

Glosario	93
IBL <i>Insertable B-Layer</i>	29
ID Detector Interno	23
SCT Semiconductor de Trazas	29
RPC <i>Resistive-Plate Chamber</i>	34
TGC <i>Thin-Gap Chamber</i>	35
TRT Detector de Radiación de Transición	29
NSW <i>New Small Wheel</i>	34
MDT <i>Monitored Drift Tube</i>	34
MS Espectrómetro de Muones	23
GRL <i>Good Runs List</i>	37
LB Bloques de Luminosidad	37
PSB Proton Synchrotron Booster	25
BDT <i>Boosted Decision Tree</i>	50
MC Monte Carlo	4
KDE Kernel Density Estimator	66
ROI Región de interés	35
FF Fudge Factor	64
SF Factor de escala	62
SS Shower Shape	43
WP <i>Working Point</i>	43
PDF Función de Densidad de Probabilidad	66
BSM Más allá del SM	4
DM Materia Oscura	16
EM electromagnética	4
EW electrodébil	6
IR Infrarrojo	8
UV Ultravioleta	8
EWSB Ruptura espontánea de simetría EW	7
FSR Radiación de estado final	11
RZ Z Radiativo	59
SP Single Photon	60
ISR Radiación de estado inicial	11
LO Leading Order	12

ME	Elemento de Matriz	20
PS	Lluvia de partones	21
NLO	Next-to-Leading Order	13
NNLO	Next-to-Next-to-Leading Order	11
PDF	Función de distribución partónica	10
PS	Lluvia de partones	21
QCD	Cromodinámica Cuántica	6
pQCD	QCD perturbativa	15
QED	Electrodinámica Cuántica	8
QFT	Teoría Cuántica de Campos	6
QBH	Micro Agujero Negro	19
EQ	Quark excitado	17
SM	Modelo Estándar	4
UE	Evento subyacente (<i>Underlying Event</i>)	12
NNJvt	<i>Neural network Jet vertex Tagger</i>	49
JVT	<i>Jet vertex Tagger</i>	49
JVF	<i>Jet vertex Fraction</i>	49
PV	Vértice Primario	41
CB	Muones combinados	45
ST	Muones segmentados	45
CT	Muones calorimétricos	45
ME	Muones extrapolados	45
PFlow	<i>Particle Flow</i>	48
FTAG	<i>Flavor Tagging</i>	49

BIBLIOGRAFÍA

- [1] 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>. ix, 5
- [2] 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. 6
- [3] 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>. 7
- [4] 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>. 7
- [5] 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>. 7
- [6] 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>. 7
- [7] 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>. 7
- [8] 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>. 7
- [9] 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>. 7
- [10] 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>. 7

- [11] G. Zweig, *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 2.*, <https://cds.cern.ch/record/570209>. 7
- [12] 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>. ix, 9
- [13] 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>. 9
- [14] 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>. 9
- [15] 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>. 9
- [16] 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>. 10
- [17] 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>. 10
- [18] 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>. 10
- [19] 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>. 10
- [20] 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. 10
- [21] 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>. 10
- [22] 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. 11
- [23] 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>. 11

- [24] 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>. 11
- [25] 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). ix, 11
- [26] P. D. Group, *Review of Parton Physics*, Progress of Theoretical and Experimental Physics **2020** no. 8, (2020) 083C01, <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf>.
<https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>. ix, 11
- [27] S. Höche, *Introduction to parton-shower event generators*, 2015.
<https://arxiv.org/abs/1411.4085>. ix, 12
- [28] ATLAS Collaboration, T. A. collaboration, *Standard Model Summary Plots June 2024*, tech. rep., CERN, Geneva, 2024. <https://cds.cern.ch/record/2903866>. ix, 13
- [29] T. Pietrycki and A. Szczurek, *Photon-jet correlations in pp and pp> collisions*, Phys. Rev. D **76** (2007) 034003. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.76.034003>. 13
- [30] 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>. 13
- [31] 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>. 16
- [32] 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>. 16
- [33] 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>. 16
- [34] 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>. 16
- [35] 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>. 16
- [36] 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>. 16, 17

- [37] F. Zwicky, *On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae*, *ApJ* **86** (1937) 217.
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1937ApJ....86..217Z/abstract>. 16
- [38] V. C. Rubin and J. Ford, W. Kent, *Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions*, *ApJ* **159** (1970) 379.
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1970ApJ...159..379R/abstract>. 16
- [39] Planck Collaboration, *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*, *Astronomy and Astrophysics* **571** (2014), arXiv:1303.5076.
<https://arxiv.org/abs/1303.5076v3>. 16
- [40] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, et al., *A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter*, *The Astrophysical Journal* **648** no. 2, (2006) L109–L113, arXiv:0608407 [astro-ph].
<https://iopscience.iop.org/article/10.1086/508162>. 16
- [41] 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>. 16
- [42] M. Gell-Mann, P. Ramond, and R. Slansky, *Complex spinors and unified theories*, in *Murray Gell-Mann: Selected Papers*. World Scientific, 2010. 17
- [43] S. L. Glashow, *The future of elementary particle physics*, in *Quarks and Leptons: Cargese 1979*. Springer, 1980. 17
- [44] P. Ramond, *The family group in grand unified theories*, in *SEESAW 25*. World Scientific, 2005. 17
- [45] *Proceedings of the 1981 international symposium on lepton and photon interactions at high energies*. 1981. 17
- [46] G. Hooft, *Naturalness, chiral symmetry, and spontaneous chiral symmetry breaking*, in *Recent developments in gauge theories*. Springer, 1980. 17
- [47] 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>. 17
- [48] 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>. 17
- [49] U. Baur and H. Fritzsch, *The masses of composite quarks and leptons as electromagnetic selfenergies*, *Physics Letters B* **134** no. 1, (1984) 105–110.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938490995X>. 17

- [50] D. Bailin and A. Love, *Kaluza-klein theories*, Reports on Progress in Physics **50** no. 9, (1987) 1087. [18](#)
- [51] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, *The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*, Physics Letters B **429** no. 3-4, (1998) 263–272. [18, 19](#)
- [52] L. Randall and R. Sundrum, *An alternative to compactification*, Physical Review Letters **83** no. 23, (1999) 4690. [18, 19](#)
- [53] L. Randall and R. Sundrum, *Large mass hierarchy from a small extra dimension*, Physical review letters **83** no. 17, (1999) 3370. [18, 19](#)
- [54] 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. 3-4, (1998) 257–263. [19](#)
- [55] G. Dvali and M. Redi, *Black hole bound on the number of species and quantum gravity at CERN LHC*, Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology **77** no. 4, (2008) 045027. [19](#)
- [56] 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>. [19](#)
- [57] P. C. Argyres, S. Dimopoulos, and J. March-Russell, *Black holes and sub-millimeter dimensions*, Physics Letters B **441** no. 1-4, (1998) 96–104. [19](#)
- [58] T. Banks and W. Fischler, *A Model for High Energy Scattering in Quantum Gravity*, 1999. <https://arxiv.org/abs/hep-th/9906038>. [19](#)
- [59] S. B. Giddings and S. Thomas, *High energy colliders as black hole factories: The end of short distance physics*, Physical Review D **65** no. 5, (2002) 056010. [19](#)
- [60] P. Meade and L. Randall, *Black holes and quantum gravity at the LHC*, Journal of High Energy Physics **2008** no. 05, (2008) 003. [19](#)
- [61] 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>. [19](#)
- [62] 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. [19](#)
- [63] 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>. [19](#)
- [64] 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. [19](#)

- [65] 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>. 20, 65
- [66] 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>. 20
- [67] 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. Utheim, and R. Verheyen, *A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3*, 2022.
<https://arxiv.org/abs/2203.11601>. 20
- [68] E. Bothmann, G. S. Chahal, S. Höche, J. Krause, F. Krauss, S. Kuttimalai, S. Liebschner, D. Napoletano, M. Schönher, 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>. 20, 65
- [69] T. Sjöstrand, *Monte Carlo Generators*, 2006.
<https://arxiv.org/abs/hep-ph/0611247>. 21
- [70] 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>. 21
- [71] 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>. 21
- [72] 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>. 21
- [73] T. A. collaboration, *ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data*, tech. rep., CERN, Geneva, 2014.
<https://cds.cern.ch/record/1966419>. 22
- [74] 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>. 22
- [75] 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>. 22, 23, 65
- [76] 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>. 23
- [77] 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>. 23
- [78] 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>. 23
- [79] 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>. 25
- [80] 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>
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08001/meta>. 25
- [81] E. Lopienska, *The CERN accelerator complex, layout in 2022. Complexe des accélérateurs du CERN en janvier 2022*,. <https://cds.cern.ch/record/2800984>. x, 26
- [82] 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>. 26
- [83] 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>
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08005/meta>. 26
- [84] 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>
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08004/meta>. 26
- [85] 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>. x, 26, 28, 32, 33, 34
- [86] 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/S08006https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08006/meta>. 26
- [87] 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/S08007https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08007/meta>. 26
- [88] MoEDAL Collaboration, *Technical Design Report of the MoEDAL Experiment.*, 26
- [89] R. M. Bianchi and A. Collaboration, “ATLAS experiment schematic or layout illustration.” General Photo, 2022. x, 27, 28
- [90] J. Pequenao, “Computer generated image of the ATLAS inner detector.” General Photo, 2008. 29
- [91] The ATLAS Collaboration, *Inner Detector Forward SCT Barrel SCT TRT Pixel Detectors Technical Design Report*, tech. rep., CERN, 1997.
<https://cds.cern.ch/record/331063/files/ATLAS-TDR-4-Volume-I.pdf>. 28
- [92] T. A. Collaboration, *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report Addendum*, Tech. Rep. May, CERN, Sep, 2012. <https://cds.cern.ch/record/1291633https://cdsweb.cern.ch/record/1451888>. 29
- [93] 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>. 29
- [94] 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/P07007https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/07/P07007/meta>. 29
- [95] 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. 29
- [96] 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. 30
- [97] 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/P02013https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/02/P02013/meta>. 30

- [98] J. Pequenao, "Computer Generated image of the ATLAS calorimeter." General Photo, 2008. [x](#), 31
- [99] V. Rossetti, *Performance of the ATLAS Calorimeters and Commissioning for LHC Run-2.*, <https://cds.cern.ch/record/2037117>. 31
- [100] The ATLAS Collaboration, *ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report*, CERN/LHCC96-42(1996) (1996) 354. <https://cds.cern.ch/record/331062>. 33
- [101] T. A. collaboration, *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report.*, <https://cds.cern.ch/record/331068>. 34
- [102] 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>. 34
- [103] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*, The European Physical Journal C **72** no. 1, (2012) 1849. 35
- [104] A. ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2015*, [arXiv:1611.09661](https://arxiv.org/abs/1611.09661). <http://arxiv.org/abs/1611.09661> [http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3](https://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3). 35
- [105] The ATLAS Collaboration, *Operation of the ATLAS trigger system in Run 2*, Journal of Instrumentation **15** no. 10, (2020) P10004, [arXiv:2007.12539v2](https://arxiv.org/abs/2007.12539v2). 35
- [106] 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>. 35
- [107] ATLAS Collaboration, P. Jenni, M. Nessi, 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>. 36
- [108] The ATLAS 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. [x](#), 37
- [109] 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>. 37
- [110] 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>. 37

- [111] 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>. 37
- [112] 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. 40
- [113] 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>. x, 40
- [114] 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>. 40
- [115] 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>. 40
- [116] 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. 41
- [117] T. A. collaboration, *Vertex Reconstruction Performance of the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$* , tech. rep., CERN, Geneva, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037717>. 41
- [118] 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>. x, 41, 42, 61, 64
- [119] 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>. 41, 47
- [120] 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. 41, 47
- [121] 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 [hep-ex]. 41
- [122] 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 [hep-ex]. 41

- [123] 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>. 41
- [124] 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. 43, 60
- [125] 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 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1812.03848). xi, 43, 63
- [126] 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>. 44
- [127] 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. 46
- [128] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, Journal of High Energy Physics **2008** no. 04, (2008) 063.
<https://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063>. x, 46, 47
- [129] The ATLAS Collaboration, *Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector*, The European Physical Journal C **77** no. 7, (2017) 466. 48, 49
- [130] 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. 49
- [131] 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. 49
- [132] 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>. 50
- [133] 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>. 50
- [134] A. Lavrenov, *MV2-algorithm's clones*, CoRR **cs.CR/0208003** (2002).
<https://arxiv.org/abs/cs/0208003>. 50
- [135] M. Lanfermann, *Deep Learning in Flavour Tagging at the ATLAS experiment*, PoS **EPS-HEP2017** (2018) 764. 50

- [136] 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](https://arxiv.org/abs/1706.03762). 50
<http://arxiv.org/abs/1706.03762>.
- [137] 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. 50
- [138] 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>. 50
- [139] 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). <https://arxiv.org/abs/2105.14491>. 50
- [140] Z. Wu, “b-jets calibration in atlas.” ATLAS-CMS Flavour Tagging Workshop, 2024. x, 51
- [141] I. Wingerter-Seez, *Particle Physics Instrumentation*, arXiv:1804.11246.
<https://cds.cern.ch/record/2315747>. x, 57
- [142] 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>. 58
- [143] 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. xi, 60, 61, 62, 64
- [144] L. Devroye, *Non-Uniform Random Variate Generation*. Springer New York, NY, 1986. 61
- [145] L. Lyons, D. Gibaut, and P. Clifford, *How to Combine Correlated Estimates of a Single Physical Quantity*, Nucl. Instrum. Meth. **A270** (1988) 110. 63
- [146] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, et al., *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis*, 2007. arXiv:physics/0703039 [physics.data-an]. 66
- [147] N. D. Gagunashvili, *Comparison of weighted and unweighted histograms*, 2006.
<https://arxiv.org/abs/physics/0605123>. 67
- [148] 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>. 73
- [149] 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>. 73, 77, 80

- [150] 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](https://kroeninger-group.physik.tu-dortmund.de/en/research/particle-physics/theses/#c135884). 80
- [151] R. H. oy and J. Flusser, *Numerically Stable Direct Least Squares Fitting of Ellipses*, 1998.
<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:15772208>. 91