



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

TESIS DOCTORAL

Medida de la sección eficaz de producción de
fotones directos aislados en colisiones pp a
 $\sqrt{s} = 7$ TeV en el experimento ATLAS

MARTÍN F. TRIPIANA

Dirección
Prof. Dra. María Teresa Dova

La Plata, 16 de Marzo de 2012



A mis viejos, a mis hermanos.



Resumen

Medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV en el experimento ATLAS

Martín F. Tripiana

La producción de fotones directos en colisiones hadrónicas presenta un escenario privilegiado para testear las predicciones de QCD, brindando información única sobre la interacción dura, sin los efectos de la hadronización inherentes a otras medidas de QCD con producción de *jets* en el estado final. La medida de estos procesos puede ser utilizada para estudiar las funciones de distribución partónica. En particular, la sección eficaz es directamente sensible al contenido gluónico del protón, vía el subproceso $qg \rightarrow q\gamma$, que domina la producción de fotones directos a LO en el LHC. Esta tesis presenta la medida de la sección eficaz diferencial de producción de fotones directos aislados en colisiones pp a una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 7$ TeV. Los resultados están basados en una luminosidad integrada de 35 pb^{-1} y cubren la región de energía transversa $45 \leq E_T < 400$ GeV en los rangos de pseudorapidez $|\eta| < 1.37$ y $1.52 \leq |\eta| < 2.37$. La estimación del fondo en la muestra final es realizada directamente a partir de los datos, usando un método de conteo bidimensional basado en la energía total en un cono alrededor del fotón y de los criterios de identificación definidos a partir de las deposiciones de energía en los calorímetros. Los resultados son comparados con las predicciones de pQCD a NLO, mostrando un buen acuerdo en toda la región cinemática explorada, sobre cuatro órdenes de magnitud de la sección eficaz como función de E_T .

Abstract

Measurement of the inclusive isolated prompt photon production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS experiment

Martín F. Tripiana

The production of prompt photons at hadron colliders provides means for testing perturbative QCD predictions, providing a colorless probe of the hard scattering process. The measurement of the inclusive production of prompt photons could be used to constrain the parton distribution functions; in particular it is sensitive to the gluon content of the proton through the $qg \rightarrow q\gamma$ subprocess, which at leading order dominates the inclusive prompt photon cross-section at the LHC. This thesis presents the measurement of the differential cross-section for the inclusive production of isolated prompt photons in pp collisions at a center-of-mass energy $\sqrt{s} = 7$ TeV. The measurement covers the pseudorapidity ranges $|\eta| < 1.37$ and $1.52 \leq |\eta| < 2.37$ in the transverse energy range $45 \leq E_T < 400$ GeV. The results are based on an integrated luminosity of 35 pb^{-1} , collected with the ATLAS detector at the LHC. The yields of the signal photons are measured using a data-driven technique, based on the observed distribution of the hadronic energy in a narrow cone around the photon candidate and the photon selection criteria. The results are compared with next-to-leading order perturbative QCD calculations and found to be in good agreement over four orders of magnitude in cross-section.

ÍNDICE GENERAL

Índice de Tablas	v
Índice de Figuras	vii
1. Introducción	1
2. Contexto teórico y experimental	3
2.1. El Modelo Estándar	3
2.2. Conceptos de cromodinámica cuántica (QCD) y el modelo de partones	5
2.2.1. El teorema de factorización	6
2.3. Producción de fotones directos	9
2.3.1. Fotones directos aislados	11
2.4. Simulaciones Monte Carlo	12
2.4.1. PYTHIA	14
2.4.2. HERWIG	15
2.4.3. JETPHOX	15
2.4.4. Comparación entre PYTHIA y JETPHOX	15
2.5. Resultados previos	17
3. El detector ATLAS	23
3.1. El LHC	23
3.2. ATLAS	25
3.2.1. Sistema de coordenadas	26
3.3. Los subdetectores de ATLAS	27
3.3.1. Sistema de imanes	27
3.3.2. El detector de trazas	28
3.3.3. Calorímetros	31
3.3.4. El espectrómetro de muones	35
3.4. El sistema de Trigger	37
3.4.1. Level 1	38
3.4.2. High Level Trigger (HLT)	38
3.5. Modelo computacional y distribución de datos	40
4. Datos y Simulaciones. Selección de eventos	41
4.1. Muestras de Datos	41
4.2. Simulaciones Monte Carlo	42
4.3. Selección de eventos	46

4.3.1.	Criterios de calidad	46
4.3.2.	Vértice primario	47
4.3.3.	Trigger de fotones	47
4.4.	Preselección de fotones	48
5.	RecoID . I Algoritmos y estrategias	51
5.1.	Reconstrucción de electrones y fotones	51
5.2.	Identificación de electrones y fotones	52
5.2.1.	Variables y cortes de selección en los calorímetros	53
5.3.	Criterios de aislamiento	59
5.3.1.	Aislamiento calorimétrico	59
5.3.2.	Relación con el aislamiento a nivel partónico	63
6.	RecoID . II Estimación de Eficiencias	65
6.1.	Eficiencia de Reconstrucción	65
6.2.	Eficiencia de Identificación	66
6.2.1.	Variables de identificación en datos/MC	68
6.2.2.	Corrección del MC para la estimación de la eficiencia	70
6.2.3.	Elección del valor central e incertezas del método	71
6.3.	Eficiencia del Trigger	82
6.4.	Incertezas sistemáticas	83
6.4.1.	Reconstrucción	83
6.4.2.	Identificación	84
6.4.3.	Reco+ID	85
6.4.4.	Incertezas sistemáticas totales	86
7.	Estimación del fondo	89
7.1.	Caracterización del fondo	89
7.2.	El método de conteo bidimensional (ABCD)	91
7.2.1.	Corrección por fuga de señal y correlación entre las regiones de control	92
7.3.	Incertezas sistemáticas	96
7.4.	Otras fuentes de fondo	99
7.4.1.	Electrones	100
7.4.2.	Rayos cósmicos	102
7.4.3.	<i>Beam-gas</i> y <i>beam halo</i>	103
7.5.	Resultados	103
8.	Medida de la sección eficaz $pp \rightarrow \gamma + X$	107
8.1.	Estimación de la sección eficaz diferencial	107
8.1.1.	Deconvolución . El método SVD	109
8.1.2.	Corrección de la resolución MC	110
8.1.3.	Determinación de la matriz respuesta	110
8.1.4.	Regularización	111
8.1.5.	Incertezas sistemáticas	112
8.2.	Resultados de la medida	115
8.3.	Cálculos teóricos	117
8.3.1.	Incertezas sistemáticas	117
8.3.2.	Predicción de la sección eficaz a NLO	120
8.4.	Comparación de los resultados experimentales con la teoría	123

8.5. Extendiendo la medida	127
8.5.1. Sección eficaz de producción fotones directos aislados en asociación con jets	128
8.5.2. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados (2011/2012)	129
8.6. Sensibilidad a la función de distribución gluónica	132
9. Conclusiones	135
Bibliografía	137
Agradecimientos	147

ÍNDICE DE TABLAS

2.1. Partículas fundamentales en el Modelo Estándar (SM), con sus propiedades de <i>spin</i> , carga eléctrica y helicidad (L,R). [La existencia del bosón escalar H no ha sido aún comprobada experimentalmente].	4
2.2. Resumen cronológico de las medidas de la producción de fotones directos, realizadas al presente en diferentes aceleradores (colisionadores y de blanco fijo (<i>fixed target=f.t.</i>)). Para cada medida se indica el nombre del experimento, el nombre del acelerador, el tipo de partículas interactuantes, la energía de colisión, el año de publicación de los resultados y su referencia.	18
4.1. Luminosidad integrada en los períodos de toma de datos considerados en este análisis, calculada luego de aplicar la EgammaGRL y el trigger de fotones g40_loose	42
4.2. Procesos elementales incluidos en las muestras de QCD simuladas con PYTHIA.	43
4.3. Simulaciones Monte Carlo usadas en el presente análisis. Las muestras de QCD contienen tanto los procesos de señal como los más relevantes del fondo, detallados en la Tabla 4.2. El filtro aplicado en cada caso asegura una buena estadística total para el estudio de señal y de falsos candidatos en la selección de fotones a alto p_T	44
5.1. Tamaño del cluster utilizado para la reconstrucción de fotones y electrones en ATLAS, en unidades absolutas ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) y en unidades de celda de la 2 ^{da} capa del ECAL ($N_\eta \times N_\phi$).	52
5.2. Definición de las diferentes variables usadas para la selección <i>loose</i> (L), <i>medium</i> (M) y <i>tight</i> (T) de fotones y electrones.	54
5.3. Cortes de selección sobre las variables de identificación <i>loose</i> , en las distintas regiones de η . Los mismos criterios son aplicados para fotones convertidos y no convertidos. R_{had} es usada en la región $0.8 \leq \eta < 1.37$, R_{had_1} en el resto del detector.	56
5.4. Cortes de selección sobre las variables de identificación <i>tight</i> , en las distintas regiones de η , para fotones convertidos y no convertidos. R_{had} es usada en la región $0.8 \leq \eta < 1.37$, R_{had_1} en el resto del detector.	56
5.5. Coeficientes de corrección ($c_{\text{leak}}^{\text{MC}}$) a la variable de aislamiento E_T^{iso} por la fuga de energía de la lluvia electromagnética del fotón dentro del cono. Los coeficientes son obtenidos separadamente para fotones convertidos y no convertidos, como función de η	61

6.1.	Eficiencia total de reconstrucción de fotones directos aislados, $\varepsilon^{\text{reco},k}$, como función de la energía transversa y los distintos intervalos de pseudorapidez simulados. Se incluyen las ineficiencias de la preselección de calidad y del criterio de aislamiento calorimétrico. Las incertezas son sólo estadísticas.	66
6.2.	Diferencia absoluta entre la eficiencia obtenida luego de la corrección del MC nominal y la obtenida directamente en el MC distorsionado, en los distintos intervalos de E_T y η	76
6.3.	Definiciones de las muestras de referencia utilizadas para el cálculo de los factores de corrección $\Delta\mu_V^s$	77
6.4.	Incertezas sistemáticas de la eficiencia de identificación asociadas a la elección de la muestra de referencia utilizada para calcular los factores de corrección $\Delta\mu_V^s$	79
6.5.	Incerteza sistemática total asociada al método de corrección al MC para la estimación de la eficiencia de identificación, como función de E_T y η , y separadamente para fotones convertidos y no convertidos.	80
6.6.	Valor central de la eficiencia de identificación, ε^{ID} , estimado en el MC luego de las correcciones lineales aplicadas para modelar las distribuciones en datos (Ver texto para más detalles). Las muestras simuladas contienen tanto fotones producidos en la interacción dura como fotones de fragmentación, combinados de acuerdo a la sección eficaz de producción de cada tipo predicha por PYTHIA. Las incertezas son sólo estadísticas.	81
6.7.	Contribuciones a la incerteza sistemática en la eficiencia de reconstrucción e identificación ($\varepsilon^{\text{reco}} \times \varepsilon^{\text{ID}}$) utilizada para la medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados, como función de E_T en las distintas regiones de η . La incerteza total $\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{total}}$ es calculada como la suma cuadrática de las contribuciones individuales.	87
7.1.	Fracción de señal observada en cada una de las regiones de control, según las predicciones de PYTHIA, en los distintos intervalos de E_T y η . Las incertezas son en todos los casos < 0.01	94
7.2.	Incertezas sistemáticas (σ_i) sobre el número de fotones de señal estimado mediante el método de conteo bidimensional, en las distintas regiones de E_T y η . (Véase el texto para más detalles)	101
7.3.	Número de eventos de señal y la correspondiente pureza en la muestra de datos final, estimada mediante el método de conteo bidimensional (ABCD), para cada intervalo de E_T y η . La primera incerteza es estadística, la segunda es la sistemática total.	104
8.1.	Sección eficaz de producción de fotones directos aislados, con sus incertezas estadísticas y sistemáticas, medida como función de E_T en las distintas regiones de η . La incerteza total ($\delta\sigma_{\text{tot}}$) se obtiene como la suma cuadrática de todas las fuentes de incerteza, excepto $\delta\sigma_{\text{lumi}}$ asociada a la determinación de la luminosidad integrada.	116
8.2.	Predicción a NLO para $d\sigma/dp_T$ (pb GeV $^{-1}$) y sus incertezas estadísticas y sistemáticas, como función de p_T y η , para distintas PDFs: CTEQ 6.6, MSTW 2008 y NNPDF 2.0.	122

ÍNDICE DE FIGURAS

- 2.1. Diagrama de la interacción hadrónica $A + B \rightarrow C + X$. El proceso es descrito como la convolución de las funciones de distribución partónica (PDF) de los partones dentro de los hadrones iniciales. La sección eficaz (σ) de la interacción dura puede ser calculada perturbativamente a nivel partónico. Finalmente, el partón producido puede fragmentar en otras partículas (D_{c_k}). 6
- 2.2. Funciones de distribución partónica (Izq.) CTEQ 6.6 y (Der.) MSTW 2008, en comparación con HERAPDF 0.2 ($Q^2 = 10$ TeV) [28]. 7
- 2.3. Diagramas de producción de fotones directos en colisiones pp a LO (a,d) y NLO (e,h). A LO, la dispersión Compton (a) domina ($\sim 80\%$) la sección eficaz de producción en todo el rango de E_T . Los diagramas de fragmentación a NLO (g,h) representan toda cadena partónica con la emisión final de un fotón por un quark, absorbida dentro de las funciones de fragmentación $D_{q,g}^\gamma$. 10
- 2.4. Esquema de un proceso de producción $t\bar{t}H \rightarrow X$ en colisiones pp [43,44]. En las elipses punteadas se indican las distintas etapas de la simulación: la interacción dura (HS) dependiente de las funciones de distribución partónicas (PDF), la radiación del estado inicial (ISR) y final (FSR), la hadronización, el decaimiento de las partículas y el evento subyacente (UE). La radiación de fotones (QED) puede ocurrir en cualquier etapa del evento. 13
- 2.5. Contribución relativa de los subprocesos de producción de fotones directos (dispersión Compton, aniquilación $q\bar{q}$ y fragmentación) según las predicciones de JETPHOX (PDF CTEQ 6.6, $\mu = E_T$, FF BFG-II) para el LHC a $\sqrt{s} = 14$ TeV en la región central ($y=0$) como función de E_T . La comparación entre las predicciones inclusivas (A) y aquellas luego de aplicar el criterio de aislamiento (B) muestra un claro efecto, especialmente en la supresión de la componente de fragmentación. En este caso se ha utilizado un cono de aislamiento de radio $R = 0.4$, donde la de energía hadrónica transversa en el cono debe ser menor al 10% de la E_T del fotón. Extraída de [53]. 16
- 2.6. Razón de las contribuciones relativas de los subprocesos de producción de fotones directos (dispersión Compton, aniquilación $q\bar{q}$ y fragmentación) entre las predicciones de JETPHOX (PDF CTEQ 6.6, $\mu = E_T$, FF BFG-II) y PYTHIA (PDF CTEQ5L, UE PERUGIA hard) para el LHC a $\sqrt{s} = 14$ TeV en la región central ($y=0$) como función de E_T , antes (A) y después (B) de aplicar el criterio de aislamiento $E_T^h < \varepsilon \cdot E_T$, donde E_T^h es la de energía hadrónica transversa en un cono de radio $R = 0.4$ y $\varepsilon = 0.1$. Extraída de [54]. 17

2.7.	Sección eficaz (inclusiva y aislada) de producción de fotones directos medida en diversos experimentos de colisiones pp y $p\bar{p}$ en comparación con las predicciones de JETPHOX a NLO (PDF CTEQ6M, FF BFG II, $\mu_R = \mu_F = \mu_f = p_T/2$) (Izq.). Por razones de claridad, las medidas de E706 (y sus predicciones teóricas) son multiplicadas por un factor 10^{-4} . Se muestra también la razón entre las medidas de la sección eficaz para los experimentos de colisiones y de blanco fijo, y las predicciones de pQCD a NLO (Der.). Para CDF y DØ se muestra la sección eficaz de producción de fotones aislados; para los experimentos de más baja energía se muestra el caso inclusivo [31].	19
2.8.	Sección eficaz de producción de fotones directos aislados medida por la Colaboración a) DØ, b) CDF y c-f) CMS, como función de E_T y η , con respecto a las predicciones teóricas de JETPHOX a NLO.	21
2.9.	Sección eficaz de producción de fotones directos aislados medida por la colaboración ATLAS, como función de E_T en las distintas regiones $ \eta $, comparada con las predicciones teóricas de JETPHOX a NLO.	22
3.1.	Complejo de aceleradores del CERN y sus experimentos. El LHC es el último eslabón en la cadena de inyección del haz de protones, donde alcanza una energía máxima de diseño de 7 TeV por haz.	24
3.2.	Esquema del corte transversal del sistema de dipolos del LHC (Izq.) y del mapa de flujo magnético típico (Der.) en torno a las secciones por donde circulan los haces de protones (en dirección opuesta).	25
3.3.	Esquema del detector ATLAS y sus subdetectores.	26
3.4.	Sistema de imanes superconductores del experimento ATLAS.	28
3.5.	Esquema del detector de trazas de ATLAS. En la Fig. se indica los sensores y los elementos estructurales que atraviesa una partícula cargada de $p_T = 10$ GeV y a) $\eta = 0.3$ en la región del <i>barrel</i> , b) $\eta = 1.4, 2.2$ en la región del <i>endcap</i>	29
3.6.	El sistema de calorímetros de ATLAS.	31
3.7.	Esquema de la geometría del ECAL, en la región del <i>barrel</i> ($\eta = 0$). La granularidad en el espacio $\eta - \phi$ se indica para cada una de las capas del ECAL, además de aquella utilizada por el sistema de <i>trigger</i>	33
3.8.	Distribución de material, en unidades de longitud de radiación (X_0), atravesado por una partícula como función de la pseudorapidez: (Izq.) previo al presampler y el ECAL, (Der.) dentro de los límites del detector interno. La línea punteada indica el material extra colocado en la simulación para el estudio de las incertezas sistemáticas.	33
3.9.	Diagrama esquemático de la estructura del TileCal y de la lectura óptica correspondiente a una cuña en la dirección ϕ	34
3.10.	Espectrómetro de muones de ATLAS. Con una superficie total de ~ 5000 m ² es el subdetector más grande de ATLAS y el mayor responsable de su tamaño característico.	36
3.11.	Diagrama esquemático del sistema de niveles del trigger y del flujo de datos en ATLAS. La frecuencia de lectura a la salida de cada nivel corresponde a los parámetros de diseño del LHC.	37

4.1. Luminosidad integrada (a) y número medio de interacciones por colisión $\langle \mu \rangle$ (b) durante el año 2010. Los intervalos en rojo indican los períodos utilizados en el análisis de esta tesis.	42
4.2. Número de vértices primarios reconstruidos por evento en la muestra seleccionada para este análisis, correspondiente a los períodos G-I.	43
4.3. Esquema de las regiones definidas en la lógica de asociación cluster \leftrightarrow partícula.	46
4.4. Mapas de calidad de las celdas de la primera (Izq.) y segunda capa (Der.) del ECAL correspondiente al período de toma de datos de este análisis (<i>Run 167521</i>). Aquellos clusters que yacen total o parcialmente sobre las zonas rojas (= 3) —correspondientes a un OTx inoperante o a una línea de HV inactiva— son ignorados.	49
4.5. Distribución de la energía transversa de todos los candidatos a fotón reconstruidos y preseleccionados en los datos, con $45 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$ y ($ \eta < 1.37 \parallel 1.52 \leq \eta < 2.37$).	50
5.1. Distribuciones normalizadas de las variables de identificación de fotones, en muestras MC de señal (γ +jet) y de fondo (jets QCD), para candidatos a fotones (a) convertidos y (b) no convertidos reconstruidos con $E_T > 20 \text{ GeV}$ en la región $ \eta < 0.6$	55
5.2. Efecto del campo magnético en las lluvias electromagnéticas producidas por γ convertidos.	57
5.3. Deposiciones de energía típicas para un fotón aislado (Izq.) y para un π^0 decayendo a dos fotones (Der.). Ambas corresponden a eventos de datos reales y fueron obtenidos con ATLANTIS [123], uno de los programas oficiales de visualización de eventos en ATLAS.	58
5.4. Representación de la variable de aislamiento calorimétrico $E_T^{\text{iso}}(R = 0.4)$ utilizada en este análisis.	60
5.5. Aislamiento calorimétrico $E_T^{\text{iso}}(R = 0.4)$ reconstruido como función de la energía transversa simulada (E_T^{truth}), en la región $0.1 \leq \eta < 0.6$, para fotones convertidos (Izq.) y no convertidos (Der.). Extraído de [127].	61
5.6. Densidad de energía subyacente estimada en datos, para los períodos G-I utilizados en este análisis. La contribución proveniente del UE se muestra por separado (en rojo), en eventos con un solo vértice primario reconstruido.	62
5.7. La variable de aislamiento calorimétrico, E_T^{iso} , antes y después de corregir, observada en los datos. Las correcciones (Ec. 5.9) tienen en cuenta tanto la fuga remanente de energía del fotón dentro del cono como la energía de la actividad total subyacente (i.e. UE/ <i>pile-up</i>).	63
5.8. Distribución de la energía de aislamiento a nivel partónico, a nivel partícula y reconstruida, para fotones producto de la interacción dura (Izq.) y de fragmentación (Der.). La contribución del UE/ <i>pile-up</i> es sustraída en forma similar a nivel partícula y de la reconstrucción, estimando la densidad de energía subyacente media a partir de los jets de bajo p_T en el evento.	64
6.1. Eficiencia de reconstrucción para fotones creados en la interacción dura y fotones de fragmentación, como función de $E_{T,\text{true}}$ en los cuatro intervalos de pseudorapidez estudiados.	67

6.2. Ejemplo de la distribución R_η en datos y en MC para fotones convertidos (a) y no convertidos (b) en la región $ \eta < 0.6$ y $E_T \in [45, 55)$ GeV, pasando la selección $tight_y$. La distribución en MC ha sido normalizada al número de eventos en datos.	69
6.3. Ejemplo de la distribución w_{η_2} para fotones convertidos (a) y no convertidos (b) en datos y en MC para fotones con $E_T \in [45, 55)$ GeV y $ \eta < 0.6$, pasando la selección $tight_y$. La distribución en MC ha sido normalizada al número de eventos en datos.	69
6.4. Distribución de R_η como función de E_T [GeV] para fotones convertidos (a) y no convertidos (b) en datos y en MC para fotones en la región $ \eta < 0.6$, pasando la selección $tight_y$. La distribución en MC ha sido normalizada al número de eventos en datos.	70
6.5. Diferencia $\Delta\mu(R_{had_1})$ y $\Delta\mu(R_{had_1})$ entre la distribución de cada variable en datos y en Monte Carlo como función de E_T , para fotones convertidos y no convertidos luego de la identificación $tight$. R_{had_1} se utiliza en la identificación sólo para fotones con $ \eta < 0.8$ o $ \eta \geq 1.37$, mientras que R_{had} se aplica sólo en la región $0.8 \leq \eta < 1.37$	71
6.6. Diferencia $\Delta\mu(R_\eta)$, $\Delta\mu(R_\phi)$ y $\Delta\mu(w_{\eta_2})$ entre la distribución de cada variable en datos y en Monte Carlo como función de E_T , para fotones convertidos y no convertidos luego de la identificación $tight$	72
6.7. Diferencia $\Delta\mu(F_{side})$, $\Delta\mu(w_{s,tot})$ y $\Delta\mu(w_{s,3})$ entre la distribución de cada variable en datos y en Monte Carlo como función de E_T , para fotones convertidos y no convertidos luego de la identificación $tight$	73
6.8. Diferencia $\Delta\mu(\Delta E)$ y $\Delta\mu(E_{ratio})$ entre la distribución de cada variable en datos y en Monte Carlo como función de E_T , para fotones convertidos y no-convertidos luego de la identificación $tight$	74
6.9. Eficiencia de identificación $tight$, ε^{ID} , obtenida en MC antes (puntos negros) y después (triángulos rojos) de la corrección $\Delta\mu_V^{tight}$, como función de la energía transversa en el rango $45 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$ para fotones (a) convertidos y (b) no convertidos.	75
6.10. Composición de señal y fondo en la muestra remanente luego de cada categoría de identificación de fotones y del corte de aislamiento calorimétrico.	77
6.11. Correlación entre las variables de identificación y de aislamiento, para fotones (a) convertidos y (b) no convertidos reconstruidos con $E_T > 45 \text{ GeV}$ y $ \eta < 2.37$, en los datos utilizados en este análisis (Períodos G-I). La región $1.37 \leq \eta < 1.52$ ha sido excluida.	78
6.12. Eficiencia del trigger de fotones, <code>g40_loose</code> , con respecto a la selección <i>offline</i> medida en datos (puntos sólidos) y en MC (puntos vacíos), para candidatos satisfaciendo los criterios de identificación $tight$ y de aislamiento calorimétrico $E_T^{iso} < 3 \text{ GeV}$	83
7.1. Distribución de la variable de aislamiento calorimétrico (E_T^{iso}) extraída de las muestras de datos y MC enriquecidas en fondo mediante la inversión de los cortes de identificación, en comparación a la observada en muestras MC de fondo (jets QCD), para candidatos con $45 \leq E_T < 55 \text{ GeV}$ como función de η	90

7.2. Método de conteo bidimensional (ABCD) : el número de eventos de fondo en la región A —donde yace la mayoría de los eventos de señal— es determinado por extrapolación de los eventos observados en las regiones de control dominadas por el fondo (B,C,D). La distribución de eventos en el espacio (Id vs E_T^{iso}) incluye todos los datos utilizados en este análisis (períodos G-I), aceptados por la preselección detallada en la Sec. 4.3.	92
7.3. Distribución de la energía de aislamiento, E_T^{iso} , como función de E_T (columnas) y η (filas), observada en datos para fotones <i>tight</i> (puntos) y <i>non-tight</i> (triángulos). Esta última es normalizada a la primera en la región no aislada, $E_T^{\text{iso}} > 5$ GeV, dominada por el fondo de QCD.	93
7.4. Factores de correlación (R_{bkg} , R') como función de E_T y η . Los valores de R_{bkg} (azul) y R' (rojo) son calculados en eventos de dijets generados con PYTHIA (Véase Tabla 4.3). En negro se muestran los valores de R' extraídos directamente de los datos. Las incertezas verticales son sólo estadísticas, las líneas horizontales indican el tamaño del intervalo de E_T considerado.	95
7.5. Esquema de las regiones de control redefinidas (A',B',C',D'), para estudiar la correlación del fondo directamente en datos.	95
7.6. Valor medio (μ) de la energía de aislamiento estimado en los datos para fotones <i>tight</i> , como función de E_T en las distintas regiones de pseudorapidez. Las distribuciones de E_T^{iso} fueron ajustadas a una función Gaussiana en la región de alta pureza de señal ($-2 \text{ GeV} \leq E_T^{\text{iso}} \leq 3 \text{ GeV}$), de la cual se extrae el valor de μ . La dependencia de E_T^{iso} con E_T es clara evidencia de una fuga lateral de energía dentro del cono de aislamiento, más allá de aquella predicha por el MC.	99
7.7. Valor medio de la energía de aislamiento estimado para electrones en eventos $W \rightarrow e\nu$ como función del número de vértices primarios reconstruidos, en las distintas regiones de pseudorapidez. Las distribuciones de E_T^{iso} fueron ajustadas a una función Gaussiana en la región de alta pureza de señal ($-2 \text{ GeV} \leq E_T^{\text{iso}} \leq 3 \text{ GeV}$), de la cual se extrae el valor de la media (μ). El impacto residual del <i>in-time pile-up</i> aun luego de las correcciones derivadas en MC es evidente, tanto en datos como en la simulación.	100
7.8. Fracción de candidatos a fotón correspondientes a electrones mal identificados provenientes del decaimiento de los bosones W y Z , como función de p_T , separadamente para la región del a) <i>barrel</i> y del b) <i>endcap</i> . La contribución más importante proviene del decaimiento $W \rightarrow e\nu$	102
7.9. Fracción de los candidatos a fotón originados a) por rayos cósmicos o b) en eventos sin colisión pp (i.e. <i>beam-gas+beam-halo</i>), estimada en datos como función de p_T para las distintas regiones de η . En a) se han aplicado sólo los criterios de identificación <i>loose</i> , en b) se incluyen todos los candidatos reconstruidos.	103
7.10. Número de eventos de señal estimados con el método de conteo bidimensional (ABCD), como función de E_T y η . Las bandas representan las incertezas sistemáticas totales.	105
7.11. Pureza de señal en la muestra final estimada con el método de conteo bidimensional (ABCD), como función de E_T y η . Las bandas representan las incertezas sistemáticas totales.	105

8.1. Matriz respuesta de la energía transversa (luego de aplicar todos los criterios de selección), calculada en simulaciones PYTHIA de fotones directos en las distintas regiones de η	111
8.2. Distribución de los coeficientes $ d_i $ en la deconvolución del espectro de energía transversa vía SVD.	112
8.3. Número de fotones directos estimados con el método de conteo bidimensional en cada toma de datos (<i>Run</i>) para los períodos analizados en este estudio.	114
8.4. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados, medida como función de la energía transversa del fotón en las regiones $ \eta < 0.6$, $0.6 \leq \eta < 1.37$, $1.52 \leq \eta < 1.81$ y $1.81 \leq \eta < 2.37$. La medida en cada región de η ha sido normalizada por un factor arbitrario para facilitar la presentación.	115
8.5. Efecto del criterio de aislamiento sobre las predicciones de JETPHOX para la sección eficaz diferencial de fotones directos aislados a NLO. Se observa la variación relativa de los resultados para una variación de ± 2 GeV en torno al valor de corte nominal (4 GeV), como función de η (Izq.) y p_T (Der.).	118
8.6. Efecto de la variación de escalas (coherente e incoherente) sobre las predicciones de la sección eficaz diferencial de fotones directos aislados en JETPHOX (CTEQ 6.6), como función de E_T (Izq.) y η (Der.).	119
8.7. Comparación de las incertezas en las predicciones de la sección eficaz asociadas a la PDF en el caso de a) CTEQ 6.6 (rojo) vs MSTW 2008 (verde) y b) CTEQ 6.6 (rojo) vs NNPDF 2.0 (violeta). Los valores centrales obtenidos con cada PDF se muestran en ambos casos a modo de referencia.	121
8.8. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada)(a), y la razón respectiva (b), como función de E_T en las regiones $ \eta < 0.6$, $0.6 \leq \eta < 1.37$, $1.52 \leq \eta < 1.81$ y $1.81 \leq \eta < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF CTEQ 6.6. En la región $ \eta < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se han incluido los resultados de la primera medida de ATLAS [11].	124
8.9. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada)(a), y la razón respectiva (b), como función de E_T en las regiones $ \eta < 0.6$, $0.6 \leq \eta < 1.37$, $1.52 \leq \eta < 1.81$ y $1.81 \leq \eta < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF MSTW 2008. En la región $ \eta < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se han incluido los resultados de la primera medida de ATLAS [11].	125
8.10. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada)(a), y la razón respectiva (b), como función de E_T en las regiones $ \eta < 0.6$, $0.6 \leq \eta < 1.37$, $1.52 \leq \eta < 1.81$ y $1.81 \leq \eta < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF NNPDF 2.0. En la región $ \eta < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se han incluido los resultados de la primera medida de ATLAS [11].	126

8.11. Razón entre la sección eficaz de producción de fotones aislados esperada (área en color) y medida (puntos), como función de la energía transversa del fotón en las regiones $|\eta| < 0.6$, $0.6 \leq |\eta| < 1.37$, $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $1.81 \leq |\eta| < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando las PDFs CTEQ 6.6 (panel superior), MSTW 2008 (panel medio) y NNPDF 2.0 (panel inferior). Las incertezas de escala en las predicciones a NLO ($\sim 10\%$) han sido excluidas para esta comparación. En la región $|\eta| < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se muestran también los resultados previos de ATLAS [11]. 127

8.12. Sección eficaz de producción $\gamma + jet$ medida (puntos) y esperada (área sombreada)(panel superior), y su razón respectiva (panel inferior), como función de la energía transversa del fotón central ($|\eta^\gamma| < 1.37$) para las distintas configuraciones angulares estudiadas : $y^{jet} < 1.2$, $1.2 \leq y^{jet} < 2.8$, $2.8 \leq y^{jet} < 4.4$. [SS= ($\eta^\gamma \cdot y^{jet} \geq 0$) , OS= ($\eta^\gamma \cdot y^{jet} < 0$)]. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF CTEQ 10 [160]. Las barras verticales (bandas) representan la incerteza experimental (teórica) total. 130

8.13. Resultados preliminares de la sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada), y la razón respectiva, como función de la energía transversa del fotón en las regiones $|\eta| < 1.37$ (Izq.) y $1.52 \leq |\eta| < 2.37$ (Der.). Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF CTEQ 10. 132

8.14. Comparación entre la PDF del gluón, $g(x, Q^2)$, a NLO antes (en verde) y despues (en azul) de la inclusión de los datos de la producción de fotones aislados del LHC en el set NNPDF 2.1, a la escala $Q = 10$ GeV (Izq.). Reducción relativa de la incerteza en $g(x, Q^2)$, a las escalas $Q = 3.16, 10, 100$ GeV (Der.). Extraído de [87]. 133

1

INTRODUCCIÓN

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) [1] es el colisionador de partículas más potente jamás construido. Está diseñado para colisionar protones a una energía de centro de masa máxima de $\sqrt{s} = 14$ TeV, dando inicio a la siguiente era en la búsqueda de nueva física y en el entendimiento acabado de las teorías vigentes. Cuatro experimentos principales han sido instrumentados a lo largo de sus 27 km de longitud: ATLAS, CMS, ALICE y LHCb. Entre sus objetivos primordiales se encuentra develar la naturaleza del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, vía la observación del bosón de Higgs, y de otras partículas asociadas con posibles extensiones del Modelo Estándar (SM). En el caso de colisiones hadrónicas, la producción de estas nuevas partículas, así como los numerosos procesos del SM que actúan como fondo (ir)reducible para su detección, está dada por la interacción de los constituyentes de los hadrones iniciales. Así, para alcanzar el máximo potencial del LHC es esencial un entendimiento sólido de la interacción fuerte entre quarks y gluones, y de su descripción en el marco de la cromodinámica cuántica (QCD) [2].

La producción de fotones directos, tema central de esta tesis, brinda una oportunidad única de probar las predicciones de QCD en el régimen perturbativo (pQCD) y de las funciones de distribución partónica (PDFs) a las energías del LHC, según las predicciones de las ecuaciones de evolución DGLAP [3–5]. Ya a LO, el mecanismo de producción dominante ($qg \rightarrow \gamma q$) involucra un gluón en el estado inicial, por lo que se tiene una sensibilidad directa al contenido gluónico del protón. La presencia de fotones en el estado final ofrece ciertas ventajas —experimentales y teóricas— sobre otras medidas de QCD (i.e. con producción de *jets*). El hecho de que los fotones no hadronicen, por ejemplo, permite una unívoca definición de los mismos y una precisa determinación de su energía tanto a nivel partónico como del detector, libre de las incertezas asociadas a la definición algorítmica (no absoluta) de los *jets*. Además, la relevancia del estudio de estos procesos radica en el hecho que constituyen una de las fuentes de fondo dominante en importantes búsquedas de nueva física, dentro del SM (e.g. el bosón de Higgs [6]) o más allá del mismo (e.g. supersimetría (GMSB) [7], gravitones de Randall-Sundrum [8] y modelos de dimensiones

Introducción

extra [9]).

En esta tesis, se presenta la más reciente medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV, con los datos colectados por ATLAS durante todo el año 2010 (35 pb^{-1}) [10]. El análisis ha sido definido en la región de energía transversa $45 \leq E_T < 400$ GeV y pseudorapidez $|\eta| < 2.37$, complementando la primera medida de ATLAS realizada con 880 nb^{-1} [11], en el rango de más baja E_T ($15 \leq E_T < 100$ GeV, $|\eta| < 1.81$).

Primeramente, en el Capítulo 2, se introducen las bases del formalismo teórico para la descripción de la producción de fotones directos aislados en colisiones hadrónicas en el marco de la cromodinámica cuántica (QCD), y la implementación de la misma en los distintos generadores Monte Carlo. Se discuten luego las principales motivaciones para el estudio de estos procesos, junto a una revisión histórica de los resultados experimentales obtenidos hasta el momento. En el Capítulo 3, se describen las características principales del LHC y del detector ATLAS, especialmente dedicado al detector de trazas y al sistema calorimétrico, aquellos de particular relevancia para este análisis. En el capítulo siguiente se detallan las muestras de datos y de simulaciones MC utilizadas en este trabajo, así como la preselección de eventos aplicada en ambos casos. La reconstrucción e identificación de fotones en ATLAS se describe en el Capítulo 5. Allí también se discute la definición de los criterios de aislamiento y el impacto de los mismos en la medida y en su comparación con las predicciones teóricas. Los Capítulos 6 y 7 están dedicados a la estimación de las eficiencias de trigger, reconstrucción e identificación, y a la estimación del fondo remanente en la muestra final, respectivamente. Las incertezas sistemáticas son tratadas en detalle en cada caso, analizando el efecto de cada una en la selección de fotones directos aislados y la existencia de correlación entre ellas. En el Capítulo 8 se discute el método de determinación experimental de la sección eficaz diferencial de producción, la deconvolución de los efectos del detector y de las contribuciones no perturbativas en el espectro observado, y las predicciones teóricas a partir de los cálculos a NLO. Se presentan aquí los resultados finales de la medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados y la comparación de los mismos con la teoría. Se analiza luego el impacto teórico y experimental del trabajo de esta tesis y de los métodos y definiciones desarrollados durante el mismo, describiendo los estudios realizados sobre la sensibilidad de la parametrización de la función de distribución gluónica a la inclusión de los resultados de esta medida y sobre la extensión de la misma al análisis de la producción exclusiva de fotones directos en asociación con jets. Finalmente, se discute brevemente la plausible evolución del presente análisis y se presentan los resultados preliminares de la extensión del mismo incluyendo todos los datos colectados por ATLAS durante el 2011. Las conclusiones globales de esta tesis se presentan en el Capítulo 9.

2

CONTEXTO TEÓRICO Y EXPERIMENTAL

El estudio de la producción de fotones directos ha sido un área de intensa actividad por más de medio siglo tanto teórica como experimental. La investigación de estos procesos presenta una oportunidad única de probar la dinámica de la interacción dura y el contenido gluónico de los hadrones, dada la naturaleza de sus mecanismos de producción. En este capítulo, se introduce brevemente el marco teórico subyacente a la medida de estos procesos y se presentan las bases del formalismo para el cálculo de la sección eficaz de un proceso en colisiones hadrónicas. Las particularidades de la producción de fotones directos aislados y las motivaciones del análisis de la misma se discuten en la Sec. 2.3. A continuación, se describen los generadores Monte Carlo utilizados para las predicciones teóricas correspondientes y finalmente, se resumen los principales resultados obtenidos previamente en el LHC y otros aceleradores.

2.1 El Modelo Estándar

El Modelo Estándar (SM) es la teoría actualmente aceptada en física de partículas que describe la dinámica de todas las partículas elementales conocidas y la interacción fuerte, débil y electromagnética entre ellas. Este modelo fue originalmente introducido por Glashow, Weinberg y Salam en los años sesenta [12–14], y ha sido desarrollado y validado experimentalmente por más de cinco décadas. Las partículas en el SM son clasificadas según su spin en *fermiones* y *bosones*, como se detalla en la Tabla 2.1. Los primeros, conformados por *leptones* y *quarks*, poseen spin semi entero y son considerados como los componentes fundamentales de la materia. Los quarks son los únicos que portan carga de color y, por tanto, interactúan fuertemente. Existen tres familias de fermiones, diferenciadas únicamente por su masa. Los *bosones* poseen spin entero y son identificados con los mediadores de las interacciones. Adicionalmente, por cada partícula existe una

Tabla 2.1. Partículas fundamentales en el Modelo Estándar (SM), con sus propiedades de *spin*, carga eléctrica y helicidad (L,R). [La existencia del bosón escalar H no ha sido aún comprobada experimentalmente].

	Partículas			Spin	Carga eléctrica
Quarks	$(u, d)_L$	$(c, s)_L$	$(t, b)_L$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	$(\frac{2}{3}, -\frac{1}{3})$
	u_R	c_R	t_R	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$
	d_R	s_R	b_R	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$
Leptones	$(\nu_e, e^-)_L$	$(\nu_\mu, \mu^-)_L$	$(\nu_\tau, \tau^-)_L$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	$(0, -1)$
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	$\frac{1}{2}$	-1
Bosones de Gauge		g		1	0
		W^\pm, Z		1	$\pm 1, 0$
		g		1	0
Bosón escalar *		H		0	0

* no observado experimentalmente aún.

antipartícula asociada, con todos sus números cuánticos no nulos opuestos.¹

El SM es concebido formalmente como una teoría de gauge no abeliana, construida imponiendo invarianza de gauge local sobre los campos cuantificados que describen las partículas fundamentales, dando lugar a los campos de gauge que describen las interacciones. Su grupo de simetría es

$$\mathcal{G}_{SM} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (2.1)$$

donde Y (la hipercarga), L (la helicidad izquierda) y C (la carga de color) representan las cantidades conservadas del grupo de simetría.² El subgrupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ representa el sector electrodébil, i.e. la electrodinámica cuántica (QED) más las interacciones débiles, mientras que la adición del grupo $SU(3)_C$ incluye la cromodinámica cuántica (QCD). La carga conservada correspondiente al grupo $SU(2)$ es el *isospin* débil, T , con lo que la carga de los fermiones queda definida como $Q = T_3 + Y/2$.

La masa de las partículas en el SM puede ser introducida mediante el llamado mecanismo de Higgs [6], vía la ruptura espontánea de la simetría electrodébil ($\mathcal{G}_{SM} \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_Q$). Como consecuencia, un nuevo campo escalar debe ser agregado al Lagrangiano, dando lugar a la aparición de un bosón masivo, H , conocido como «bosón de Higgs». Éste no ha sido aún observado, y su descubrimiento es una de las metas principales que persiguen los experimentos del LHC. En este sentido, el estudio de la producción de fotones directos $pp \rightarrow \gamma + X$ es muy relevante, ya que representa unos de los fondos más importantes en la búsqueda del Higgs en su decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, el canal dominante

¹Los bosones de gauge neutros constituyen su propia antipartícula.

²de acuerdo al Teorema de Noether [15].

en la región de baja masa no excluida por los resultados más recientes de ATLAS [16] y CMS [17]. Por esto, la medida de la sección eficaz de la producción de fotones directos, objeto del análisis de esta tesis, es crucial en el entendimiento del SM y en otras importantes búsquedas en el marco de posibles extensiones del mismo (e.g. SUSY) vía procesos con fotones en el estado final.

2.2 Conceptos de cromodinámica cuántica (QCD) y el modelo de partones

La cromodinámica cuántica (QCD) [18] es la teoría de campos de gauge renormalizable que describe la interacción fuerte entre partículas de color, quarks y gluones, en el marco del SM. Los requerimientos de invarianza de gauge local sobre su grupo de simetría ($SU(3)_C$), se satisfacen con la introducción de ocho campos de gauge, correspondientes a los gluones que median la interacción fuerte. La estructura no abeliana de su grupo de simetría, implica que los propios gluones poseen carga de color (a diferencia del fotón en QED, que no posee carga eléctrica), y pueden por lo tanto auto-interactuar.³ Una consecuencia importante de este hecho, aparece en la renormalización de la constante de acoplamiento (α_s) vía los diagramas de polarización del vacío. En QED, la polarización del vacío es inducida por los pares virtuales e^+e^- , que «apantallan» la carga eléctrica y resulta en la disminución del acoplamiento con la distancia. Por el contrario, los gluones no sólo producen pares $q\bar{q}$ (que causan un efecto análogo al de QED) sino que crean también pares de gluones adicionales, que tienden a «antiapantallar» la carga aparente de color. El efecto neto es entonces que el acoplamiento fuerte decrece con la energía (crece con la distancia). Esto da lugar a dos propiedades particulares de QCD:

Confinamiento - El potencial del campo de color aumenta (linealmente) con la distancia, por lo que no se pueden aislar quarks ni gluones libres. Esto implica que sólo estados ligados sin color, llamados colectivamente *hadrones*, pueden ser observados directamente, formados por un par (color, anticolor) o por una combinación de tres (anti)colores. Los pares (quark, antiquark) son denominados *mesones* (e.g. el π^0 formado por un par (u, \bar{u}) de color opuesto), mientras que los estados ligados de tres quarks son llamados *bariones* (e.g. el protón (u,u,d) donde cada quark toma uno de los colores posibles).

Libertad asintótica - A pequeñas distancias (altas energías), la intensidad de la interacción fuerte decrece, de tal forma que los quarks y gluones se comportan esencialmente libres ($\alpha_s \ll 1$), posibilitando un tratamiento perturbativo.

A altas energías es posible entonces aplicar el llamado «modelo de partones», en el cual los hadrones están compuestos por partículas puntuales. Este modelo fue introducido

³Dando lugar a dos nuevos vértices en la teoría, acoplando 3 o 4 gluones.

por Feynman [19] y Bjorken [20] a fines de los años 60, para interpretar los resultados de los experimentos de dispersión profundamente inelástica electrón-nucleón (*DIS : Deep Inelastic Scattering*) en SLAC [21]. Esta descripción ha probado ser una buena aproximación para las interacciones partón-partón de gran transferencia de momento (i.e. *Bjorken scaling* [22]) pero no es apropiado para modelar la interacción a bajas energías.

2.2.1 El teorema de factorización

La conexión entre el mundo observable (hadrones) y el nivel partónico (quarks y gluones) es posible gracias al concepto de *factorización*, que permite una separación sistemática entre las interacciones de corta distancia (de los partones) y las interacciones de larga distancia (responsables del confinamiento de color y la formación de hadrones). El teorema de factorización [23] establece que la sección eficaz de producción de cualquier proceso de QCD del tipo $A + B \rightarrow X$, siendo $a_i(b_j)$ los constituyentes del hadrón inicial $A(B)$, puede ser expresada como (Fig. 2.1):

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \sum_{ij} \int dx_{a_i} dx_{b_j} f_{A/a_i}(x_{a_i}, \mu_F^2) f_{B/b_j}(x_{b_j}, \mu_F^2) \sigma_{a_i b_j \rightarrow X}(\mu_F^2, \mu_R^2) \quad (2.2)$$

donde $x_i(x_j)$ es la fracción del momento del hadrón $A(B)$ que lleva el partón $a_i(b_j)$ y $\sigma_{a_i b_j \rightarrow X}$ es la sección eficaz de la interacción a nivel partónico, calculada a un dado orden en pQCD y una escala de renormalización μ_R . La escala de renormalización es introducida para absorber las divergencias ultravioletas que aparecen en los cálculos perturbativos más allá de LO.

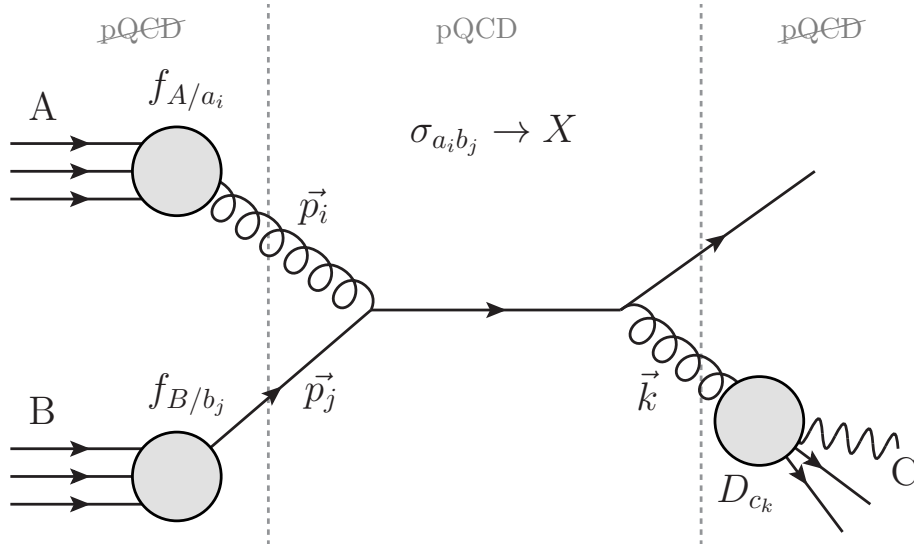


Figura 2.1. Diagrama de la interacción hadrónica $A + B \rightarrow C + X$. El proceso es descrito como la convolución de las funciones de distribución partónica (PDF) de los partones dentro de los hadrones iniciales. La sección eficaz (σ) de la interacción dura puede ser calculada perturbativamente a nivel partónico. Finalmente, el partón producido puede fragmentar en otras partículas (D_{c_k}).

2.2 CONCEPTOS DE CROMODINÁMICA CUÁNTICA (QCD) Y EL MODELO DE PARTONES

Las funciones $f_{h/n}(x_n, \mu_F^2)$, llamadas funciones de distribución partónica (PDFs), representan la probabilidad de encontrar un partón de tipo n en el hadrón h con una fracción de momento x_n , dada una escala de factorización μ_F . Esta escala es un parámetro arbitrario introducido para tratar singularidades que aparecen en el régimen no perturbativo. Estas divergencias son absorbidas, en forma similar a la renormalización, dentro de las funciones de distribución partónicas a la escala μ_F .⁴ Si bien las PDFs no pueden ser determinadas perturbativamente, se puede predecir su dependencia con Q^2 por medio de las ecuaciones de evolución DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [3–5]. De esta forma, la medida experimental de su forma funcional a un dado Q_0^2 fijo permite obtener predicciones de las PDFs para un amplio espectro de Q^2 . Varios grupos han utilizado las mediciones de HERA [24] y otros experimentos para extrapolar las PDFs a las energías del LHC. Para las predicciones teóricas a NLO de esta tesis se han utilizado las parametrizaciones CTEQ 6.6 [25], MSTW 2008 [26] y NNPDF 2.0 [27]. En la Fig. 2.2 se muestran las PDFs para las dos primeras, en comparación con HERAPDF 0.2 ($Q^2 = 10$ TeV).

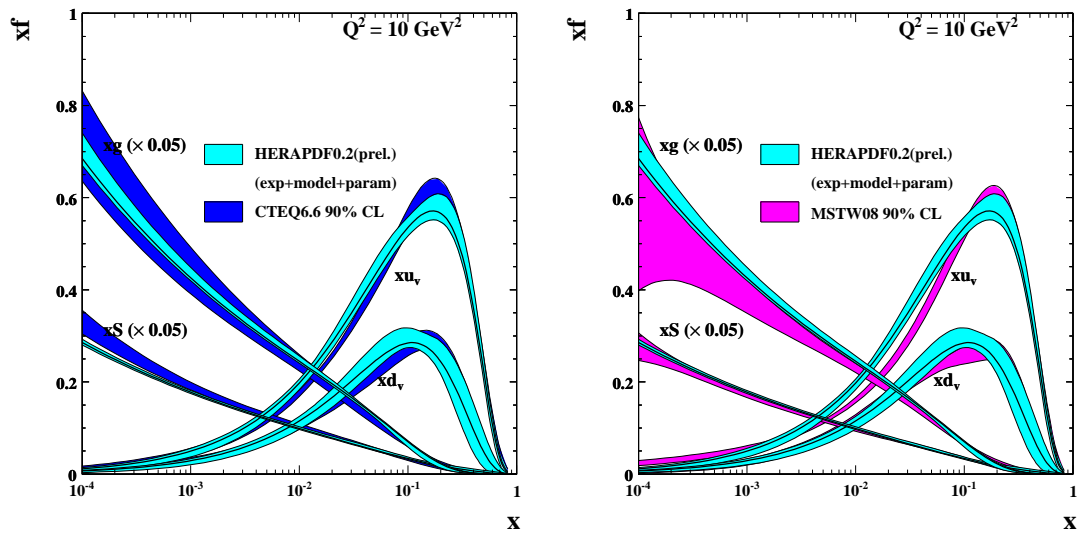


Figura 2.2. Funciones de distribución partónica (Izq.) CTEQ 6.6 y (Der.) MSTW 2008, en comparación con HERAPDF 0.2 ($Q^2 = 10$ TeV) [28].

La Ec. 2.2, describe la dinámica de interacción de dos hadrones (vía sus constituyentes) a nivel partónico. Sin embargo, los observables del estado final en colisiones hadrónicas están afectados por otros efectos no perturbativos, ligados a la propiedad de confinamiento y de la (consecuente) estructura compuesta de los hadrones iniciales.

Hadronización

Luego de la interacción dura, cada partón del estado final comienza a radiar gluones, perdiendo energía. Estos gluones fragmentan en pares $q\bar{q}$ y gluones adicionales, y así suce-

⁴usualmente escogida $\mathcal{O}(Q^2)$.

sivamente, creando una lluvia de partones, de cada vez más bajo p_T . Esto continúa hasta que la energía es suficientemente baja y todos los partones se recombinan para formar mesones y bariones, en lo que se conoce como *hadronización*. Las bajas transferencias de energía involucradas en el proceso son tales que éste no puede ser tratado perturbativamente. La dinámica de esta evolución es absorbida en funciones de fragmentación, que representan la probabilidad de un partón de fragmentar en un determinado hadrón del estado final. La sección eficaz $\sigma_{a_i b_j \rightarrow X}$ en la Ec. 2.2 puede ser modificada entonces para calcular el proceso $AB \rightarrow C + X$ (Fig. 2.1):

$$\sigma_{a_i b_j \rightarrow C+X} = \int dz_C D_{c_k}(z_C, \mu_f^2) \sigma_{a_i b_j \rightarrow c_k+X}(\mu_F^2, \mu_R^2) \quad (2.3)$$

donde C es un hadrón, D_{c_k} es la función de fragmentación, que define la probabilidad de que un partón c_k fragmente en un hadrón C con una fracción z_C de su momento a la escala de fragmentación (o factorización del estado final) μ_f .⁵ Esta escala es introducida de manera similar a μ_F para el estado inicial, a fin de remover las singularidades por radiación colineal en el estado final.

Evento subyacente (UE)

Durante una colisión hadrónica, la transferencia de momento ocurre entre los partones de cada hadrón inicial. Los quarks y gluones (de valencia o del «mar») remanentes de cada hadrón —también llamados *espectadores*— llevan parte del momento del hadrón y pueden dar lugar a múltiples interacciones en el evento (MPI). La mayoría de estas interacciones extra son *soft*, aunque ocasionalmente se pueden producir más de una interacción dura por evento. La actividad total no asociada con la interacción dura primaria conforma el llamado «evento subyacente» (UE). Estos procesos involucran interacciones de baja energía (largas distancias), por lo que no pueden ser tratados perturbativamente. Existen diversos modelos fenomenológicos para describir el impacto de estos efectos en los observables finales, implementados en los distintos generadores MC (Sec. 2.4).

Dado que las escalas de renormalización (μ_R), factorización (μ_F) y fragmentación (μ_f) son completamente arbitrarias, todo observable físico debe ser independiente de cualquier elección particular. Sin embargo, cuando éstos se calculan —como en la mayoría de los casos— a orden finito en pQCD, se obtiene cierta dependencia con la escala. Para las predicciones a NLO de sección eficaz de producción de fotones directos en esta tesis se han fijado todas las escalas al momento transversal del fotón. Si bien no hay razón para que estas escalas sean iguales, tampoco deben ser muy diferentes, para evitar introducir una jerarquía artificial en los cálculos. Las incertezas asociadas a tal elección, se han evaluado variando el valor nominal como se describe en la Sec. 8.3.1.

⁵La suma en Ec. 2.2 se extiende entonces sobre los índices i, j, k .

2.3 Producción de fotones directos

La producción de fotones directos provee un escenario ideal para probar las predicciones de pQCD, cuya medida brinda ciertas ventajas sobre otros análisis en eventos de producción de *jets*, los más abundantes en colisionadores hadrónicos. En este caso, la presencia de un vértice de QED a LO hace más confiables los cálculos teóricos y se tiene acceso a un rango más bajo de p_T . Como los fotones no hadronizan, están bien definidos tanto a nivel partónico como a nivel *partícula*,⁶ libre de las incertezas inherentes a las definiciones no absolutas de los *jets*. Su energía puede ser entonces medida en el calorímetro electromagnético, mejorando la resolución de energía. Además, dada la topología de los procesos a LO —donde el fotón es creado en dirección azimutalmente opuesta al jet— estos eventos son utilizados para la intercalibración de la energía de los calorímetros electromagnético y hadrónico. Por último, una de las principales motivaciones del estudio de estos procesos es que su sección eficaz es directamente sensible al contenido gluónico del protón, dado que el mecanismo de producción dominante a LO (en todo el rango de p_T para el LHC) posee un gluón en el estado inicial.

La producción de fotones directos a LO está dada por los procesos de dispersión Compton $q(\text{o } \bar{q})g \rightarrow \gamma q(\text{o } \bar{q})$ (Fig. 2.3(a)) y de aniquilación $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ (Fig. 2.3(b)). En el régimen de energía del LHC, y por tratarse de colisiones pp , la dispersión Compton es el subproceso dominante ($\sim 80\%$) en todo el espectro de E_T , como será mostrado en las predicciones a NLO en la Sec. 2.4.3 (Fig. 2.5). El cálculo de las contribuciones a NLO [29] incluye correcciones $\mathcal{O}(\alpha_s)$ vía los subprocesos $gq(\text{o } \bar{q}) \rightarrow \gamma gq(\text{o } \bar{q})$, $q\bar{q} \rightarrow \gamma gg$ (e.g. Fig. 2.3(f)) y correcciones virtuales a los diagramas a LO (e.g. Fig. 2.3(e)). Estas correcciones también incluyen la contribución a LO de los fotones de fragmentación o de *bremsstrahlung* (Fig. 2.3(c)), donde éstos son radiados por un quark en el estado final (FSR).⁷ Las correcciones a NLO de la componente de fragmentación contiene también todos los procesos en los que un partón del estado final fragmenta para producir un fotón (dentro de la cascada partónica), incluido aquel donde el fotón es colineal al momento del partón originario (Figs. 2.3(g) y 2.3(h)). Estos términos de orden superior son factorizados y absorbidos en funciones de fragmentación partón-fotón, $D_q^\gamma(z, \mu_f)$ y $D_g^\gamma(z, \mu_f)$, donde z es la fracción del momento del partón adquirida por el fotón y μ_f es la escala de fragmentación usada para los cálculos a orden finito (en un dado esquema de factorización). Esta escala permite dividir los procesos de producción de fotones directos en dos contribuciones: una contribución «directa» ($\sigma^{(D)}$), compuesta por los procesos a LO más aquellos donde las singularidades colineales en el estado final han sido substraídas de acuerdo al esquema de factorización \overline{MS} [30], y una contribución de «fragmentación» ($\sigma^{(F)}$), de todos aquellos procesos que involucran

⁶Se habla de nivel *partícula* o *hadrónico* en referencia al estado de todas las partículas en un evento luego de producida la hadronización de todos los partones creados.

⁷La distinción entre fotones de fragmentación, ISR y FSR carece de sentido físico —dada la interferencia de los diagramas correspondientes— y está sólo motivada por la forma en que cada contribución es tratada en los generadores MC.

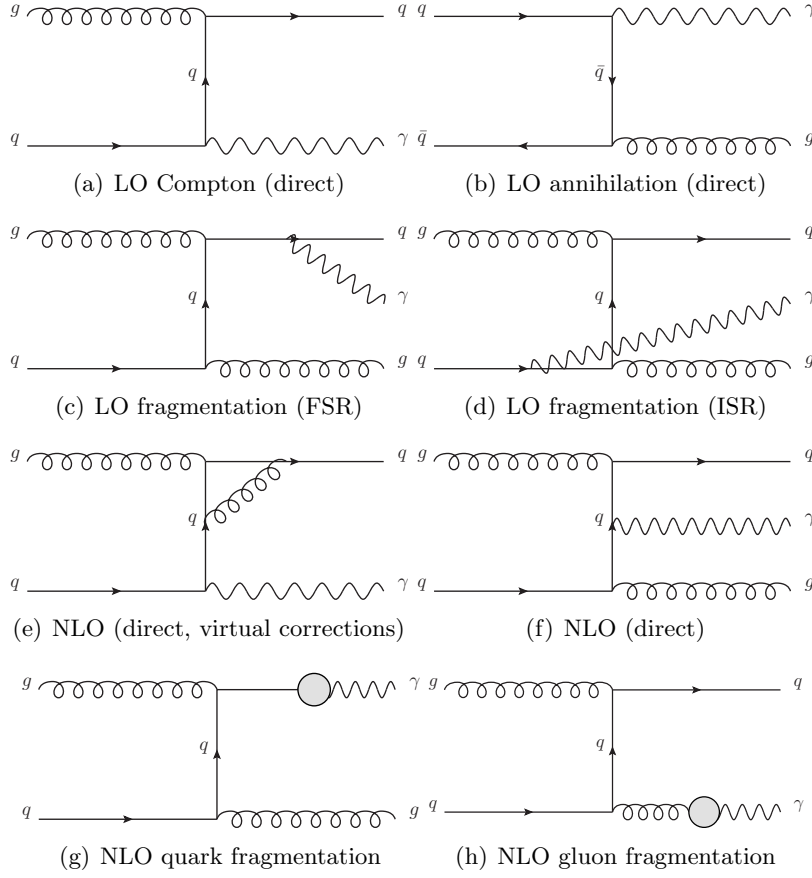


Figura 2.3. Diagramas de producción de fotones directos en colisiones pp a LO (a,d) y NLO (e,h). A LO, la dispersión Compton (a) domina ($\sim 80\%$) la sección eficaz de producción en todo el rango de E_T . Los diagramas de fragmentación a NLO (g,h) representan toda cadena partónica con la emisión final de un fotón por un quark, absorbida dentro de las funciones de fragmentación $D_{q,g}^\gamma$.

una función de fragmentación partón-fotón en el esquema de factorización \overline{MS} .

Así, la sección eficaz diferencial en función del momento transversal y la pseudorapidez (η),⁸ puede escribirse como la suma de las contribuciones anteriores [31]:

$$\frac{d\sigma(\mu_R, \mu_F, \mu_f)}{dp_T d\eta} = \frac{d\sigma^{(D)}(\mu_R, \mu_F, \mu_f)}{dp_T d\eta} + \frac{d\sigma^{(F)}(\mu_R, \mu_F, \mu_f)}{dp_T d\eta} \quad (2.4)$$

La contribución de fragmentación puede, a su vez, ser expresada como:

$$\frac{d\sigma^{(F)}(\mu_R, \mu_F, \mu_f)}{dp_T d\eta} = \sum_{k=q,\bar{q},g} \frac{d\sigma_k^{(F)}(\mu_R, \mu_F, \mu_f)}{dp_T d\eta} \otimes D_k^\gamma(z, \mu_f) \quad (2.5)$$

donde $\sigma_k^{(F)}$ describe la producción de un partón k en la interacción dura y $D_k^\gamma(z, \mu_f)$ es la función de fragmentación de un partón k en un fotón.

⁸La pseudorapidez (η) mide el ángulo de emisión longitudinal de las partículas y es definida en función del ángulo polar (θ) como $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. Véase Sec. 3.2.1.

Sin embargo, esta separación entre $\sigma^{(D)}$ y $\sigma^{(F)}$ es arbitraria, donde la definición de cada una depende de la elección del esquema y de la escala de factorización. Tal división carece de sentido más allá de LO; sólo la suma total es un observable físico y puede ser comparado con las mediciones experimentales.

2.3.1 Fotones directos aislados

El gran desafío de los análisis de la producción de fotones directos es extraer la señal en presencia de una gran contaminación de fotones secundarios del decaimiento hadrónico, principalmente de mesones livianos (π^0 , η , ω). En experimentos de blanco fijo, generalmente en un rango de bajo p_T (< 10 GeV), los fotones producto de los decaimientos $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ y $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ pueden ser resueltos en el calorímetro, brindando acceso a la medición de la sección eficaz de producción inclusiva. En el régimen de altas energías explorado en colisionadores hadrónicos como el LHC, esta distinción ya no es posible evento a evento. Para suprimir el abundante fondo de QCD se aplican entonces criterios de aislamiento sobre la actividad hadrónica en torno al fotón. Un criterio ampliamente usado, que puede ser implementado también a nivel partónico, es requerir que la energía transversa total⁹ en un cono de radio R centrado en la dirección del fotón (E_T^{iso}) sea menor que un dado valor máximo, definido en forma absoluta ($E_T^{\text{iso}} < E_T^{\text{max}}$) o relativa a la E_T del fotón ($E_T^{\text{iso}} < \varepsilon \cdot E_T$).

Los mesones livianos son producidos en la hadronización dentro de un jet junto a otras partículas, que contribuyen a un alto valor de E_T^{iso} . En ciertos casos, sin embargo, cuando el mesón porta la mayor parte de la energía del partón original (i.e. $z \rightarrow 1$) los fotones producidos pueden ser aceptados por los criterios de aislamiento. Este fondo es sustraído luego mediante técnicas estadísticas para la estimación de la sección eficaz final.

Los fotones producidos directamente en la interacción dura son creados en dirección azimutalmente opuesta al jet, por lo que E_T^{iso} es generalmente nula. En el caso de los fotones de fragmentación, en cambio, existe cierta actividad hadrónica remanente a su alrededor. Según el ángulo de emisión y la fracción de energía del partón originario adquirida por el fotón en la fragmentación (z), éstos pueden ser aceptados o rechazados por el criterio de aislamiento dependiendo del tamaño del cono de aislamiento (R) y del umbral de corte (E_T^{max}). Así, los criterios de aislamiento remueven no sólo fotones del fondo sino también cierta fracción de fotones de fragmentación. Esta fracción remanente complica en cierto modo el formalismo de los cálculos de pQCD, pero no puede ser despreciada.¹⁰ La sección eficaz de producción de fotones de fragmentación es del mismo orden que la de los procesos

⁹En colisiones hadrónicas, la energía «transversa» (E_T) se define como la energía de la partícula en un sistema de referencia donde $p_z = 0$, donde z corresponde a la dirección del haz de hadrones. Esta cantidad es invariante de Lorentz frente a *boosts* longitudinales, y puede ser expresada como $E_T = E/\cosh(\eta)$, donde E es la energía total de la partícula y η es la pseudorapidez antes definida. Véase Sec. 3.2.1

¹⁰Si bien existen prescripciones del criterio de aislamiento que remueven completamente la componente de fragmentación en los cálculos teóricos (i.e. Frixione [32]), su implementación experimental requiere ciertas consideraciones adicionales y se encuentra aún bajo estudio [33, 34].

a LO ($\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$) [35],¹¹ por lo que, aun cuando aumenta la complejidad de los cálculos de pQCD, es crucial incluir esta contribución en cualquier comparación razonable entre las predicciones teóricas a NLO y la medida experimental.

Desde el punto de vista teórico, las restricciones del espacio de fase impuestas por los criterios de aislamiento pueden introducir, en principio, ciertas anomalías en las predicciones a NLO. Se ha demostrado [29], sin embargo, que el requerimiento de aislamiento no afecta las propiedades de factorización válidas en el caso de la sección eficaz inclusiva (Sec. 2.2.1).¹² A NLO, igualmente, ciertas consideraciones deben ser tenidas en cuenta para evitar divergencias infrarrojas (cuando $E_T^{\max} \rightarrow 0$) y colineales (para R pequeño). En vista de esto, el criterio de aislamiento en los experimentos de colisiones hadrónicas se define típicamente en un cono $R = 0.4$ con valor de corte $E_T^{\max} \sim \mathcal{O}(\text{GeV})$ (o una fracción relativa $\varepsilon = 0.1$ de la E_T del fotón, equivalentemente).

2.4 Simulaciones Monte Carlo

Los programas de generación Monte Carlo representan una herramienta fundamental para la física experimental de altas energías. A partir de la colisión hadrónica inicial, estos programas modelan la producción de las partículas en el estado final a ser medidas en el detector. La cadena de simulación de un evento de colisión pp , esquematizado en la Fig. 2.4 para la producción de un evento $t\bar{t}H \rightarrow X$, comienza con el cálculo del elemento de matriz (ME) de un dado proceso de interacción dura (*hard-scattering* (HS)) entre los partones iniciales, bien a *leading-order* (LO) (e.g. PYTHIA [36], HERWIG [37]) o a NLO (e.g. JETPHOX [38], MC@NLO [39]) en teoría de perturbaciones QCD. La evolución de los partones anteriormente producidos se realiza mediante un modelo de lluvia partónica (PS), como aproximación de las correcciones a los elementos de matriz de orden superior,¹³ donde éstos emiten otros partones en forma de cascada (FSR : *final state radiation*). La radiación sucesiva de partones está regida por la radiación de gluones, *gluon splitting* y producción de pares de quarks. Similarmente, por la invarianza de *gauge* en la interacción, se permite la emisión de partones a partir de aquellos en el estado inicial (ISR), teniendo en cuenta las distintas PDFs involucradas en la interacción dura. La evolución de la cascada, de acuerdo a las ecuaciones de evolución DGLAP [3–5], continúa hasta el límite de validez del régimen perturbativo (i.e. hasta la escala de hadronización $\mathcal{O}(\Lambda_{QCD}) \sim 1 \text{ GeV}$).

Cuando el cálculo de la interacción dura se realiza a órdenes superiores (o incluso a LO en procesos QCD de producción de partones múltiple), la combinación de éste con las lluvias partónicas requiere un tratamiento especial, para evitar duplicar en la PS los partones ya producidos en el ME (i.e. *double counting*). Existen diversas implementaciones

¹¹contrario a lo que se podría esperar de una inspección «naive» de los diagramas a LO (e.g. Fig. 2.3(c)).

¹²Se dice en este caso que la definición del aislamiento es «infrared and collinear safe».

¹³La aproximación es formalmente correcta sólo en el límite de radiación colineal *soft*, pero puede no modelar correctamente la producción de partones de alto p_T y a grandes ángulos de emisión.

para realizar esta combinación (e.g. [40] en PYTHIA y HERWIG), siguiendo principalmente las estrategias propuestas en [41] (CKKW) y [42] (MLM). La solución en ambos casos yace, en una visión simplificada, en la separación del espacio de fase a ser tratada en cada etapa (ME o PS).

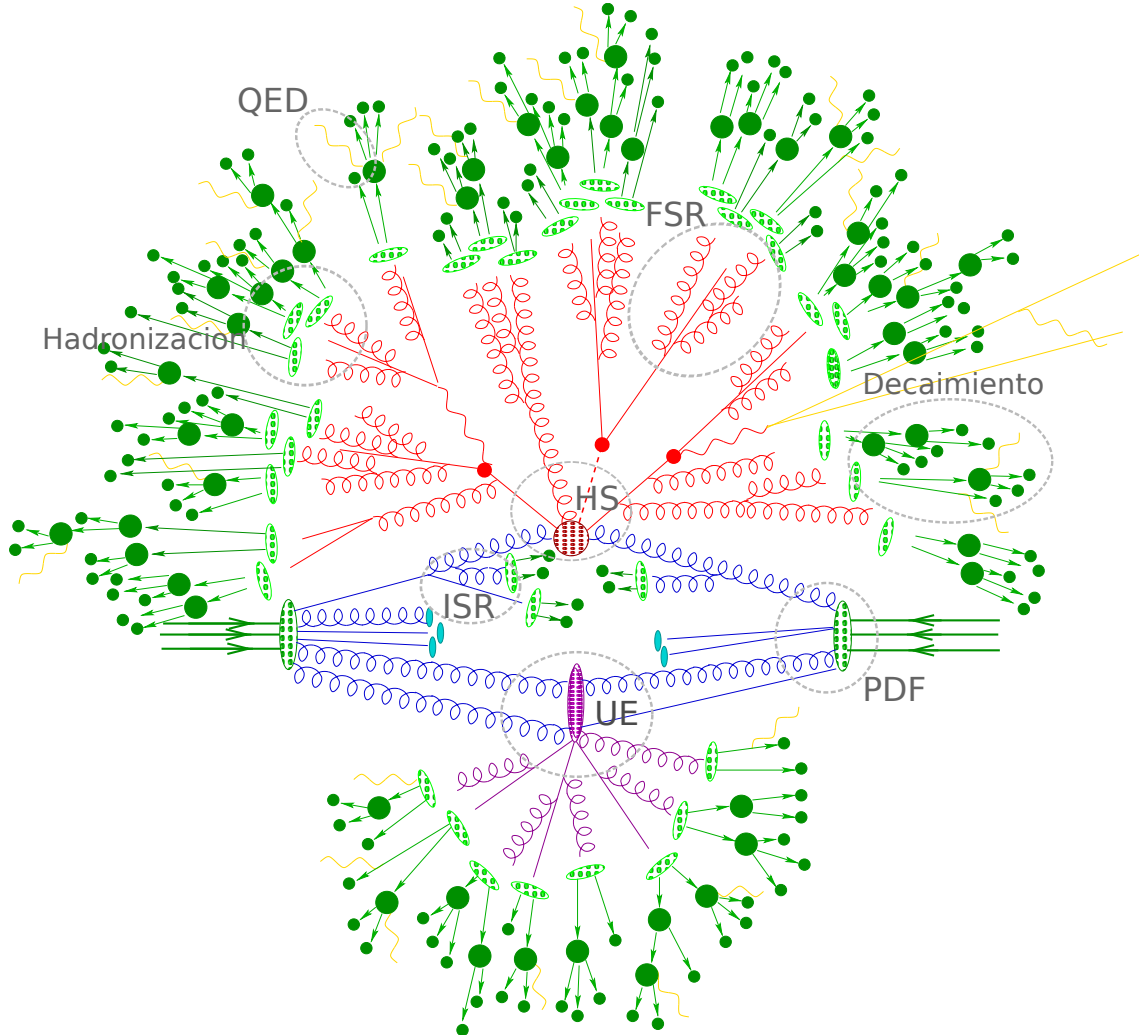


Figura 2.4. Esquema de un proceso de producción $t\bar{t}H \rightarrow X$ en colisiones pp [43,44]. En las elipses punteadas se indican las distintas etapas de la simulación: la interacción dura (HS) dependiente de las funciones de distribución partónicas (PDF), la radiación del estado inicial (ISR) y final (FSR), la hadronización, el decaimiento de las partículas y el evento subyacente (UE). La radiación de fotones (QED) puede ocurrir en cualquier etapa del evento.

En la siguiente instancia, los partones en el estado final son recombinados para formar hadrones, según el requerimiento de confinamiento de color. Este proceso involucra sólo pequeñas transferencias de momento, por lo que no puede ser tratado perturbativamente. Los modelos implementados en el MC se basan en la llamada «dualidad partón-hadrón local» [45], que establece que el flujo de momento y de los números cuánticos a nivel hadrónico sigue aquel establecido a nivel partónico. Así la transición del nivel partónico al hadrónico preserva la cinemática y la información de sabor. Las distribuciones del mo-

mento longitudinal y transversal son esencialmente preservadas y los hadrones del estado final resultan colimados dentro de una región angular (relativamente pequeña) en torno a la dirección del partón original, formando *jets*. Los dos modelos de hadronización más usados son el modelo de *strings* [46] y el modelo de *clusters* [47], cuyos parámetros son determinados experimentalmente. Los hadrones inestables pueden decaer, con lo que el estado final queda así compuesto por hadrones, leptones y fotones. Sin embargo, como se ha mencionado en la Sec. 2.2.1, en el caso de colisiones hadrónicas los partones remanentes dan lugar a hadrones adicionales y, eventualmente, a interacciones múltiples (MPI), que conforman la actividad subyacente del evento (UE). El tratamiento de esta contribución depende del modelo adoptado en cada generador MC, teniendo en cuenta las conexiones de color del UE con la interacción dura.

2.4.1 PYTHIA

PYTHIA [36] es un generador de eventos que contiene todas las etapas de simulación arriba descritas y es ampliamente utilizado en experimentos de colisiones hadrónicas. Es un generador a LO, optimizado para el cálculo de una gran variedad de procesos $2 \rightarrow 1$ y $2 \rightarrow 2$ en eventos de QCD, de interacción electrodébil y de física más allá del SM. Las lluvias partónicas siguen la evolución DGLAP, ordenadas por p_T (i.e. por virtualidad). Aunque PYTHIA puede simular la radiación QED de los quarks en el estado inicial (ISR) y final (FSR), dentro de ATLAS esta funcionalidad es desactivada y reemplazada por PHOTOS [48], un programa especialmente diseñado para este fin. Para la hadronización se adopta el modelo de *strings* y el evento subyacente es simulado usando un modelo de interacciones múltiples (MPI). La mayoría de los hadrones producidos durante la hadronización son inestables y decaen a partículas estables para conformar el estado final. Como resultado de la simulación, se obtiene la predicción de la sección eficaz de producción de los procesos generados y una lista de los cuadri-momentos de todas las partículas creadas en el evento. La interacción de las partículas obtenidas con el detector y su deposición de energía en el mismo es simulada luego mediante el programa GEANT 4 [49].

En el caso de la producción de fotones directos, los fotones provenientes de la interacción dura son simulados directamente (i.e. calculando los MEs a LO), incluyendo las contribuciones de la dispersión Compton (Fig. 2.3(a)) y de la aniquilación $q\bar{q}$ (Fig. 2.3(b)).¹⁴ La componente de fragmentación (Fig. 2.3(c)), es modelada como FSR (i.e. fotones creados en la lluvia partónica en eventos de *dijets*). A diferencia del caso anterior, estos fotones están acompañados por otras partículas de la cascada partónica, por lo que serán en general no aislados.

¹⁴A las energías del LHC, la contribución del proceso $gg \rightarrow g\gamma$ a la sección eficaz de producción total es despreciable ($< 0.1\%$) [50].

2.4.2 HERWIG

HERWIG [37] es también un generador Monte Carlo de eventos a LO, aunque presenta algunas diferencias con respecto a PYTHIA. Las lluvias partónicas son ordenadas angularmente, siguiendo el modelo de dipolos de color [51]. La hadronización se realiza en este caso mediante el modelo de *clusters*, y el tratamiento del evento subyacente se efectúa mediante un programa externo, JIMMY [52]. Al igual que en PYTHIA, PHOTOS es utilizado para simular la radiación QED en el estado inicial y final.¹⁵

2.4.3 JETPHOX

En el análisis de esta tesis, la medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados es comparada con las predicciones de pQCD a NLO obtenidas con el generador MC JETPHOX [29, 31]. Este programa permite calcular a NLO la sección eficaz de procesos $A + B \rightarrow \gamma/h + jet + X$, donde las propiedades de los partones A y B vienen dadas por las funciones de distribución partónica. Integrando sobre el *jet* en el estado final se puede obtener la sección eficaz inclusiva de producción de fotones/hadrones. En este caso, tanto la contribución de fotones de la interacción dura como la de los fotones de fragmentación es calculada directamente a nivel del ME, permitiendo la comparación y validación de la aproximación de esta última en los generadores LO antes descritos (i.e. vía FSR).

Además del cálculo inclusivo, JETPHOX permite estimar la energía de aislamiento de los fotones a nivel partónico y, por lo tanto, proveer la predicciones pertinentes a la medida de este trabajo (Sec. 8.3). Es posible configurar, entre otros parámetros, las escalas de renormalización (μ_R) y de fragmentación inicial (μ_F) y final (μ_f), así como las funciones de fragmentación, las PDFs y los criterios de aceptación y aislamiento, de acuerdo a los requerimientos de cada análisis. Sin embargo, la generación en JETPHOX es estrictamente a nivel partónico, sin ningún modelo de cascada partónica, hadronización o UE. Los efectos correspondientes sobre la sección eficaz calculada se deben tratar cuidadosamente a la hora de la comparación con las medidas experimentales, sólo accesibles al nivel hadrónico.

La contribución relativa de cada componente se muestra en la Fig. 2.5 según las predicciones para el LHC a $\sqrt{s} = 14$ TeV, antes (a) y después (b) de aplicar el criterio de aislamiento (i.e. la energía hadrónica transversa en un cono $R = 0.4$ en torno al fotón debe ser $< 10\%$ de la E_T del mismo).

2.4.4 Comparación entre PYTHIA y JETPHOX

Las predicciones sobre la producción de fotones directos en JETPHOX (NLO) y PYTHIA (LO) han sido comparadas en [54], para una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 14$ TeV en el LHC. En la Fig. 2.6, se muestra la razón entre la contribución de cada componente a

¹⁵La versión más reciente de este generador (HERWIG++) provee su propio modelo interno de QED ISR/FSR.

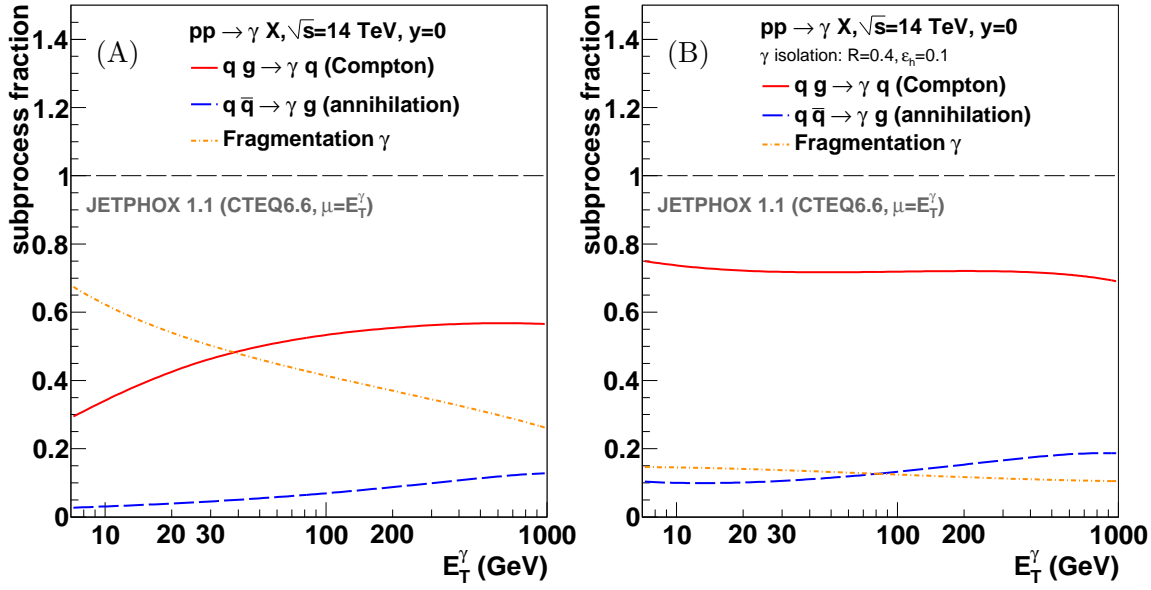


Figura 2.5. Contribución relativa de la subprocesos de producción de fotones directos (dispersión Compton, aniquilación $q\bar{q}$ y fragmentación) según las predicciones de JETPHOX (PDF CTEQ 6.6, $\mu = E_T$, FF BFG-II) para el LHC a $\sqrt{s} = 14$ TeV en la región central ($y=0$) como función de E_T . La comparación entre las predicciones inclusivas (A) y aquellas luego de aplicar el criterio de aislamiento (B) muestra un claro efecto, especialmente en la supresión de la componente de fragmentación. En este caso se ha utilizado un cono de aislamiento de radio $R = 0.4$, donde la de energía hadrónica transversa en el cono debe ser menor al 10% de la E_T del fotón. Extraída de [53].

la sección eficaz total predicha a NLO y aquella obtenida a LO, antes y después de aplicar el criterio de aislamiento. En este caso se ha aplicado un corte de aislamiento relativo, donde la energía hadrónica transversa en un cono de radio $R = 0.4$ debe ser menor al 10% de la energía transversa del fotón. En las predicciones inclusivas, se puede observar que JETPHOX predice más fotones de fragmentación y de aniquilación de pares $q\bar{q}$, mientras que PYTHIA favorece la producción vía dispersión Compton. El hecho de que JETPHOX predice menos fotones Compton que PYTHIA (aun cuando JETPHOX incluye más diagramas), puede entenderse debido a las diferentes distribuciones partónicas utilizadas. Luego del criterio de aislamiento, JETPHOX predice más fotones de Compton y de aniquilación $q\bar{q}$, mientras que PYTHIA muestra un claro exceso de fotones de fragmentación. Esto se puede explicar por el hecho de que los fotones de fragmentación en PYTHIA, incluyendo aquellos de la ISR/FSR, son más «duros»¹⁶ que en JETPHOX. Globalmente, sin embargo, en todos los casos las contribuciones individuales tienden a compensarse, resultando en una tasa de producción de fotones aislados comparable entre PYTHIA y JETPHOX.

¹⁶i.e. creados a más alto p_T respecto del partón original, resultando más aislados del resto de la actividad hadrónica.

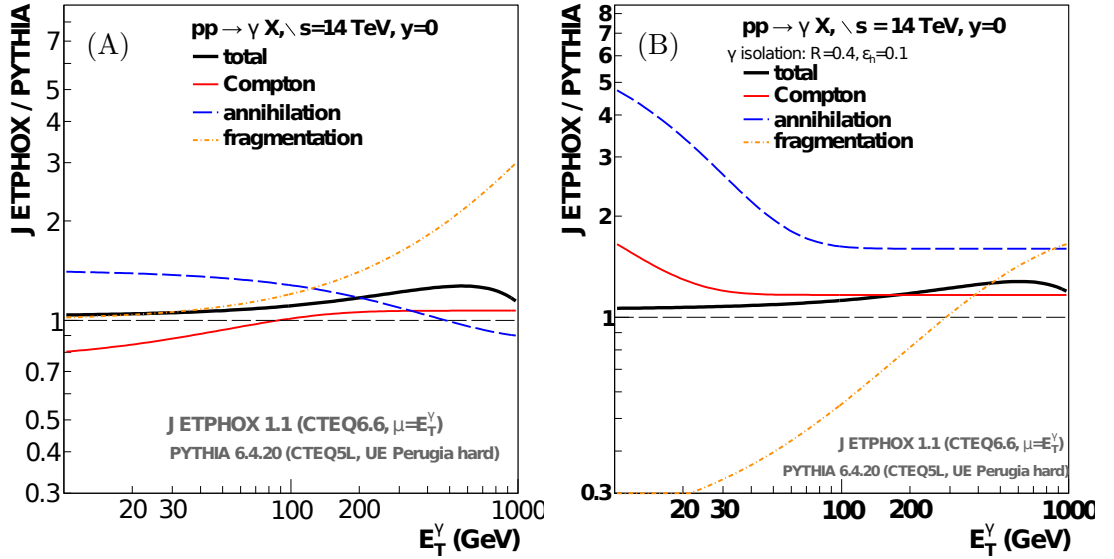


Figura 2.6. Razón de las contribuciones relativas de los subprocesos de producción de fotones directos (dispersión Compton, aniquilación $q\bar{q}$ y fragmentación) entre las predicciones de JETPHOX (PDF CTEQ 6.6, $\mu = E_T$, FF BFG-II) y PYTHIA (PDF CTEQ5L, UE PERUGIA hard) para el LHC a $\sqrt{s} = 14$ TeV en la región central ($y=0$) como función de E_T , antes (A) y después (B) de aplicar el criterio de aislamiento $E_T^h < \varepsilon \cdot E_T$, donde E_T^h es la de energía hadrónica transversa en un cono de radio $R = 0.4$ y $\varepsilon = 0.1$. Extraída de [54].

2.5 Resultados previos

Desde los primeros estudios en el acelerador ISR (*Intersecting Storage Ring*) [55] del CERN a mediados de la década de los ochenta, numerosos esfuerzos tanto experimentales como teóricos han contribuido a profundizar el entendimiento de la producción de fotones directos en colisiones hadrónicas. En la Tabla 2.2 se listan la gran variedad de experimentos de blanco fijo y de colisiones, llevados a cabo hasta el presente, en un amplio rango de energías ($\sqrt{s} \sim 20$ GeV – 7 TeV).

Durante más de 20 años, los experimentos del ISR, SPS y Tevatron, midieron el contenido gluónico del protón en un amplio rango ($0.7 < x < 0.01$) y han provisto datos para algunas parametrizaciones de las PDFs. Un compilado de estas experiencias es presentado y discutido en [31, 85]. En la Fig. 2.7 se muestran los resultados de la sección eficaz de producción de fotones (aislados) obtenido en cada caso, en comparación con las predicciones de pQCD calculadas en JETPHOX a NLO. La interpretación de los mismos ha dado lugar un gran debate en los últimos años, sin lograr un total consenso. En particular, los resultados del experimento E706 de Tevatron [72], y de AU6 [71] en menor medida, causaron cierta confusión, dado el exceso medido a bajo p_T con respecto a las predicciones NLO que se observa en la Fig. 2.7. Una de las soluciones propuestas [86], supone que este efecto es causado por la radiación múltiple de gluones *soft* en el estado inicial. Esta radiación genera una componente transversal (k_T) en el momento de los partones iniciales. Por otro lado, el efecto esperado para un k_T «intrínseco» (i.e. debido al tamaño

Tabla 2.2. Resumen cronológico de las medidas de la producción de fotones directos, realizadas al presente en diferentes aceleradores (colisionadores y de blanco fijo (*fixed target=f.t.*)). Para cada medida se indica el nombre del experimento, el nombre del acelerador, el tipo de partículas interactuantes, la energía de colisión, el año de publicación de los resultados y su referencia.

Experimento	Acelerador	Estado inicial	\sqrt{s} o E [GeV]	Año	Ref.
SFM	ISR	pp	45, 53	1976	[56]
R108	ISR	pp	62.4	1980	[57]
R806	ISR	pp	63	1982	[58]
R807	ISR	$pp, p\bar{p}$	53	1985	[59]
NA24	SPS f.t.	π^\pm, pp	$E = 300$	1987	[60]
WA70	SPS	pp	280	1988	[61]
UA1	$Spp\bar{S}$	$p\bar{p}$	546, 630	1988	[62]
UA2	$Spp\bar{S}$	$p\bar{p}$	630	1988	[63]
R110	ISR	pp	63	1989	[64]
UA2	$Spp\bar{S}$	$p\bar{p}$	630	1992	[65]
E706	Tevatron f.t.	$\pi^- Be, pBe$	$E = 500$	1992	[66]
UA6	SPS	$pp, p\bar{p}$	24.3	1993	[67]
E704	Tevatron f.t.	p -H líquido	$E = 200$	1995	[68]
CDF	Tevatron	$p\bar{p}$	1800	1995	[69]
DØ	Tevatron	$p\bar{p}$	1800	1996	[70]
UA6	SPS	$p\bar{p}, pp$	24.3	1998	[71]
E706	Tevatron f.t.	$\pi^- Be (pBe)$	$E = 515(530, 800)$	1998	[72]
DØ	Tevatron	$p\bar{p}$	1800	2000	[73]
DØ	Tevatron	$p\bar{p}$	1800, 630	2001	[74]
CDF	Tevatron	$p\bar{p}$	1800, 630	2002	[75]
CDF	Tevatron	$p\bar{p}$	1800	2004	[76]
E706	Tevatron f.t.	$\pi^- Be (pBe)$	$E = 515(530, 800)$	2004	[77]
PHENIX	RHIC	pp	200	2005	[78]
DØ	Tevatron	$p\bar{p}$	1960	2006	[79, 80]
PHENIX	RHIC	pp	200	2007	[81]
CDF	Tevatron	$p\bar{p}$	1960	2009	[82]
CMS	LHC	pp	7000	2010	[83, 84]
ATLAS	LHC	pp	7000	2011	[11]

finito del protón) es mucho menor que las discrepancias observadas. Esto ha motivado la introducción de un modelo fenomenológico no perturbativo, conocido como k_T -*smearing*, en donde los partones iniciales poseen un cierto momento transversal. El *smearing* de la energía de centro de masa inicial resulta en un aumento de la sección eficaz, dado que esta decrece rápidamente con p_T . Sin embargo, esta hipótesis es aún controversial. Los autores de [31] afirman que, a excepción de los resultados de E706, no hay necesidad de introducir un k_T adicional para obtener un buen acuerdo entre las mediciones y las predicciones de QCD. Si bien la inclusión del parámetro k_T mejora el acuerdo entre los datos de E706 y la teoría, introduce al mismo tiempo discrepancias para todas las otras medidas. Además, los

resultados del modelo k_T son sensibles a los parámetros elegidos (e.g. la forma funcional del *smearing*), especialmente a bajo p_T . Debido a esta situación, sumado a las grandes incertezas teóricas en esta región del espacio de fase, los datos de la producción de fotones directos han sido excluidos de los ajustes globales de parametrización de las PDFs. El contenido gluónico a alto x , donde las diferencias en las PDFs se manifiestan claramente, es al momento descrito en base a los datos de la producción de jets de alto p_T (CDF, DØ) y de DIS (*Deep Inelastic Scattering*). Los resultados del LHC, como los obtenidos en esta tesis, brindarán un aporte sustancial, dada la accesibilidad del LHC en esta región de x [87].

Medidas en colisiones hadrónicas más recientes fueron realizadas en Tevatron, en colisiones $p\bar{p}$ a una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. La medida de la colaboración DØ [79, 80] está basada en una luminosidad integrada de 326 pb^{-1} , en el rango $23 < E_T < 300$ GeV y $|\eta| < 0.9$. El criterio de aislamiento aplicado se define como $(E_{total}(0.4) - E_{EM}(0.2))/E_{EM}(0.2) < 0.1$, donde $E_{total}(R)$ ($E_{EM}(R)$) es la energía total (electromagnética) en un cono de radio R . En CDF [82], la medida se realizó con 2.5 fb^{-1} , en el rango $30 < E_T < 400$ GeV y $|\eta| < 0.9$. En este caso, se aplica el criterio de aislamiento calorimétrico $E_T^{R=0.4} - E_T^\gamma = E_T^{iso} < 2$ GeV, donde $E_T^{R=0.4}$ es la energía transversa total en un cono de radio $R = 0.4$. La energía de aislamiento, E_T^{iso} , es corregida previamente por efectos de *pile-up* y de fuga lateral de energía del propio fotón. Los resultados en ambos casos se encontraron en acuerdo con las predicciones de JETPHOX a NLO, como se

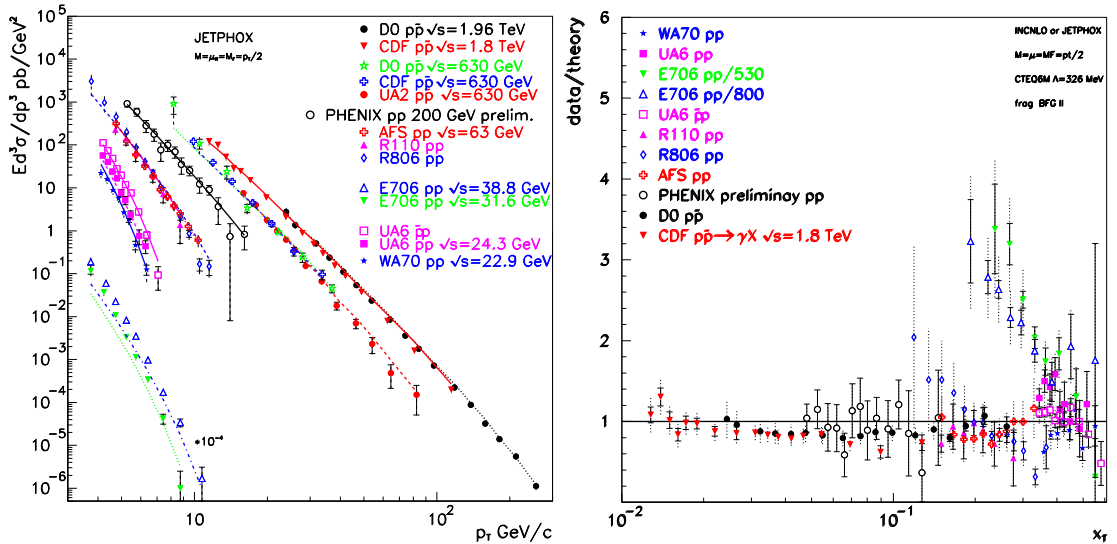


Figura 2.7. Sección eficaz (inclusiva y aislada) de producción de fotones directos medida en diversos experimentos de colisiones pp y $p\bar{p}$ en comparación con las predicciones de JETPHOX a NLO (PDF CTEQ6M, FF BFG II, $\mu_R = \mu_F = \mu_f = p_T/2$) (Izq.). Por razones de claridad, las medidas de E706 (y sus predicciones teóricas) son multiplicadas por un factor 10^{-4} . Se muestra también la razón entre las medidas de la sección eficaz para los experimentos de colisiones y de blanco fijo, y las predicciones de pQCD a NLO (Der.). Para CDF y DØ se muestra la sección eficaz de producción de fotones aislados; para los experimentos de más baja energía se muestra el caso inclusivo [31].

observa en la Fig. 2.8(b), salvo un pequeño exceso en los resultados de CDF en la región $E_T^\gamma < 50$ GeV.

Las mediciones más recientes de la sección eficaz de producción inclusiva de fotones aislados fueron realizadas en el LHC, en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV. La colaboración CMS ha realizado dos medidas [83, 84], para una luminosidad integrada de 2.9 pb^{-1} y 36 pb^{-1} , en las regiones $[21 < E_T < 300 \text{ GeV}, |\eta| < 1.45]$ y $[25 < E_T < 400 \text{ GeV}, |\eta| < 2.5]$, respectivamente. Los resultados se encuentran en buen acuerdo, dentro de las incertezas sistemáticas, con las predicciones de JETPHOX a NLO en todo el rango de E_T como se observa en las Fig. 2.8(c)-2.8(f) para las distintas regiones de $|\eta|$ exploradas en [84].¹⁷ CMS define separadamente la energía de aislamiento de trazas (ISO_{TRK}), en el calorímetro electromagnético (ISO_{ECAL}) y en el calorímetro hadrónico (ISO_{HCAL}), aplicando cortes sobre cada una:

- ISO_{TRK}: la suma del momento transverso de todas las trazas en un anillo $0.04 < R < 0.4$ alrededor del fotón debe ser < 2 GeV. La región central $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.015 \times 0.4$ es también excluida, a fin de remover trazas asociadas con conversiones.
- ISO_{ECAL}: la suma de la energía transversa depositada en el ECAL en un anillo $0.06 < R < 0.4$, excluyendo la región central $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.015 \times 0.4$, debe ser < 4.2 GeV.
- ISO_{HCAL}: la suma de la energía transversa depositada en el HCAL en un anillo $0.15 < R < 0.4$ alrededor del fotón debe ser < 2.2 GeV.

En CMS, al igual que en CDF, las predicciones teóricas de JETPHOX a NLO (i.e. a nivel partónico) son multiplicadas por un factor de corrección para tener en cuenta los efectos de la hadronización y del *pile-up*, que tienden a incrementar la energía de aislamiento a nivel *partícula*. Los factores son generalmente determinados en MC (e.g. PYTHIA) comparando la sección eficaz en muestras simuladas sin hadronización/MPI con respecto a la medida en las simulaciones nominales.

ATLAS ha realizado una primera medida [11], con una luminosidad integrada $L = 880 \text{ nb}^{-1}$, en la región $15 \leq E_T < 100$ GeV y $|\eta| < 1.81$. El tratamiento del aislamiento es similar, como la mayor parte del análisis, al aplicado en esta tesis. El criterio de aislamiento se basa en la suma de la energía transversa depositada en ambos calorímetros dentro de un cono de radio $R = 0.4$, excluyendo la ventana central de 5×7 celdas en el ECAL para remover la energía propia del fotón. Esta energía de aislamiento (E_T^{iso}) es corregida por la fuga lateral de energía del fotón y por los efectos no perturbativos que contribuyen a la energía transversa total en el cono (i.e. UE/*pile-up*). Finalmente se requiere que $E_T^{\text{iso}} < 3$ GeV. Así, a diferencia de CMS/CDF, no es necesario aplicar ninguna normalización a las predicciones teóricas durante la comparación final de la sección eficaz de producción. Los resultados obtenidos y su comparación con las predicciones de

¹⁷Llevada a cabo durante el mismo período de toma de datos analizado en esta tesis.

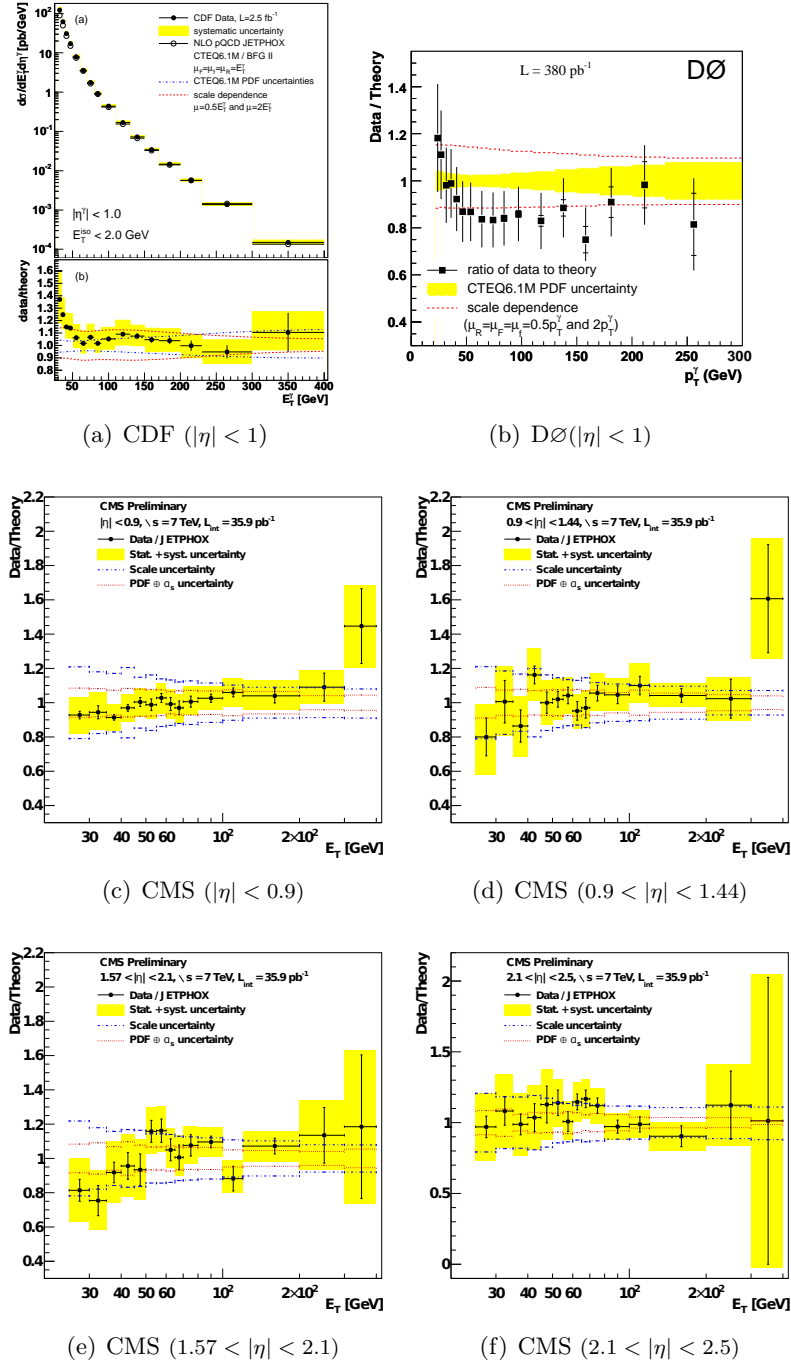
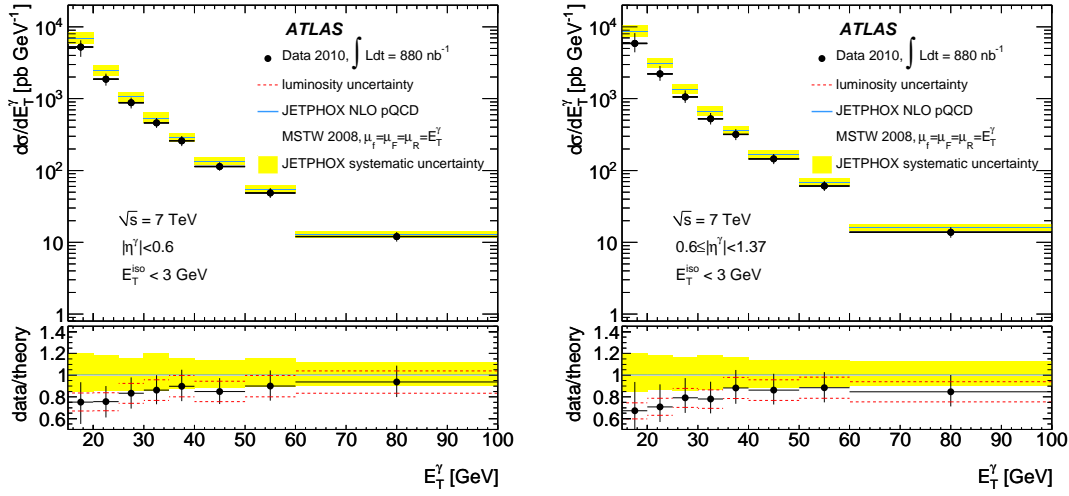


Figura 2.8. Sección eficaz de producción de fotones directos aislados medida por la Colaboración a) $D\emptyset$, b) CDF y c-f) CMS, como función de E_T y η , con respecto a las predicciones teóricas de JETPHOX a NLO.

JETPHOX se muestran en la Fig. 2.9. Se observa, en general, un buen acuerdo con la teoría a NLO, con un leve defecto en la sección eficaz medida en la región de bajo p_T ($\lesssim 25$ GeV).


 (a) ATLAS ($|\eta| < 0.6$)

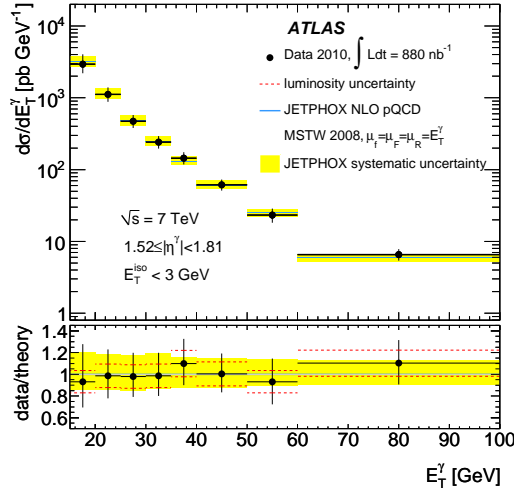
 (b) ATLAS ($0.6 \leq |\eta| < 1.37$)

 (c) ATLAS ($1.52 \leq |\eta| < 1.81$)

Figura 2.9. Sección eficaz de producción de fotones directos aislados medida por la colaboración ATLAS, como función de E_T en las distintas regiones $|\eta|$, comparada con las predicciones teóricas de JETPHOX a NLO.

La determinación experimental de la sección eficaz de fotones directos aislados que se presenta en esta tesis, ha sido publicada recientemente por la Colaboración ATLAS [10]. Con una luminosidad integrada de 35 pb^{-1} , correspondiente a los datos colectados durante el año 2010, se ha mejorado la precisión del primer análisis y extendido la medida a la región de energía transversa $45 \leq E_T < 400 \text{ GeV}$, en cuatro intervalos de pseudorapidez cubriendo en rango $|\eta| < 2.37$. Sin dudas, estos resultados ayudarán a mejorar el entendimiento de la producción de fotones directos en colisiones hadrónicas y, como se describe en la Sec. 8.6, contribuirán a recuperar un rol crucial en la parametrización de las funciones de distribución partónica [87, 88].

3

EL DETECTOR ATLAS

En este capítulo se discuten las características del LHC y del detector ATLAS, junto a las consideraciones más importantes detrás de su diseño. La descripción se centra principalmente en el detector de trazas y en el sistema de calorímetros, dada su mayor relevancia en el análisis presentado en esta tesis. Finalmente, se analiza el sistema de trigger y el modelo de procesamiento y distribución de los datos.

3.1 EL LHC

El Gran Colisionador de Hadrones (*Large Hadron Collider* (LHC)) [1] es el acelerador de hadrones del Centro Europeo para la Investigación Nuclear (CERN), ubicado en las afueras de la ciudad de Ginebra, en la frontera entre Francia y Suiza (Fig. 3.1). Posee una longitud de 27 km y ha sido instalado en el mismo túnel donde funcionaba el acelerador e^+e^- LEP (1989-2000) [89], a una profundidad variable entre 50 y 175 m de la superficie.

El LHC está diseñado para colisionar protones (e iones pesados) a una energía de centro de masa máxima de $\sqrt{s} = 14$ TeV (5.5 TeV por par de nucleones). 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, que puede calcularse mediante la relación:

$$\mathcal{L} = f_{rev} n_b \frac{N_1 N_2}{A} \quad (3.1)$$

donde f_{rev} es la frecuencia de revolución (~ 11 kHz), n_b es el número de *bunches* (i.e. paquetes de protones) por haz, N_i es el número de partículas en cada *bunch* y A es la sección efectiva del haz, que puede expresarse en término de los parámetros del acelerador como:

$$A = \frac{4\pi\epsilon_n\beta^*}{\gamma F} \quad (3.2)$$

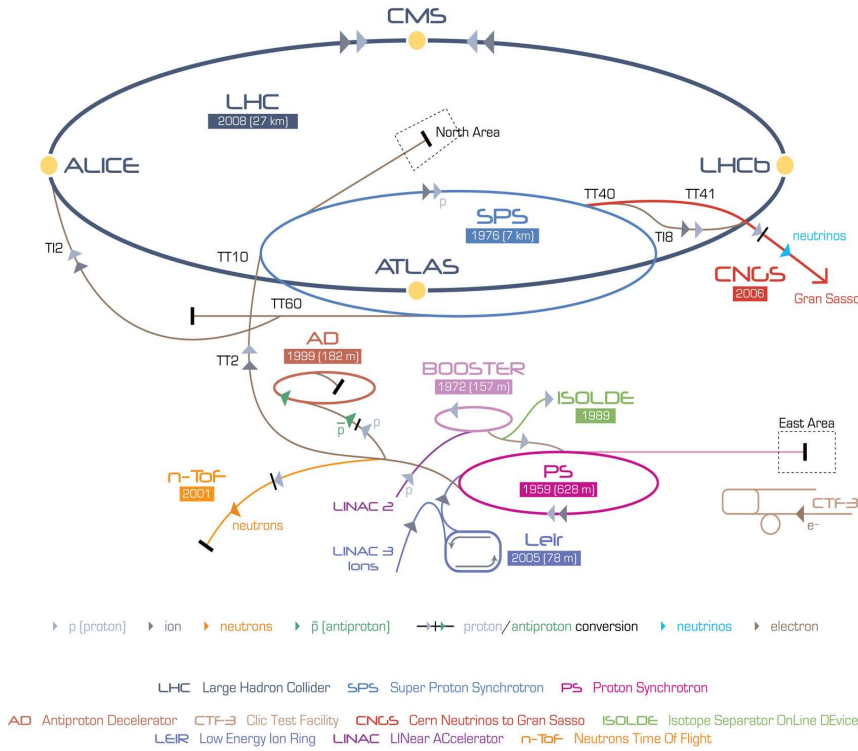


Figura 3.1. Complejo de aceleradores del CERN y sus experimentos. El LHC es el último eslabón en la cadena de inyección del haz de protones, donde alcanza una energía máxima de diseño de 7 TeV por haz.

donde ε_n es la emitancia transversal normalizada (i.e. la dispersión transversal media de las partículas del haz en el espacio de coordenadas e impulsos), β^* es la función de amplitud en el punto de interacción (IP) (relacionada al poder de focalización de los cuadrupolos), γ es el factor relativista de Lorentz y F es un factor de reducción geométrica, debido al ángulo de cruce de los haces en el IP.

Durante el año 2010, las colisiones se realizaron a 3.5 TeV por haz (7 TeV de energía de centro de masa), con un paulatino incremento de la luminosidad instantánea en el rango $L \sim 10^{28} - 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Los mecanismos de inyección y aceleración de los haces de protones —propios de un acelerador de sincrotrón como el LHC— contemplan una estructura de *bunches*, con $N_i \sim 10^{11}$ protones cada uno, circulando en el LHC cada 25 ns [90]. Estos paquetes son, a su vez, agrupados en «trenes» (*bunch trains*) con una separación temporal que se ajusta a los tiempos característicos del acelerador, e.g. los ciclos de los pre-aceleradores (PS/SPS) en la cadena de inyección esquematizada en la Fig. 3.1. Durante el 2010 se insertaron en el LHC hasta 368 *bunches* de tamaño nominal, con un máximo de diseño de 2808 *bunches* en colisión.

Para acelerar los haces de protones y mantenerlos en sus órbitas circulares, el LHC cuenta con 1232 dipolos magnéticos superconductores que generan un campo magnético de 8.4 T, operando a una temperatura de 1.9 K y con una corriente de 11.85 kA. El sistema

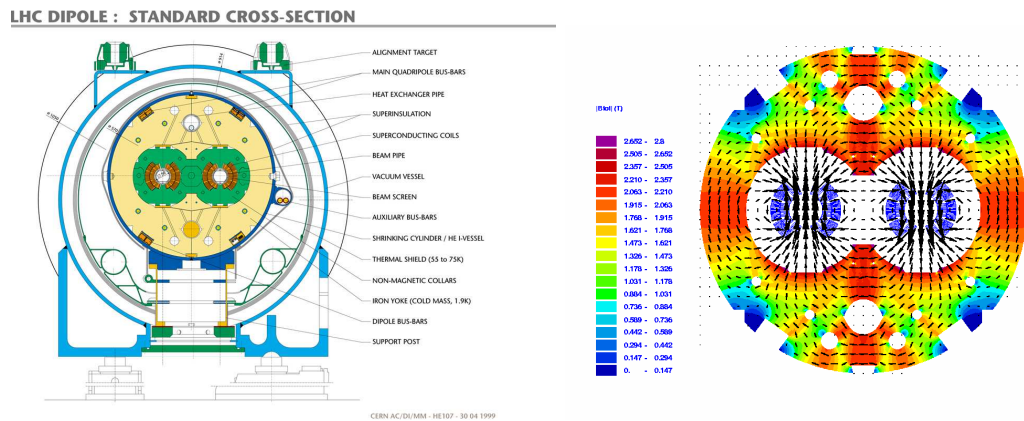


Figura 3.2. Esquema del corte transversal del sistema de dipolos del LHC (Izq.) y del mapa de flujo magnético típico (Der.) en torno a las secciones por donde circulan los haces de protones (en dirección opuesta).

de focalización de los haces consiste de 392 cuadrupolos magnéticos que generan campos magnéticos de 6.8 T. Los haces circulan en direcciones opuestas en cavidades separadas de ultra alto vacío a una presión de 10^{-10} torr. La Fig. 3.2 muestra un diagrama esquemático del corte transversal de los dipolos magnéticos del LHC, y del flujo magnético en torno a las dos cavidades principales.

3.2 ATLAS

El detector ATLAS («**A** Torodial **LHC** **A**pparatu**S**») es uno de los experimentos multipropósito del LHC, diseñado, construido y optimizado para estudiar las colisiones protón-protón provistas por el mismo a una energía de centro de masa sin precedentes. Al igual que la mayoría de los detectores de propósito general en física de colisiones hadrónicas, ATLAS presenta una simetría aproximadamente cilíndrica. Los distintos subdetectores se disponen en capas y cumplen diferentes roles en la identificación de las partículas producidas en las colisiones pp del LHC, como se observa en la Fig. 3.3.

En la zona más próxima a la dirección del haz, se dispone el detector de trazas (ID), compuesto de un detector de píxeles, un detector de bandas de silicio (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT). Envloviendo el detector de trazas se encuentra un solenoide superconductor que genera un campo magnético de 2 T, a fin de curvar la trayectoria de las partículas cargadas y medir así su impulso.

A continuación, se ubica el sistema calorimétrico: el calorímetro electromagnético (ECAL) para medir la energía depositada por los electrones y fotones, y posteriormente el calorímetro hadrónico (HCAL) para medir la energía de los jets de hadrones.

Por último, en la capa externa se encuentra el espectrómetro de muones (MS), que le da a ATLAS el atípico tamaño total de 45 m de largo y más de 25 m de alto. Intercalado con éste se encuentra un sistema de imanes toroidales, que genera el campo magnético necesario

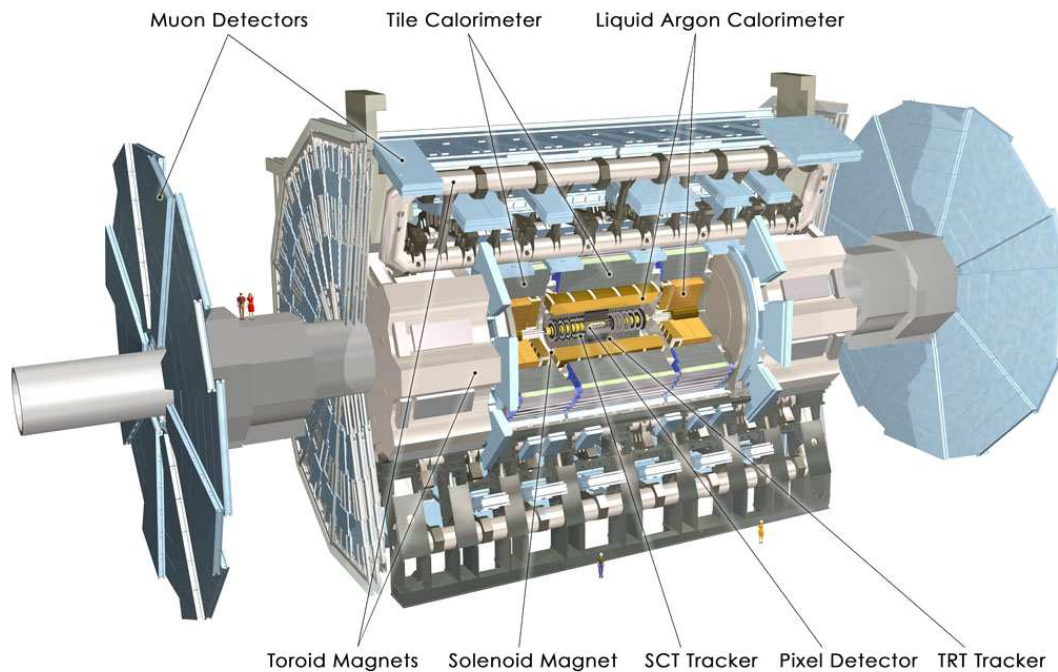


Figura 3.3. Esquema del detector ATLAS y sus subdetectores.

para curvar la trayectoria de los muones hacia el final de su pasaje por el detector.

El detector ATLAS se divide geoméricamente en dos regiones: la región del *barrel* (la parte central), donde los subdetectores se ubican en forma de cilindros concéntricos alrededor del eje del haz, y la región del *endcap* (en ambos extremos), donde los subdetectores se disponen como discos consecutivos coaxiales, perpendiculares a la dirección del haz.

3.2.1 Sistema de coordenadas

El sistema de coordenadas de ATLAS corresponde a un sistema cartesiano, cuyo origen coincide con el punto de interacción nominal. El eje z es escogido, naturalmente dada la concepción cilíndrica del detector, a lo largo del eje del haz, en sentido antihorario. El eje z positivo (negativo) define el lado A (C) del detector, en vista de la simetría nominal del mismo. El plano transversal $x - y$ es definido con valores positivos de x e y desde el origen en dirección hacia el centro del anillo del LHC y hacia la superficie, respectivamente.

Para describir la posición de los distintos subdetectores y la trayectoria de las partículas dentro de ATLAS se utilizan frecuentemente sistemas de coordenadas cilíndricas o polares. El radio R se define como la distancia perpendicular al eje del haz. El ángulo azimutal $\phi = 0$ corresponde al eje x positivo y crece en sentido horario entorno al eje z positivo, mientras que el ángulo θ se mide con respecto a este último. Una cantidad muy importante utilizada en física de altas energías es la llamada *rapidez*:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (3.3)$$

donde E es la energía total de la partícula y p_z es la componente longitudinal de su impulso. En el límite de altas energías, esta cantidad se aproxima (en forma exacta para objetos no masivos como los fotones) por la llamada «pseudorapidez», η , relacionada con el ángulo polar θ como :

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (3.4)$$

La razón detrás de esta transformación de coordenadas es el hecho que la multiplicidad de partículas producidas es aproximadamente constante como función de η , y que la diferencia de pseudorapidez entre dos partículas es invariante frente a transformaciones (*boosts*) de Lorentz a lo largo de la dirección del haz. En el caso de colisiones hadrónicas, la fracción del impulso del protón adquirida por cada uno de las partones interactuantes es desconocida; parte de este impulso es transferido en la interacción dura, mientras cierta fracción remanente escapa el detector a lo largo del haz. Así, no es posible reconstruir el movimiento longitudinal del centro de masa en la interacción, y aplicar leyes de conservación sobre la cinemática de cada evento. Sin embargo, dado que los protones inciden a lo largo de la dirección del haz, el impulso total transverso es conservado durante la colisión. Por esta razón, sólo las componentes transversales son utilizadas en la descripción de la cinemática del evento, e.g. $E_T (= E \sin \theta)$ y $p_T (= p \sin \theta)$. En términos de la pseudorapidez, la energía transversa de una partícula resulta:

$$E_T = \frac{E}{\cosh \eta} \quad (3.5)$$

donde E es su energía total.

3.3 Los subdetectores de ATLAS

A continuación se describen brevemente cada uno de los subdetectores, particularmente aquellos subsistemas utilizados para la identificación de electrones y fotones, pertinentes al análisis presentado en esta tesis.

3.3.1 Sistema de imanes

El sistema de imanes superconductores de ATLAS (esquematizado en la Fig. 3.4) está compuesto por un solenoide central [91] (alineado con el eje del haz) que provee un campo magnético de 2 T para el detector de trazas. El diseño de este imán ha sido optimizado para minimizar la cantidad de material frente al calorímetro electromagnético,¹

¹razón por la cual comparte la misma cámara de vacío que el ECAL.

resultando en una contribución de $\sim 0.66 X_0^2$ en la dirección de incidencia normal. Un complejo de toroides superconductores de núcleo de aire [92] ha sido dispuesto, 8 de ellos en la región del *barrel* y 8 en el *endcap*, a fin de proveer al espectrómetro de muones una intensidad de campo magnético media de ~ 0.5 T y 1 T, respectivamente. El sistema compuesto se extiende en un volumen de 26 m de largo y 20 m de diámetro. A fin de preservar sus cualidades de superconductividad, los imanes se mantienen a bajas temperaturas (4.5 K) mediante un sistema de circulación de helio líquido, y son alimentados por líneas de corriente de 7.73 kA (solenoides central) y 20.5 kA (toroides).

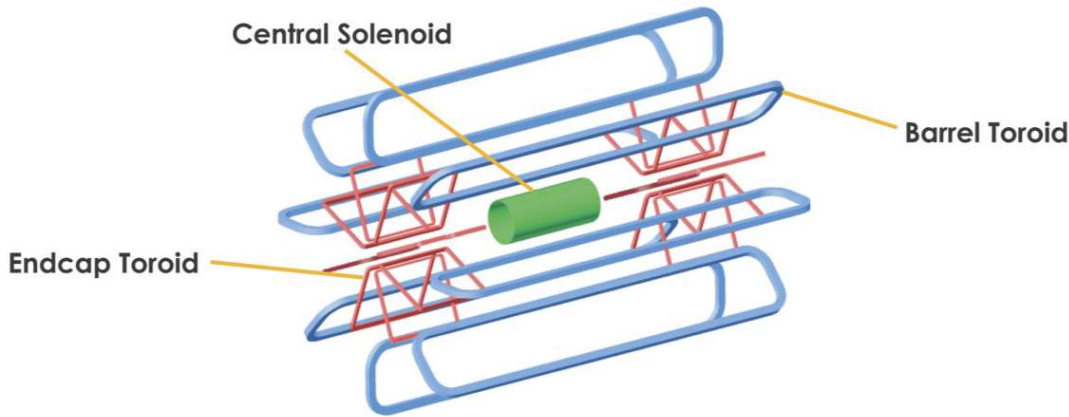


Figura 3.4. Sistema de imanes superconductores del experimento ATLAS.

3.3.2 El detector de trazas

El esquema del detector de trazas (ID=*Inner Detector*) se muestra en la Fig. 3.5. Este sistema combina detectores de muy alta resolución para distancias cortas al punto de interacción con detectores continuos a distancias más lejanas, y está diseñado para reconstruir el momento transverso de las partículas cargadas con una resolución $\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$. El ID está contenido dentro del solenoide central, que provee un campo magnético nominal de 2 T.

Pixel

En la región más próxima al punto de interacción se encuentra el detector de píxeles [93], construido para medir la posición de las trazas de partículas cargadas con la más alta precisión posible y es de vital importancia para la reconstrucción de los vértices primarios y para los algoritmos de identificación de *b-jets* (i.e. vértices secundarios). En la región del *barrel*, se compone de tres capas que cubren la región $|\eta| < 1.9$ y se sitúan a 50.5, 88.5 y 122.5 mm del tubo del haz, respectivamente. La primera capa es conocida como

²La evolución de las lluvias electromagnéticas se describe en términos de la llamada «longitud de radiación» (X_0), que representa la distancia media en la cual un electrón pierde $1/e$ de su energía vía *bremstrahlung* o, equivalentemente, $7/9$ del camino libre medio para la producción de pares por un fotón.

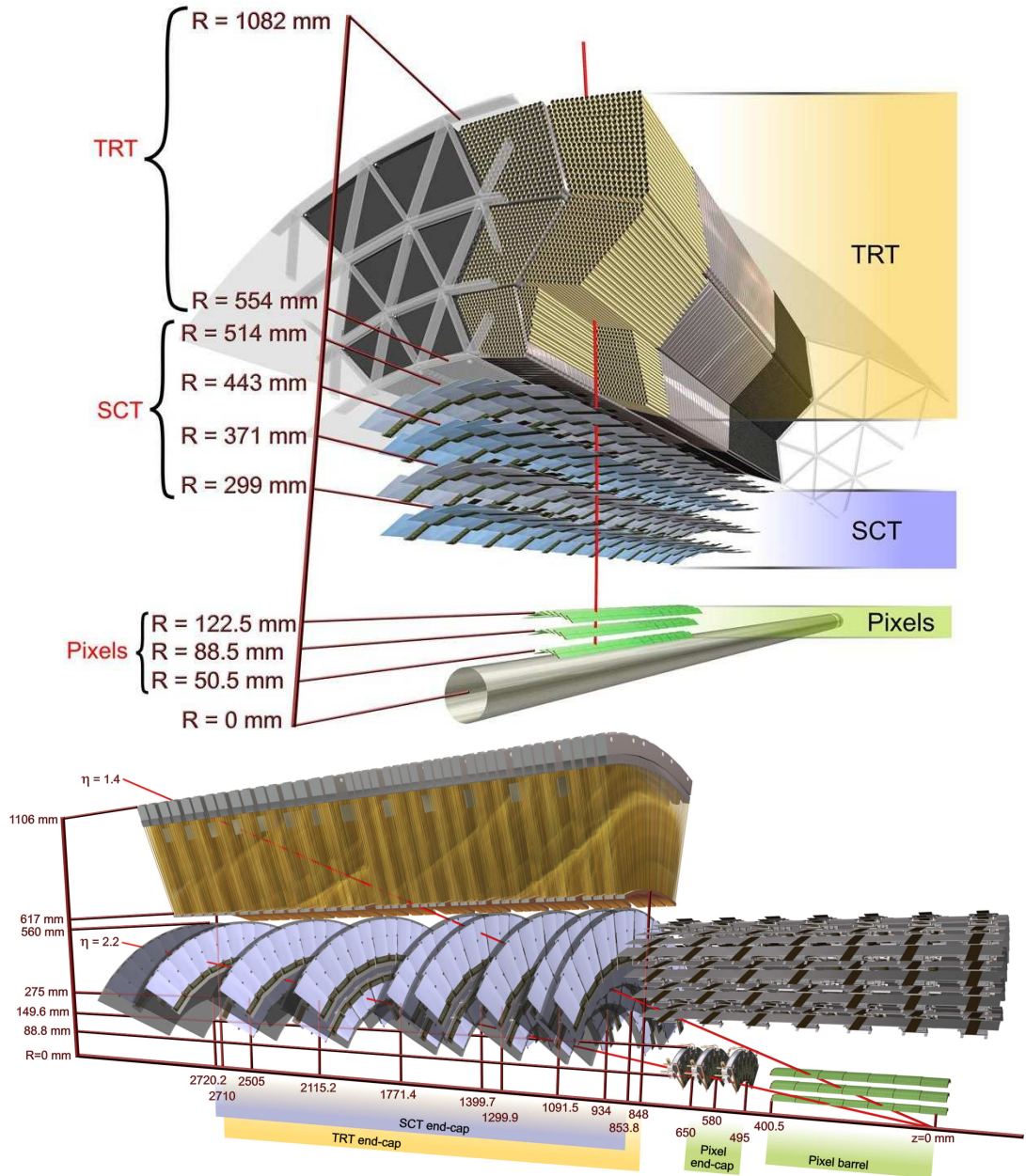


Figura 3.5. Esquema del detector de trazas de ATLAS. En la Fig. se indica los sensores y los elementos estructurales que atraviesa una partícula cargada de $p_T = 10$ GeV y a) $\eta = 0.3$ en la región del *barrel*, b) $\eta = 1.4, 2.2$ en la región del *endcap*.

B-layer, y está integrada a la cámara de vacío central del tubo del haz. En la región del *endcap* se disponen similarmente tres discos, como se observa en la Fig. 3.5, extendiendo la cobertura del detector a $|\eta| < 2.5$. Cada capa/disco está equipada con sensores de silicio segmentados en píxeles, con un tamaño típico de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$. El sistema contiene en total 80.4 millones de píxeles, cada uno de los cuales posee una resolución intrínseca de $12 \mu\text{m}$ en $R - \phi$, y de $110 \mu\text{m}$ en z (R) en la región del *barrel* (*endcap*).

SCT

Por fuera del detector de píxeles se encuentra el detector semiconductor de trazas (SCT) [94], diseñado para permitir la medida de las trazas con alta precisión en la zona intermedia del detector interno, con una cobertura en el rango $|\eta| < 2.5$. A diferencia del Pixel, los sensores de silicio están en este caso segmentados en micro-bandas, dada la más baja multiplicidad de partículas.³ Cada módulo del SCT se conforma de 4 sensores (64.0×63.6 mm), 2 a cada lado y pegados con sus caras opuestas a un ángulo relativo de 40 mrad. Esto permite la medida de la posición a lo largo de las micro-bandas unidimensionales (i.e. en z en el *barrel*, en R en el *endcap*) con una precisión de $580 \mu\text{m}$.⁴ La resolución espacial en $R - \phi$ es de $16 \mu\text{m}$. En la región del *barrel* los módulos del SCT están dispuestos en 4 capas concéntricas ($R = 299, 371, 443, 514$ mm), mientras que en el *endcap* se arreglan en 9 discos transversales a la dirección del haz, como se observa en la Fig. 3.5.

TRT

El detector de radiación de transición (TRT) [95, 96] se ubica en la región externa del ID y ha sido diseñado para proveer varios puntos de impacto adicionales (~ 36) a los algoritmos de reconocimiento de patrones y de ajuste de trazas, además de ser útil en la identificación de partículas. Está basado en el uso de detectores gaseosos tubulares o *straws*, de 1.4 (0.35) m de longitud dispuestos de manera axial (radial) en el *barrel* (*endcap*), brindando cobertura en la región $|\eta| < 1$ ($|\eta| < 2$). Los tubos, de 4 mm de diámetro, utilizan una mezcla de Xe:CO₂:O₂ (en una relación 70:27:3), que ioniza al ser atravesado por partículas cargadas. Los electrones generados son colectados por un ánodo central de tungsteno bañado en oro, al cual derivan por la alta diferencia de potencial aplicada.⁵ El tiempo de deriva de los electrones hasta el ánodo se transforma en una medida de la distancia de la traza al mismo, con una resolución para el radio de deriva de $\sim 130 \mu\text{m}$.

Los tubos están rodeados de fibras de polipropileno con un índice de refracción diferente, por lo que las partículas que atraviesan el detector emiten radiación de transición en el régimen de los rayos X, con una intensidad proporcional al factor relativista $\gamma = E/m$. De esta forma, el TRT permite distinguir partículas cargadas pesadas (π^\pm) de aquellas más livianas (e^\pm).⁶ Los fotones radiados son absorbidos por el xenón en el gas del tubo, produciendo electrones primarios de una energía más alta que aquellos generados por ionización. La energía colectada en cada caso se determina aplicando dos umbrales diferentes en la electrónica de lectura. Así, cuando el TRT y los detectores de silicio miden una traza, la radiación de transición se utiliza como discriminante entre piones y electrones,

³permitiendo una reducción de costos y del número de canales de *read-out* necesarios.

⁴La lectura de las micro-bandas es binaria, por lo que el posicionamiento a lo largo de la misma es sólo posible a través de la intersección de las dos bandas (rotadas entre sí) atravesadas por la partícula.

⁵Las paredes del tubo son mantenidas a -1530 V, con el ánodo a tierra.

⁶dada la relación de masas $m(\pi^\pm)/m(e^\pm) \sim 237$.

complementando la información calorimétrica.

3.3.3 Calorímetros

El sistema de calorímetros de ATLAS (Fig. 3.6) ha sido diseñado para medir la energía y la posición de las partículas mediante la absorción de la energía depositada por las cascadas (o lluvias) de partículas secundarias que éstas generan en el material del mismo. Además, permite discriminar electrones y fotones de jets,⁷ medir el desbalance de energía transversa (E_T)⁸ y la selección *online* de eventos potencialmente interesantes (*trigger*), como se describe en la Sec. 3.4.

Este sistema incluye un calorímetro electromagnético (ECAL) y un calorímetro hadrónico (HCAL), con diferentes características motivadas por las distintas propiedades de las lluvias electromagnéticas y hadrónicas. A continuación se describen los detalles principales y las consideraciones de diseño de cada subsistema, a fin de satisfacer en cada caso los requerimientos de hermeticidad, resolución y linealidad, entre otros.

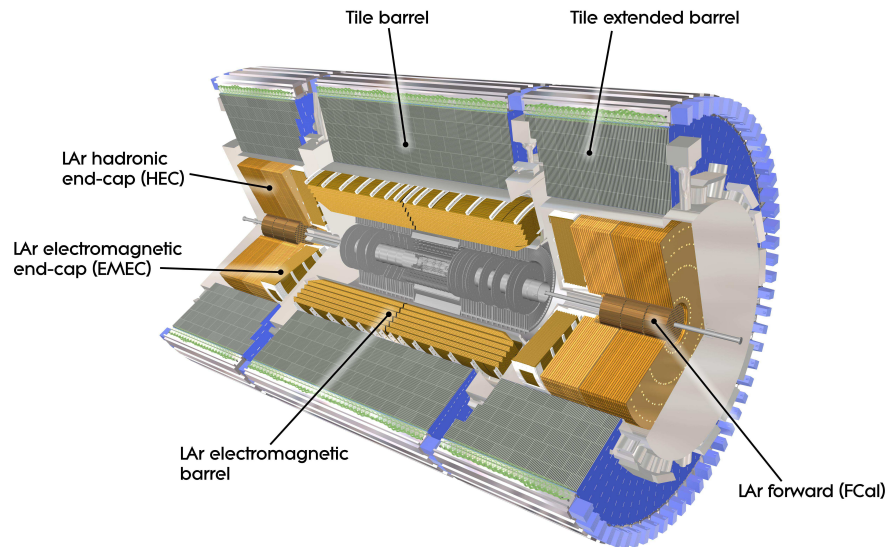


Figura 3.6. El sistema de calorímetros de ATLAS.

El calorímetro electromagnético (ECAL)

El ECAL es un calorímetro de muestreo inhomogéneo no compensado. Las partículas incidentes interactúan con el material absorbente (Pb), creando una lluvia de partículas cargadas y neutras. Las partículas cargadas ionizan el medio activo (argón líquido (LAr)) colocado entre las placas de plomo, donde los electrones liberados son colectados en un

⁷Mediante un *software* de reconstrucción dedicado es posible identificar también muones atravesando el calorímetro [97].

⁸causado por partículas débilmente interactuantes (e.g. neutrinos) que escapan la detección directa.

electrodo central de kapton/Cu hacia donde derivan por acción del campo eléctrico aplicado. La señal total en el medio activo (fracción de muestreo) es así proporcional a la energía total real de la partícula incidente. Esta técnica permite un diseño más compacto, conteniendo (idealmente) la totalidad de la energía de las lluvias electromagnéticas en el volumen del ECAL. Como se observa en la Fig. 3.7, las placas de plomo (así como los electrodos) poseen una forma de acordeón, lo que permite una cobertura total simétrica en ϕ (i.e. sin «cracks») y una lectura rápida de la señal en los electrodos.

El ECAL se divide en una parte central o *barrel* ($|\eta| < 1.475$) y dos *endcaps* a cada lado, conformados por dos ruedas coaxiales ($1.375 \leq |\eta| < 2.5$ y $2.5 \leq |\eta| < 3.2$) transversales al eje del haz. El *barrel* está compuesto por dos mitades, separadas por una pequeña distancia (4 mm) a $z = 0$, y segmentado longitudinalmente en tres capas de granularidad variable (Fig. 3.7). La primera capa, finamente segmentada en bandas (*strips*) de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.098$ (variando levemente con η en la región del *endcap*), provee excelente resolución de la posición en η de la lluvia electromagnética y permite discriminar entre pulsos simples (i.e. γ) y dobles (i.e. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Esta información es de vital importancia para el análisis de esta tesis, como se discutirá en los capítulos siguientes. En la segunda capa, con un espesor de $\sim 16 X_0$, se colecta la mayor fracción de la energía depositada por las lluvias electromagnéticas, donde la granularidad es $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$. La última capa está dedicada a medir la cola de la distribución de la energía depositada y distinguir las lluvias electromagnéticas de las hadrónicas, con una granularidad reducida de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.050 \times 0.025$. El espesor total atravesado por una partícula en el ECAL varía entre 22 y 33 X_0 , como función de η . En el *endcap*, la primer rueda está segmentada en tres capas con la misma granularidad que en el *barrel*, mientras que la segunda (a mayor η) posee una menor granularidad que varía con la pseudorapidez.

La distribución de material previo a los calorímetros se muestra en la Fig. 3.8 en términos de X_0 . Para estimar la pérdida de energía de las partículas incidentes que atraviesan este material, una capa extra del ECAL se coloca frente a las *strips* (Fig. 3.7). Este sub-detector, conocido como *presampler*, es una fina capa de LAr activo (1.1 cm de espesor en el *barrel*, 0.5 cm en el *endcap*), con una granularidad de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$ y es utilizado para corregir la energía depositada en el ID en la región $|\eta| < 1.8$.

En la región de transición entre el *barrel* y el *endcap* del ECAL se encuentra una zona no instrumentada, por donde se conecta el detector interno con los servicios fuera del criostato. La resolución en la posición y la energía reconstruida de los electrones y fotones que yacen en esta región ($1.37 \leq |\eta| < 1.52$) —comúnmente referida como *crack*— es considerablemente afectada. Aún más, las *strips* de la primera capa del ECAL se extienden sólo hasta $|\eta| < 2.37$. Por todo esto, en la mayoría de los análisis (y en el de esta tesis en particular) se requiere que los candidatos a fotones sean reconstruidos en la región ($|\eta| < 1.37 \parallel 1.52 \leq |\eta| < 2.37$).

La resolución de energía del ECAL ha sido parametrizada utilizando los datos colectados en el 2010 como $\sigma(E)/E = a/\sqrt{E}(\text{GeV}) \oplus c$, donde la contribución más importante

Calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico de ATLAS (HCAL) [99] cubre el rango de pseudorapidez $|\eta| < 4.9$ usando diferentes tecnologías, dependiendo del valor de η .

El *Tile Calorimeter* (TileCal) se ubica detrás del ECAL y se divide en dos componentes: el *barrel*, que cubre la región $|\eta| < 1.0$, y dos *endcaps* extendidos en el rango $0.8 < |\eta| < 1.7$. El TileCal es un calorímetro de muestreo que utiliza acero como material absorbente y tejas centelladoras plásticas como material activo (Fig. 3.9). Las tejas están dispuestas en un patrón periódico, conectando cada teja a una fibra de cambio de longitud de onda que guía la luz producida por el paso de las partículas hacia un tubo fotomultiplicador. Este arreglo se extiende radialmente ($R = 2.28 - 4.25$ m) y está segmentado longitudinalmente en tres capas, de $(1.5, 4.1, 1.8) \lambda$ ⁹ de espesor en el *barrel* y $(1.5, 2.6, 3.3) \lambda$ en los *endcaps*.

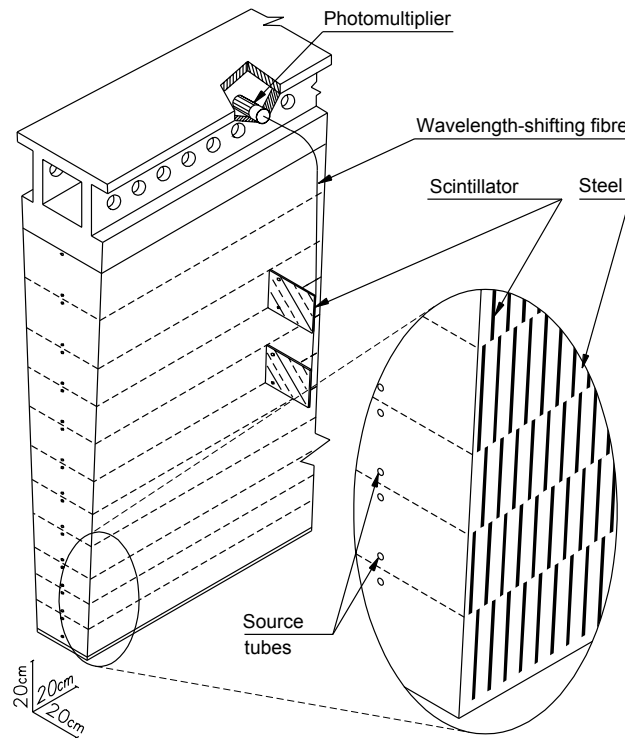


Figura 3.9. Diagrama esquemático de la estructura del TileCal y de la lectura óptica correspondiente a una cuña en la dirección ϕ .

En la región del *endcap* ($1.5 < |\eta| < 3.2$) se encuentra un calorímetro hadrónico de muestreo (HEC) con placas de cobre como absorbente y argón líquido como material activo, por lo que comparte el criostato con el ECAL. Cada *endcap* está compuesto de dos ruedas, una detrás de la otra, con las placas planas de cobre dispuestas en el plano $R - \phi$. La distancia entre placas es separada en cuatro espacios de 1.8 mm por la presencia de tres

⁹La longitud de interacción nuclear (λ) es la distancia media que viaja una partícula hadrónica antes de experimentar una interacción nuclear inelástica.

electrodos de C/kapton, evitando la creación de iones y permitiendo una configuración de alto voltaje relativamente menor al caso de lectura simple. La granularidad (al igual que en el TileCal) es de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ (0.2×0.2) en la región $|\eta| < 2.5$ ($2.5 < |\eta| < 3.2$), donde la lectura se realiza en un arreglo de celdas proyectivas en η apuntando hacia el punto de interacción.

El *Forward Calorimeter* (FCAL) es un calorímetro de muestreo que extiende la cobertura del sistema calorimétrico a $|\eta| < 4.9$ (Fig. 3.6), coaxial a la dirección del haz y ubicado a 4.7 m a cada lado del punto de interacción (a fin de reducir el flujo de neutrones). Está compuesto por tres capas: una para la detección de partículas electromagnéticas que utiliza LAr (Cu) como material activo (absorbente), y dos capas externas para la detección de partículas hadrónicas donde el absorbente es reemplazado por tungsteno (para asegurar la contención de las lluvias hadrónicas). La resolución de energía puede ser parametrizada en este caso como $\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ en la región $|\eta| < 3.2$ y $\sigma(E)/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ para $|\eta| < 4.9$, según las especificaciones de diseño.

3.3.4 El espectrómetro de muones

Los muones de alto p_T generados en la colisión tienen un gran poder de penetración, dada su baja probabilidad de interacción. Debido a esto, el espectrómetro de muones de ATLAS (MS) [100] se encuentra situado en la parte externa del detector, alrededor del sistema toroidal de imanes. El núcleo de aire de estos últimos minimiza los efectos de dispersión múltiple, logrando así—dado el tamaño de los imanes y la intensidad del campo magnético— una excelente resolución en la medida del momento transversal, $\sigma_{p_T}/p_T = 5$ (10) % para $p_T^\mu = 10$ (1000) GeV.

Como se observa en la Fig. 3.10, el MS está compuesto por diferentes tipos de cámaras de detección de muones, destinadas a la medición precisa de su momento transversal o a su rápida identificación para el sistema de trigger. En la región del *barrel*, estas cámaras están dispuestas en capas cilíndricas concéntricas y coaxiales al eje del haz con radios de 5, 7.5 y 10 m. En el *endcap*, se disponen en cuatro discos concéntricos perpendiculares al haz ubicados a 7.4, 10.8, 14 y 21.5 m del punto de interacción.

Las cámaras de MDTs (*Monitored Drift Tubes*) son responsables de la mayoría de las medidas de precisión en el MS, en la región $|\eta| < 2.7$. Cada cámara es un arreglo multicapa de tubos de aluminio con un ánodo central de tungsteno, que contienen una mezcla de gases Ar:CO₂ (93:7). El tiempo de deriva de los electrones de ionización creados por el paso de los muones en el gas es transformado en una medida del radio de deriva, i.e. la distancia de la partícula al ánodo, con una resolución típica de ~ 80 μm por tubo (~ 35 μm por cámara). En la región del *endcap*, el flujo de partículas esperado cerca del tubo del haz es demasiado alto para los MDTs (150 Hz/cm²). Por esta razón, en el disco interno más cercano al punto de interacción se ubican en su lugar las *Cathode Strip Chambers* (CSCs), que poseen alta resolución espacio-temporal y brindan cobertura

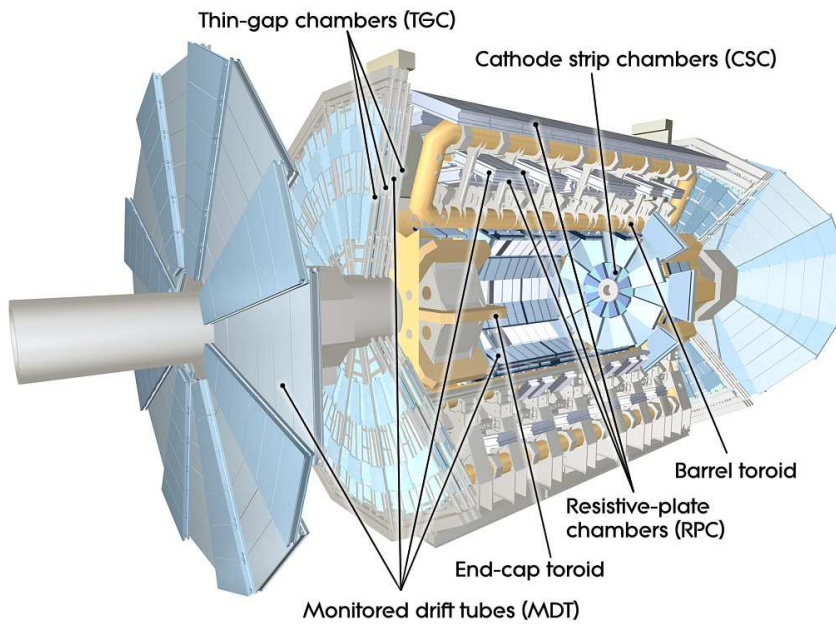


Figura 3.10. Espectrómetro de muones de ATLAS. Con una superficie total de $\sim 5000 \text{ m}^2$ es el subdetector más grande de ATLAS y el mayor responsable de su tamaño característico.

en la región $2.0 < |\eta| < 2.7$. Las CSCs son cámaras proporcionales multi-filamento, con ánodos radiales y capas segmentadas de cátodos dispuestos paralela y perpendicularmente a éstos, brindando información en el plano $\eta - \phi$. La medida de la carga que la avalancha de electrones creada cerca del ánodo induce en los cátodos se traduce en la medida de la posición de la partícula incidente, con una resolución espacial de $40 \mu\text{m}$ (5 mm) en R (ϕ). El gas utilizado es una mezcla $\text{Ar}:\text{CO}_2:\text{CF}_4$, lo que asegura una baja sensibilidad al flujo de fotones ($\sim 1\%$) y neutrones ($< 10^{-4}$).

Las *Resistive Plate Chambers* (RPCs) proveen una estimación rápida del momento de los muones al primer nivel del trigger (Sec. 3.4.1) en la región del *barrel* ($\eta < 1.05$) y la información temporal requerida por los MDTs. Las RPCs miden la descarga ocasionada entre dos placas resistivas paralelas sometidas a una alta diferencia de potencial, tras la ionización del volumen de gas interno¹⁰ causada por el paso de muones energéticos. Su resolución temporal es de 2-5 ns, a costa de una degradación en la resolución espacial ($\sim 10 \text{ mm}$ en η y ϕ). En la zona del *endcap* ($1.05 < |\eta| < 2.4$), la información del trigger de muones es provista por las *Thin Gap Chambers* (TGCs). Similares a las CSCs, las TGCs son cámaras proporcionales multi-filamento, con una resolución espacial típica de 2-6 (3-7) mm en R (ϕ).

¹⁰La mezcla de gases utilizada es $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4:\text{Iso} - \text{C}_4\text{H}_{10}:\text{SF}_6$ (en una relación 94.7:5:0.3).

3.4 El sistema de Trigger

Bajo las condiciones nominales de diseño del LHC, la tasa de interacción protón-protón en el LHC será de $\mathcal{O}(1 \text{ GHz})$, considerando una frecuencia de *bunch crossing* de 40 MHz y ~ 23 interacciones por cruce. Dado que la mayoría de los eventos no son de interés para los análisis más relevantes en ATLAS (i.e. de baja energía) y debido a las limitaciones de almacenamiento y del poder de cómputo, el flujo de datos incidente debe ser reducido al máximo permitido para su almacenamiento permanente ($\sim 200 \text{ Hz}$). El tamaño típico por evento es de $\sim 1.5 \text{ MB}$, lo que resulta en un ancho de banda requerido de $\sim 300 \text{ MB/s}$. Esta reducción se logra mediante una rápida y eficiente preselección de eventos, conocida como «trigger». El sistema de trigger de ATLAS [101] está organizado en tres niveles jerárquicos: *Level 1* (L1), *Level 2* (L2) y el *Event Filter* (EF), donde los dos últimos conforman 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. El sistema de adquisición de datos (DAQ) transfiere y almacena los datos seleccionados por el trigger. La Fig. 3.11 muestra un esquema del sistema de Trigger-DAQ (TDAQ) de ATLAS [102, 103].

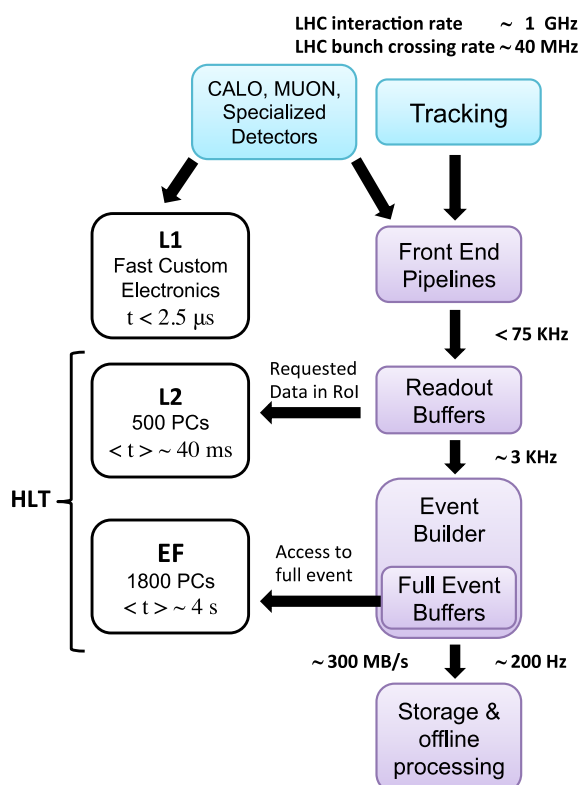


Figura 3.11. Diagrama esquemático del sistema de niveles del trigger y del flujo de datos en ATLAS. La frecuencia de lectura a la salida de cada nivel corresponde a los parámetros de diseño del LHC.

3.4.1 Level 1

El primer nivel del trigger se encarga de la selección inicial, reduciendo la frecuencia de eventos que pasarán al siguiente nivel a ~ 75 kHz. Debido al tamaño limitado de las memorias temporales (*buffers*) donde se guardan los datos de cada subdetector y al considerable tiempo de vuelo de las partículas hasta el espectrómetro de muones, la decisión debe tomarse en una escala de tiempo muy limitada ($2.5 \mu\text{s}$). El *Level 1*, basado en *hardware* dedicado,¹¹ selecciona objetos de alto p_T construidos a partir de la información de varios subdetectores. Los muones son identificados en las cámaras de trigger descriptas en la Sec. 3.3.4, mientras que la información de los calorímetros —con una resolución reducida— se utiliza para identificar electrones, fotones, jets y taus decayendo hadrónicamente.¹² La posición de cada objeto encontrado define una «región de interés» (RoI) en un evento potencialmente interesante, que se extiende como un cono desde el punto de interacción a lo largo del detector.

En el calorímetro, el L1 se basa en las señales analógicas obtenidas en cada *trigger tower* (i.e. suma de celdas en una ventana $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$), definida separadamente para el ECAL y el HCAL (Fig. 3.7). El trigger de muones en el L1 utiliza las medidas de las trayectorias en las diferentes estaciones de las cámaras de trigger: las RPCs en la región del *barrel* y las TGCs en los *endcaps*. La aceptación geométrica del L1 trigger está ligada al diseño del detector, donde las medidas de precisión en los calorímetros y la cobertura del detector interno están limitadas a la región $|\eta| < 2.5$. El trigger de fotones, electrones, muones y taus debe asegurar la cobertura en esta región. En el caso del trigger de jets, las *trigger towers* se extienden hasta $|\eta| < 3.2$, mientras que para el cálculo de la energía transversa total (perdida) se utiliza todo el sistema calorimétrico (i.e. $|\eta| < 4.9$).

Los resultados de los subsistemas del trigger son procesados en el *Central Trigger Processor* (CTP), en donde se aplica una serie de selecciones («menú») definidas como una combinación de criterios individuales, que pueden ser ajustados según la luminosidad y los requerimientos físicos particulares de cada toma de datos. Un total de 256 configuraciones («ítems») están disponibles en el L1, donde se programa el tipo de RoI (EM, TAU, JET, etc.) y los umbrales de energía total y de aislamiento requeridos en cada caso. Por ejemplo, el ítem L1_EM14 acepta eventos donde al menos un cluster en el calorímetro electromagnético posee $E_T \geq 14$ GeV.

3.4.2 High Level Trigger (HLT)

El segundo nivel del trigger (L2) se centra únicamente en las RoIs donde el L1 encontró actividad, combinando información de todos los subdetectores dentro de cada una ($\sim 2\%$ de la cobertura total del detector). El L2 consiste de una serie de algoritmos de

¹¹Circuitos integrados programables (FPGA=*Field-Programmable Gate Array*) o específicamente diseñados (ASIC=*Application-Specific Integrated Circuit*).

¹²El L1 aplica también criterios sobre la energía transversa total y aquella que escapa la detección (E_T).

reconstrucción y selección especializados, diseñados para reducir la frecuencia de eventos hasta aproximadamente 1 kHz. Estos algoritmos están implementados en clusters de procesamiento dedicados (*PC farms*) que analizan cada evento dentro de un tiempo de latencia medio de ~ 40 ms. El menor flujo de información en este nivel del trigger permite calcular las variables calorimétricas con mayor precisión y hacer uso de la información de las trazas reconstruidas, haciendo posible la distinción entre fotones y electrones, y el rechazo de fondo proveniente en su mayoría de jets.¹³ En general, si bien la selección se basa en las mismas variables que la identificación *offline* descrita en la sección 5.2 (sobre las características de las lluvias electromagnéticas), los valores de corte en cada variable son relajados (o a lo sumo igualados) respecto a la selección *offline*, para evitar el rechazo prematuro de candidatos que satisfacen los criterios identificación durante el análisis final.

La última etapa de la selección del trigger se lleva a cabo en el *Event Filter* (EF), que reduce la frecuencia de eventos a ~ 200 Hz (~ 300 MB/s). En este nivel se tiene acceso a toda la información del evento en los distintos subdetectores de ATLAS, con la máxima granularidad e incluyendo detalles sobre la calibración de energía de los calorímetros, la alineación de los subdetectores y el mapa de campo magnético. El tiempo de latencia relativamente largo disponible para tomar la decisión final sobre el evento ($\langle t \rangle \sim 4$ s) permite la reconstrucción completa del mismo, y el refinamiento de las variables y criterios de selección al nivel de aquellos implementados en el análisis *offline*. Los eventos aceptados por el EF son finalmente grabados a disco y distribuidos, accesibles *offline* para todos los análisis subsecuentes.

Cabe mencionar que el sistema de TDAQ permite —en principio— una tasa de procesamiento/almacenamiento por encima de estos parámetros de diseño, por períodos cortos de tiempo. Por ejemplo, durante el período de más baja luminosidad instantánea en el 2010 ($\mathcal{L} \sim 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) se alcanzaron frecuencias de lectura a la salida del EF de ~ 600 Hz, para beneficiar los primeros análisis físicos de ATLAS. Asimismo, el tiempo medio de procesamiento por evento del EF fue de ~ 400 ms, muy por debajo del esperado.

Al igual que en el Level 1, en cada nivel del HLT se configuran ciertos criterios («*signatures*») según el tipo y multiplicidad de la partícula que se busca en el evento, y el conjunto de cortes de identificación aplicado. La nomenclatura adoptada como convención en el trigger de ATLAS tiene la forma general `L_ipX_Y`, donde L es el nivel del trigger (L2,EF), i la multiplicidad, p la partícula de interés (e.g. `g` = fotón, `e` = electrón), X el p_T mínimo requerido e Y el tipo de identificación aplicada (*loose*, *tight*, etc. según se describe en la Sec. 5.2).¹⁴ Las *signatures* del L2/EF y su ítem asociado en el L1 (i.e. el que pasa las RoIs al L2) definen en conjunto una de las «cadenas» del trigger, que toman el nombre de la *signature* del HLT (i.e. `ipX_Y` según la convención anterior) y conforman el «menú» final del trigger.

¹³En el trigger de electrones, la asociación espacial de las trazas en el ID con el cluster electromagnético del ECAL aumenta el poder de rechazo de falsos candidatos (i.e. hadrones).

¹⁴En el caso de *signatures* compuestas, se concatenan los bloques `_ipX_Y` correspondientes.

Para cada ítem (*signature*) del trigger en el L1 (L2/EF) se puede asignar además un factor de escala o *prescale* (PS), que define la frecuencia con la que un dado ítem/*signature* es evaluado por el trigger (i.e. sólo en uno de cada PS eventos). Se habla de una cadena de trigger «*unprescaled*» si su factor de escala es PS=1 en cada nivel (i.e. si es evaluada evento a evento). La asignación de estos factores se hace incluso dinámicamente durante una toma de datos, para tener en cuenta el descenso de la luminosidad instantánea con el tiempo y mantener la tasa de procesamiento aproximadamente constante.

3.5 Modelo computacional y distribución de datos

El modelo computacional de ATLAS está diseñado para permitir a todos los miembros de la colaboración un acceso ágil, directo y distribuido a la gran cantidad de datos colectados por el detector (\sim PB/año), así como a las diversas simulaciones MC. El modelo se basa en la tecnología GRID, compartiendo el poder de procesamiento y la capacidad de almacenamiento disponibles en distintos centros de cómputo asociados alrededor del mundo.

El *software* de ATLAS se desarrolla dentro un entorno C++ común llamado ATHENA [104–106], basado en el proyecto GAUDI [107]. Todo el procesamiento de los datos en ATLAS se realiza dentro de este entorno, incluyendo la implementación y configuración del HLT, la simulación de la respuesta del detector, la generación de las muestras MC de los distintos procesos físicos, y la reconstrucción y análisis de los datos.

Los eventos aceptados por el trigger deben ser procesados para reducir su tamaño y ser utilizados para los análisis *offline*. A la salida del EF, los eventos son almacenados como *Raw Data Objects* (RDOs). Luego de aplicar los algoritmos de reconstrucción y calibración, las colecciones de los distintos objetos físicos obtenidas (fotones, electrones, etc.) son almacenadas en formato ESD (*Event Summary Data*) y AOD (*Analysis Data Object*), una versión reducida del primero (\sim 100 kB/evento). A partir de las ESDs/AODs, se ha definido un formato de datos significativamente más pequeño (10-15 kB/evento) conocido como D3PD (*Derived Physics Data*), sobre el que se realiza el análisis final. Las D3PDs son archivos («*ntuples*»), accesibles vía el entorno de análisis de datos ROOT [108], que contienen un conjunto de variables para diferentes objetos físicos, según las necesidades de cada grupo de análisis dentro de ATLAS. Para el análisis de esta tesis, se utilizaron las D3PDs definidas y producidas en forma centralizada por el *SM Direct Photon group*.

La misma cadena de reconstrucción y distribución se aplica a las simulaciones Monte Carlo, a fin de conservar un modelo de análisis único y garantizar la consistencia en la comparación de éstas con los datos experimentales.

4

DATOS Y SIMULACIONES. SELECCIÓN DE EVENTOS

Desde principios del año 2010, ATLAS ha registrado las colisiones pp provistas por el LHC a una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 7$ TeV. En este capítulo se detallan la muestra de datos en la que se basa el análisis de esta tesis (Sec. 4.1) y la serie de simulaciones Monte Carlo utilizadas para el estudio de los procesos de producción de fotones directos y del fondo de QCD (Sec. 4.2). En la Sec. 4.3 se describe la selección de eventos aplicada, seguida de la preselección de candidatos y la definición de la región cinemática donde se realizará la medida final de la sección eficaz, presentada en el Cap. 8.

4.1 Muestras de Datos

El análisis desarrollado en esta tesis se basa en los datos de colisiones pp producidas por el LHC a una energía de centro de masa de 7 TeV, colectadas por el experimento ATLAS durante todo el año 2010. Estos datos corresponden a una luminosidad integrada de $34.6 \pm 1.2 \text{ pb}^{-1}$ [109] y comprenden los períodos G-I (Tabla 4.1), durante los cuales se mantuvo una configuración similar de los parámetros del acelerador (e.g. *pile-up*). Debido, principalmente, a la distinta configuración del trigger de fotones durante los primeros meses de la toma de datos, los períodos A-F han sido excluidos, resultando en una pérdida de $\sim 3 \text{ pb}^{-1}$ (Fig. 4.1(a)).

La estructura del haz de protones del LHC durante estos períodos comprende grupos de 8 *bunches* (*bunch trains*) con una separación mínima de 150 ns entre *bunches* y de 225 ns entre grupos. La luminosidad instantánea máxima fue de $L_{\text{max}} = 2.1 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (*Run 167607*), con una estructura de 348 *bunches* distribuidos en 46 grupos. El número medio de interacciones por cruce de haces (*bunch crossing* (BC)), $\langle \mu \rangle$, varía de ~ 2 (período G) a ~ 4 (período I), como se observa en la Fig. 4.1(b).

Debido a esta estructura de *bunches* y al creciente número de interacciones por BC, es

Tabla 4.1. Luminosidad integrada en los períodos de toma de datos considerados en este análisis, calculada luego de aplicar la `EgammaGRL` y el trigger de fotones `g40_loose`.

Período	Sub-período	Run	Luminosidad integrada [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]
G	G1-G6	165591 - 166383	6693.18
H	H1-H2	166466 - 166964	7069.86
I	I1- I2	167575 - 167844	20787.14
Total			34550.2

de esperar en este análisis ciertos efectos de *pile-up*, tanto *in-time* (i.e. de otras colisiones en el mismo BC) como *out-of-time* (i.e. de BCs previos, dentro del tiempo de respuesta del ECAL). La distribución del número de vértices primarios reconstruidos en el evento, considerados como una medida del *in-time pile-up* presente, se puede observar en la Fig. 4.2 para el conjunto de datos analizado en esta tesis (Véase Sec. 4.3.2 para más detalles).

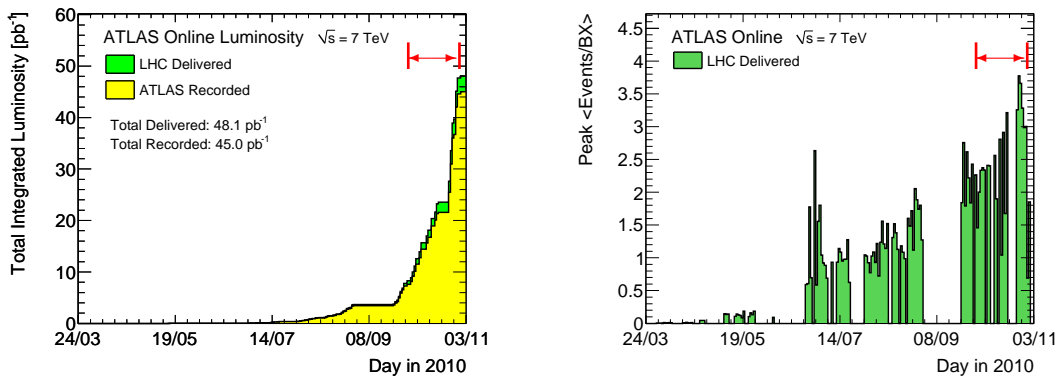


Figura 4.1. Luminosidad integrada (a) y número medio de interacciones por colisión $\langle \mu \rangle$ (b) durante el año 2010. Los intervalos en rojo indican los períodos utilizados en el análisis de esta tesis.

4.2 Simulaciones Monte Carlo

A fin de estudiar las características de los eventos de señal y fondo, diversas muestras Monte Carlo han sido simuladas usando el generador PYTHIA v6.4.21 [36], descrito en la Sec. 2.4.1. Los parámetros de generación han sido configurados según la definición oficial de ATLAS (*tune* AMBT1 [110]), con las funciones de distribución partónicas a LO* MRST2007 [111]. La respuesta del detector es simulada mediante el programa GEANT 4 [49]. Para obtener una descripción más realista de las condiciones experimentales descritas en la sección anterior, tanto el *in-time pile-up* ($\langle \mu \rangle = 2.2$) como la estructura del haz (150 ns entre *bunches*, 225 ns entre grupos) son incluidos en la simulación en la instancia de digitalización. Finalmente, estas muestras son reconstruidas con los mismos

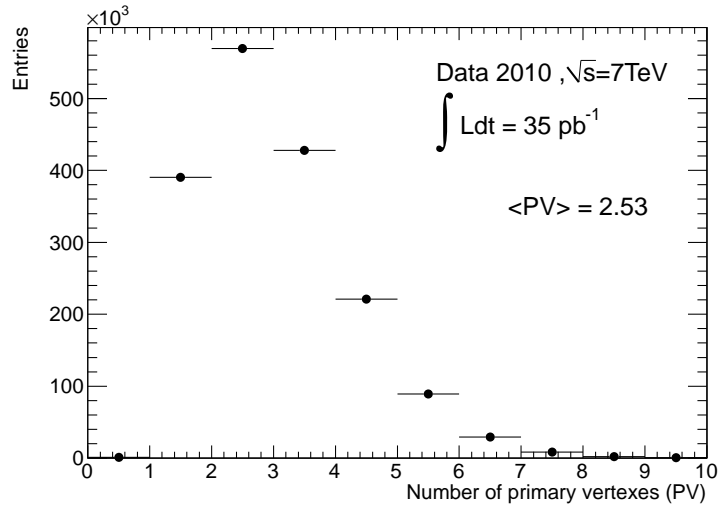


Figura 4.2. Número de vértices primarios reconstruidos por evento en la muestra seleccionada para este análisis, correspondiente a los períodos G-I.

Tabla 4.2. Procesos elementales incluidos en las muestras de QCD simuladas con PYTHIA.

	Proceso	PYTHIA subcode
FONDO	$q_i q_j \rightarrow q_i q_j$	11
	$q_i \bar{q}_i \rightarrow q_k \bar{q}_k$	12
	$q_i q_i \rightarrow gg$	13
	$q_i g \rightarrow q_i g$	28
	$gg \rightarrow q_k \bar{q}_k$	53
	$gg \rightarrow gg$	68
	$q_i \bar{q}_i \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$	81
	$gg \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$	82
SEÑAL	$q_i \bar{q}_i \rightarrow g\gamma$	14
	$q_i g \rightarrow q_i \gamma$	29

algoritmos utilizados para los datos. Para estimar las incertezas sistemáticas introducidas por la elección del generador MC y del modelo de las lluvias partónicas, muestras alternativas son producidas con HERWIG 6.5 [37] (Sec. 2.4.2) usando la configuración de parámetros AUET1 [112], nuevamente la oficial en ATLAS. Para más detalles sobre la generación de eventos y los modelos de simulación en ATLAS véase [113].

Para el estudio de los procesos de fondo y de la contaminación de éstos en la selección de señal, se generan diversas muestras donde todos los sub-procesos $2 \rightarrow 2$ de QCD relevantes son incluidos¹ (Tabla 4.2). Dado que el espectro de producción de estos procesos decae rápidamente como función de la energía transversa de los partones (o fotones) producidos, y por ende el de los falsos candidatos reconstruidos *a posteriori*, una serie de filtros es aplicada antes de la simulación completa para asegurar suficiente estadística en todo el

¹en HERWIG, las muestras de QCD sólo contienen los procesos de fondo de la Tabla 4.2.

DATOS & MC. SELECCIÓN DE EVENTOS.

Tabla 4.3. Simulaciones Monte Carlo usadas en el presente análisis. Las muestras de QCD contienen tanto los procesos de señal como los más relevantes del fondo, detallados en la Tabla 4.2. El filtro aplicado en cada caso asegura una buena estadística total para el estudio de señal y de falsos candidatos en la selección de fotones a alto p_T .

ID	Proceso	σ [pb]	Filtro			Eventos	Luminosidad equivalente [pb ⁻¹]	Generador
			Tipo	Corte [GeV]	Eficiencia			
Geometría nominal G (ATL-GEO-16-00-00)								
105802	QCD	$1.1 \cdot 10^9$	1 jet	17	$7.41 \cdot 10^{-2}$	9982561	$1.17 \cdot 10^{-1}$	PYTHIA
105807	QCD	$5.5 \cdot 10^7$	1 jet	35	$1.41 \cdot 10^{-1}$	4993048	$6.42 \cdot 10^{-1}$	PYTHIA
105814	QCD	$3.2 \cdot 10^6$	1 jet	70	$2.05 \cdot 10^{-1}$	998341	1.54	PYTHIA
105815	QCD	$1.1 \cdot 10^5$	1 jet	140	$3.36 \cdot 10^{-1}$	994829	$2.75 \cdot 10^1$	PYTHIA
105812	QCD	$6.2 \cdot 10^3$	1 jet	240	$4.33 \cdot 10^{-1}$	998093	$3.68 \cdot 10^2$	PYTHIA
115802	QCD	$1.1 \cdot 10^9$	1 prompt γ	17	$1.81 \cdot 10^{-4}$	996859	4.81	PYTHIA
115803	QCD	$5.5 \cdot 10^7$	1 prompt γ	35	$3.22 \cdot 10^{-4}$	995727	$5.66 \cdot 10^1$	PYTHIA
115804	QCD	$3.2 \cdot 10^6$	1 prompt γ	70	$4.72 \cdot 10^{-4}$	997426	$6.69 \cdot 10^2$	PYTHIA
115809	QCD	$1.1 \cdot 10^5$	1 prompt γ	140	$8.43 \cdot 10^{-4}$	996300	$1.10 \cdot 10^4$	PYTHIA
115810	QCD	$2.6 \cdot 10^3$	1 prompt γ	280	$1.34 \cdot 10^{-3}$	996711	$2.83 \cdot 10^5$	PYTHIA
115872	QCD	$9.1 \cdot 10^8$	1 prompt γ	17	$1.08 \cdot 10^{-4}$	990434	$1.04 \cdot 10^1$	HERWIG
115873	QCD	$4.4 \cdot 10^7$	1 prompt γ	35	$1.08 \cdot 10^{-4}$	987668	$2.08 \cdot 10^2$	HERWIG
115805	QCD	$2.5 \cdot 10^6$	1 prompt γ	70	$1.63 \cdot 10^{-4}$	943941	$2.26 \cdot 10^3$	HERWIG
108087	γ -jet	$2.2 \cdot 10^5$	1 prompt γ	17	$4.61 \cdot 10^{-1}$	4994237	$4.79 \cdot 10^1$	PYTHIA
108081	γ -jet	$1.7 \cdot 10^4$	1 prompt γ	35	$6.04 \cdot 10^{-1}$	1994599	$1.91 \cdot 10^2$	PYTHIA
108082	γ -jet	$1.5 \cdot 10^3$	1 prompt γ	70	$6.63 \cdot 10^{-1}$	998666	$9.91 \cdot 10^2$	PYTHIA
108083	γ -jet	83.5	1 prompt γ	140	$7.98 \cdot 10^{-1}$	998371	$1.50 \cdot 10^4$	PYTHIA
108084	γ -jet	3.2	1 prompt γ	280	$8.56 \cdot 10^{-1}$	995770	$3.58 \cdot 10^5$	PYTHIA
108090	γ -jet	$2.0 \cdot 10^5$	1 prompt γ	17	$4.65 \cdot 10^{-1}$	4972184	$5.44 \cdot 10^1$	HERWIG
108091	γ -jet	$1.5 \cdot 10^4$	1 prompt γ	35	$6.02 \cdot 10^{-1}$	1819630	$2.04 \cdot 10^2$	HERWIG
108092	γ -jet	$1.38 \cdot 10^3$	1 prompt γ	70	$6.51 \cdot 10^{-1}$	997626	$1.19 \cdot 10^3$	HERWIG
108093	γ -jet	70.0	1 prompt γ	140	$7.75 \cdot 10^{-1}$	999285	$1.85 \cdot 10^4$	HERWIG
108094	γ -jet	2.7	1 prompt γ	280	$8.26 \cdot 10^{-1}$	998756	$4.55 \cdot 10^5$	HERWIG
Geometría distorsionada G' (ATL-GEO-16-11-00)								
115802	QCD	$1.1 \cdot 10^9$	1 prompt γ	17	$1.81 \cdot 10^{-4}$	99987	$4.82 \cdot 10^{-1}$	PYTHIA
115803	QCD	$5.5 \cdot 10^7$	1 prompt γ	35	$3.22 \cdot 10^{-4}$	99926	5.65	PYTHIA
115804	QCD	$3.2 \cdot 10^6$	1 prompt γ	70	$4.72 \cdot 10^{-4}$	99928	$6.67 \cdot 10^1$	PYTHIA
115809	QCD	$1.1 \cdot 10^5$	1 prompt γ	140	$8.42 \cdot 10^{-4}$	99895	$1.10 \cdot 10^3$	PYTHIA
115810	QCD	$2.6 \cdot 10^3$	1 prompt γ	280	$1.34 \cdot 10^{-3}$	99844	$2.83 \cdot 10^4$	PYTHIA

rango de E_T bajo estudio. Estos filtros requieren que la energía transversa en una región $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.18 \times 0.18$ alrededor de la partícula de interés supere un cierto umbral, emulando la selección a nivel calorimétrico del primer nivel del trigger. La eficiencia de este requerimiento es típicamente $< 10\%$. Varias muestras fueron utilizadas en este análisis, con el umbral de energía transversa del jet variando entre 17 y 240 GeV.² La lista detallada,

²conocidas como «JFXX» dentro de ATLAS, donde XX indica el requerimiento en E_T del filtro aplicado.

junto con su equivalente luminosidad integrada, se presenta en la Tabla 4.3.

Para evitar posibles efectos introducidos por el umbral de E_T del filtro, un umbral superior es utilizado a nivel de la reconstrucción en cada caso. Así, por ejemplo, se ha probado que los efectos de un umbral de filtro de 17 GeV son despreciables para energías transversas > 20 GeV.

Todas las muestras de QCD simuladas con PYTHIA contienen procesos tanto de señal como de fondo. La señal incluye fotones directos provenientes de la interacción dura a LO ($q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ ó $qg \rightarrow q\gamma$) y fotones de fragmentación. Los falsos candidatos son mayormente fotones producto del decaimiento de π^0 y η .

Muestras de señal fueron además generadas, conteniendo procesos con un fotón en el estado final, con dos tipos de filtros aplicados previo a la simulación completa. La primera clase de simulaciones³ contiene fotones originados en la interacción dura o producto de la radiación QED de los quarks en interacción, así como fotones de fragmentación. Los eventos generados en estas muestras son similares a las de QCD ya mencionadas (i.e. los mismos sub-procesos de la Tabla 4.2 son incluidos), pero un filtro es aplicado antes de la simulación total para retener eventos con al menos un fotón generado con impulso transversal por encima de un cierto umbral, que varía entre 17 y 280 GeV para las muestras utilizadas en este trabajo. El segundo tipo de muestras consiste en eventos γ +jet a LO, conteniendo sólo fotones producidos vía $qg \rightarrow q\gamma$ y $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ con un p_T por encima de los mismos umbrales de la clase anterior. La contribución del proceso NLO $gg \rightarrow g\gamma$ a la sección eficaz total es despreciable dentro de los regímenes cinemáticos de este estudio, por lo que no son incluidos en la simulación. Ambas clases de muestras son empleadas para estudiar la eficiencia de reconstrucción e identificación, la pureza de señal en la muestra seleccionada y el efecto de los diferentes generadores MC (PYTHIA y HERWIG) en la estimación de las anteriores.

Para estudiar el impacto de la distribución de material frente al ECAL en los diversos pasos de la selección de fotones, se han simulado las mismas muestras de señal mencionadas, pero con una geometría del detector diferente («distorsionada»)⁴. En esta descripción, se asume mayor cantidad de material en el volumen total del ID (5% global) y en los criostatos que contienen al ECAL, y hasta un 20% de material extra en áreas específicas del ID donde la estimación del material presente es más incierta (e.g. las estructuras de soporte del Pixel/SCT). El incremento de material frente al calorímetro electromagnético tiende, en general, a degradar la resolución del mismo y las eficiencias de reconstrucción e identificación de fotones.

En todos los estudios de señal y fondo descritos en los capítulos siguientes, los candidatos a fotones reconstruidos son asociados espacialmente con las partículas simuladas (*truth particles*), y clasificados como señal o fondo haciendo uso de la información de los ancestros de estas últimas. Esta asociación ha sido optimizada para garantizar una alta

³ conocidas como «DPXX» dentro de ATLAS, donde XX indica el requerimiento en E_T del filtro aplicado.

⁴ ATL-GEO-16-11-00, referida como G' dentro de ATLAS.

eficiencia y permitir clasificar tanto candidatos reales como falsos. Primeramente, se seleccionan todas las partículas estables simuladas en el estado final, con $p_T > 1$ GeV en el caso de partículas cargadas. Se las extrapola luego al 2^{do} compartimiento del ECAL para obtener las coordenadas (η^t, ϕ^t) y tener en cuenta así efectos geométricos debido al desplazamiento del vértice primario, la curvatura de los falsos candidatos por acción del campo magnético, etc. La asociación final con las coordenadas del baricentro del cluster electromagnético (η^c, ϕ^c) se realiza de la siguiente forma, siguiendo el esquema de la Fig. 4.3:

4.3:

1. en una elipse central (en violeta) de 0.025×0.050 en el espacio $\eta - \phi$ (\sim el tamaño del cluster del fotón de 3×5 celdas (en naranja)) :
 - (a) elegir el fotón con más alto p_T , probablemente responsable de la mayor deposición de energía en el cluster
 - (b) si no hay fotones, elegir la partícula con más alto p_T
2. si no se ha encontrado asociación en la elipse, dentro de un cono de radio $R = 0.1$ (en azul), escoger la partícula más cercana al baricentro del cluster, i.e. que minimiza

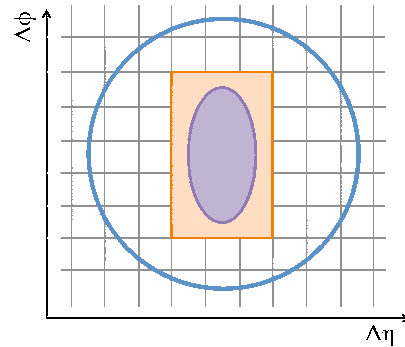


Figura 4.3. Esquema de las regiones definidas en la lógica de asociación cluster \leftrightarrow partícula.

$$\Delta R^2 = (\eta^t - \eta^c)^2 + (\phi^t - \phi^c)^2$$

4.3 Selección de eventos

Los datos utilizados para el análisis de esta tesis, son preseleccionados según diversos criterios de calidad sobre las condiciones de funcionamiento del detector al momento de ser colectados, las características de la colisión y los requerimientos del trigger, en este caso para asegurar la presencia de al menos un candidato a fotón en el evento. A continuación se describen los detalles de cada uno de estos criterios.

4.3.1 Criterios de calidad

Producto de la complejidad de un experimento de la magnitud de ATLAS y de las demandantes condiciones de funcionamiento del LHC, se pueden observar ocasionalmente ciertas ineficiencias en los diversos sub-detectores y/o en la cadena de procesamiento de los datos colectados. Para asegurar la calidad de los datos a ser considerados en los análisis físicos de ATLAS, un conjunto de criterios de calidad (*DQ flags*) [114, 115] son definidos por los grupos responsables de cada sub-detector y del análisis *offline*.

El mecanismo de selección se basa en el concepto de «bloques de luminosidad» (*luminosity blocks* (LB)). Cada toma de datos (*Run*) en ATLAS se divide en estos pequeños intervalos de aproximadamente 2 minutos, dentro de los cuales la luminosidad instantánea es esencialmente constante. A partir de las *DQ flags* se construyen entonces listas, llamadas *Good Run Lists* (GRLs), de las *Runs* y los rangos de LBs dentro de ellas que son apropiados para cada tipo de análisis. Se producen de forma centralizada para brindar listas oficiales comunes para los distintos grupos dentro de ATLAS, distribuidas en un formato XML para ser decodificadas durante el análisis final.

En esta tesis se ha utilizado la GRL definida por el grupo EGAMMA donde, además de aplicar requerimientos generales sobre la operación del experimento y la estabilidad del haz en el acelerador, se seleccionan aquellos eventos donde el detector de trazas y ambos calorímetros se encontraban funcionando en su plena capacidad.

4.3.2 Vértice primario

La presencia de un vértice primario (PV) reconstruido, consistente con la posición media del *beam spot* es un requerimiento general de los análisis en ATLAS. No sólo asegura (al menos) una interacción inelástica en el evento sino que da la referencia de la interacción dura para, por ejemplo, definir y corregir la posición de las partículas primarias reconstruidas en el ECAL teniendo en cuenta su geometría proyectiva. La reconstrucción del PV [116] consta de dos pasos principales:

1. Búsqueda : Una colección de vértices es construida a partir de las trazas reconstruidas en el detector interno, preseleccionadas a fin de remover aquellas producidas en interacciones secundarias.
2. Posicionamiento : La posición del vértice es determinada mediante un algoritmo de ajuste χ^2 [117] sobre el vértice y las trazas de su entorno.

Entre todos los candidatos hallados, se elige como primario aquel vértice que maximiza

$$\sum_{\text{trazas}} p_{T,i}^2.$$

Todos los eventos en este análisis poseen al menos un vértice primario reconstruido con al menos tres trazas asociadas. La distribución del número de vértices que satisfacen esta condición se muestra en la Fig. 4.2 para los períodos G-I, donde se observa un número medio de 2.5 interacciones por *bunch crossing* (i.e. *in-time pile-up*).

4.3.3 Trigger de fotones

Como se ha detallado en la Sec. 3.4, todo evento tiene que pasar los tres niveles del sistema de trigger para ser grabado a disco. Una descripción completa del trigger de ATLAS y su desempeño durante todo el 2010 puede encontrarse en [118].

Todos los eventos en el análisis de esta tesis deben ser aceptados por la cadena del trigger `g40_loose`, i.e. ser aceptados por el ítem `L1_EM14` en el L1 y en donde existe al menos un fotón reconstruido en el HLT con $E_T > 40$ GeV que pasa la selección *loose* detallada en la Sec. 5.2. Este trigger se mantuvo *unprescaled* durante toda la toma de datos utilizados en esta tesis, minimizando así las incertezas estadísticas en el análisis.

4.4 Preselección de fotones

El análisis presentado en esta tesis tiene como objetivo la estimación de la sección eficaz diferencial de producción de fotones aislados directos como función de su energía transversa (E_T) en la región $45 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$, definida en los siguientes intervalos (en unidades de GeV):

[45, 55) , [55 – 70) , [70, 85) , [85, 100) , [100, 125) , [125, 150) , [150, 200) y [200, 400)

La medida ha sido realizada en cuatro regiones de pseudorapidez :

$$|\eta| < 0.6 , 0.6 \leq |\eta| < 1.37 , 1.52 \leq |\eta| < 1.81 \text{ y } 1.81 \leq |\eta| < 2.37$$

donde la región $1.37 \leq |\eta| < 1.52$ es excluida, debido a las grandes incertezas esperadas en la estimación de las eficiencias de identificación detallada en el Cap. 6. Este intervalo coincide con la transición *barrel-endcap* del ECAL donde la *performance* es afectada, degradada aún más por la gran cantidad de material inactivo previo concentrado principalmente en el ID, como se ha mencionado en la Sec. 3.3.3. El valor de η corresponde al baricentro del cluster asociado al fotón reconstruido en la 2^{da} capa del ECAL. La energía transversa se define a partir de la energía del cluster medida en el ECAL (E) como :

$$E_T = \frac{E}{\cosh \eta} \quad (4.1)$$

La energía de los fotones es re-calibrada durante el análisis *offline* de acuerdo a la escala de energía electromagnética extraída de los datos, a partir de la reconstrucción de la masa invariante del bosón Z en decaimientos $Z \rightarrow ee$ [98]. Los factores de calibración son calculados como función de η , siguiendo la distribución de material en el detector. En la región del *barrel* (*endcap*), las correcciones a la energía son $\lesssim 1\%$ (2%). Estos factores, así como las incertezas sistemáticas pertinentes, son provistos en forma centralizada⁵ por el EGAMMA WG.

Una preselección de candidatos a fotones es impuesta sobre los eventos que cumplen los requisitos mencionados en la sección anterior, en base a ciertos criterios sobre la calidad de los clusters asociados en el calorímetro electromagnético:

⁵La *EnergyRescaler tool* [119] ha sido utilizada en este análisis para corregir la energía transversa y las variables de identificación relevantes de todos los candidatos reconstruidos.

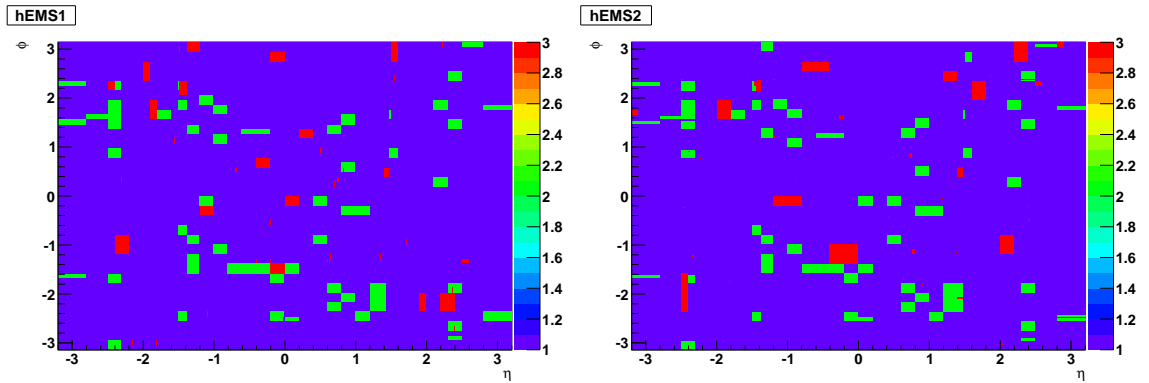


Figura 4.4. Mapas de calidad de las celdas de la primera (Izq.) y segunda capa (Der.) del ECAL correspondiente al período de toma de datos de este análisis (*Run 167521*). Aquellos clusters que yacen total o parcialmente sobre las zonas rojas (= 3) —correspondientes a un OTx inoperante o a una línea de HV inactiva— son ignorados.

- Durante la operación del detector, los transmisores ópticos (OTx) del sistema de lectura del calorímetro electromagnético u otros circuitos pueden quedar inoperantes, afectando la señal medida. Estas fallas son monitoreadas periódicamente para construir «mapas de calidad» (*OQ maps*) de las zonas inactivas en el espacio (η, ϕ) . En la Fig. 4.4, se pueden observar los mapas de calidad para la primera y segunda capa del ECAL, al momento de la toma de datos pertinente a este análisis.⁶ Todo cluster es rechazado en esta instancia, si contiene alguna celda con un OTx inactivo o con problemas en la línea de alto voltaje (i.e. si se solapa con las zonas rojas del mapa de calidad).
- Para remover clusters cuyas celdas presentan una energía o una velocidad de pulso considerablemente atípica —generalmente producto de una rara fluctuación del ruido coherente en el ECAL— se requiere, en una aproximación indirecta, un jet reconstruido⁷ de «buena calidad» dentro de un cono $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.4$ alrededor de la posición del cluster. La calidad del jet está definida como la fracción de las celdas que lo componen con un factor de calidad (*Q-factor*)⁸ mayor a 4000. Si esta fracción excede el 80 %, el cluster asociado es descartado.

Luego de esta preselección, $\sim 6.1\%$ de los candidatos iniciales son rechazados. La distribución de E_T para los 816000 candidatos preseleccionados se muestra en la Fig. 4.5.

⁶Los transmisores ópticos inactivos son reemplazados en intervenciones periódicas de mantenimiento del detector.

⁷En este caso se analiza la colección de jets *AntiKt4TopoEMJets*.

⁸El *Q-factor* mide la diferencia entre la forma del pulso medido s_i y la forma del pulso esperado g_i empleado para la reconstrucción de la energía de las celdas del ECAL, normalizada a la amplitud de señal reconstruida \tilde{A} , y se calcula como $Q = \sum_i^{N_{\text{samples}}} (s_i - \tilde{A}g_i)^2$.

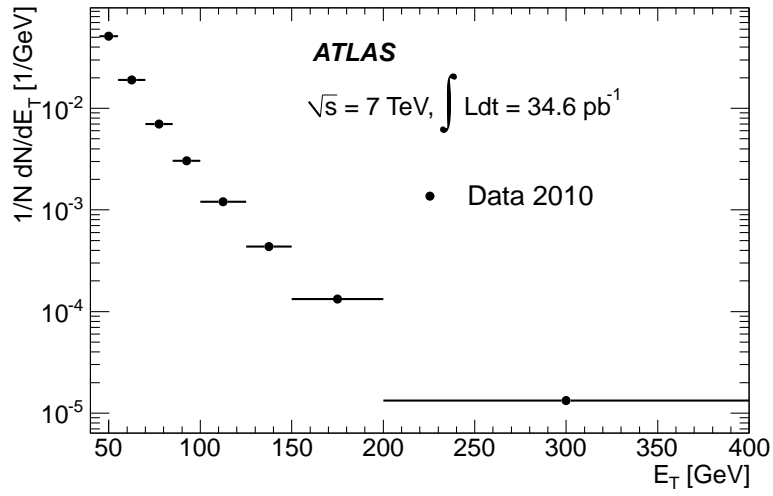


Figura 4.5. Distribución de la energía transversa de todos los candidatos a fotón reconstruidos y preseleccionados en los datos, con $45 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$ y $(|\eta| < 1.37 \parallel 1.52 \leq |\eta| < 2.37)$.

5

RECONSTRUCCIÓN E IDENTIFICACIÓN

I. ALGORITMOS Y ESTRATEGIAS

La reconstrucción de fotones y electrones en ATLAS se basa en las deposiciones locales de energía halladas en el ECAL. La distinción entre unos y otros se realiza mediante la información de las trazas reconstruidas en el ID. A fin de reducir la gran contaminación de falsos candidatos en la muestra reconstruida debido, principalmente, al decaimiento de mesones livianos (i.e. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), se aplica una serie de criterios de identificación, basados en las características de las lluvias electromagnéticas esperadas en cada caso. Aun cuando la alta granularidad y la segmentación longitudinal del ECAL permiten obtener un gran poder de discriminación frente a este fondo de QCD, se deben aplicar ciertos criterios de aislamiento a fin de garantizar una mínima contribución de los mismos en la muestra seleccionada. En este capítulo se describen en detalle los algoritmos y criterios de reconstrucción, identificación y aislamiento de fotones implementados en ATLAS. La estimación de las eficiencias de cada instancia de la selección de discute en detalle en el capítulo siguiente, en el marco de la medida de esta tesis.

5.1 Reconstrucción de electrones y fotones

La lógica de reconstrucción de fotones y electrones en ATLAS se basa en un algoritmo de clusterización [120] que busca deposiciones locales de energía en el calorímetro dentro de una ventana rectangular en el espacio (η, ϕ) de tamaño fijo (*Sliding Window clusterization* (SW)). La posición de la ventana se ajusta buscando que la energía transversa de todas las celdas contenidas sea un máximo local, con un mínimo de 2.5 GeV. El tamaño óptimo de la ventana depende del tipo de partícula a reconstruir y de la región del calorímetro. Las lluvias electromagnéticas iniciadas por electrones son en general más anchas que las de fotones, debido a su mayor probabilidad de interacción con el material previo al calorímetro electromagnético y a la radiación de fotones de *bremsstrahlung*. Los tamaños optimizados

Tabla 5.1. Tamaño del cluster utilizado para la reconstrucción de fotones y electrones en ATLAS, en unidades absolutas ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) y en unidades de celda de la 2^{da} capa del ECAL ($N_\eta \times N_\phi$).

	BARREL			ENDCAP
	γ no convertido	γ convertido	e	e/ γ
$N_\eta \times N_\phi$	3×5	3×7	3×7	5×5
$\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.075×0.125	0.075×0.175	0.075×0.175	0.125×0.125

para electrones y fotones, en términos de eficiencia e impacto del ruido en la reconstrucción, figuran en la Tabla 5.1 en unidades absolutas ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) y en unidades de celda de la capa central del ECAL ($N_\eta \times N_\phi$).

La energía total y la posición de estos clusters son luego calibradas, separadamente para electrones y fotones, a fin de tener en cuenta diversos efectos como la pérdida de energía en el material inactivo del calorímetro o la deposición lateral y longitudinal de la misma fuera del cluster [100].

Aquellos clusters electromagnéticos asociados en el espacio (η, ϕ) con una traza reconstruida con $p_T > 0.5$ GeV son clasificados como electrones. La definición para fotones es un poco más complicada ya que éstos pueden convertir en un par e^+e^- en el volumen anterior al calorímetro. Los fotones convertidos están caracterizados por la presencia de al menos una traza asociada proveniente de un vértice reconstruido en el ID. La probabilidad de conversión varía entre un 40% ($\eta = 0$) y un 80% ($\eta = 1.8$), aunque sólo aquellas que ocurren a una distancia < 800 mm (i.e. antes del TRT) son eficientemente reconstruidas. Finalmente, si no hay ninguna traza asociada a un dado cluster, éste es clasificado como un fotón no convertido.

Es claro de esta definición que existe una inherente ambigüedad entre electrones y fotones convertidos. Para decidir la clasificación final, se aplican criterios adicionales sobre la calidad de las trazas y la distancia al cluster de las trazas extrapoladas al ECAL. Aquellos clusters con un par de trazas asociadas provenientes de un vértice reconstruido en el ID son clasificados como fotones convertidos. Para incrementar la eficiencia de reconstrucción de estos últimos, se consideran también aquellos casos donde sólo una traza fue reconstruida, siempre que ésta no posea ningún impacto en la capa más interna del Pixel (*B-layer*) [121].

5.2 Identificación de electrones y fotones

La identificación de fotones y electrones se lleva a cabo mediante una serie de cortes rectangulares en un conjunto de variables que describen la forma y la estructura de las lluvias electromagnéticas según se propagan en el detector. Estas variables incluyen información de los calorímetros y, para el caso de electrones o fotones convertidos, del detector

de trazas.

Para los electrones se definen tres conjuntos de cortes: *loose*, *medium* y *tight*. Como es de suponer, en cada uno se va incrementando el número de variables de selección y la severidad de los cortes en las mismas. Para fotones, se definen sólo dos conjuntos de cortes: *loose* y *tight*. En la jerga de ATLAS se habla por ejemplo de un «fotón *loose*», haciendo referencia a un candidato a fotón que satisface los cortes de selección de este conjunto.

La diferencia principal en la identificación de fotones y electrones yace en la reconstrucción de trazas asociadas a un cluster en el calorímetro electromagnético. Al igual que en la sección anterior, los clusters identificados en el calorímetro electromagnético son clasificados como fotones no convertidos, fotones convertidos o electrones según la cantidad y la calidad de las trazas reconstruidas asociadas en el espacio (η, ϕ) [122].

Los cortes de cada conjunto han sido optimizados para asegurar una alta eficiencia de identificación de electrones/fotones aislados ($\sim 85\%$) y de rechazo de fondo, dominado por jets de QCD. La configuración de cortes es independiente de E_T pero varía como función de η , para tener en cuenta las distintas cantidades de material (activo e inactivo) en frente del calorímetro (Fig. 3.8). La optimización fue realizada independientemente para fotones convertidos, no convertidos y electrones, teniendo en cuenta las ya mencionadas diferencias de las lluvias electromagnéticas que desencadenan cada uno de ellos.

Las variables de identificación (*Discriminating Variables* (DV)) de fotones pueden agruparse en tres categorías: la fuga hadrónica, las variables construidas en la segunda capa del calorímetro (*middle layer*) donde la mayor parte de la energía es depositada, y aquellas construidas en la primera capa (*strips*) donde la fina granularidad en η permite revelar la estructura de la lluvia y rechazar falsos candidatos, mayormente fotones del decaimiento del π^0 .

La definición de las variables y los cortes correspondientes a cada categoría, para electrones y fotones, se detalla a continuación y puede observarse en la Tabla 5.2. Allí también se enumeran ciertos cortes de calidad adicionales aplicados a las trazas y a la asociación de éstas con el cluster electromagnético en el caso de electrones.

5.2.1 Variables y cortes de selección en los calorímetros

Las variables calorimétricas empleadas para la identificación de fotones y electrones se describen a continuación. Las distribuciones de cada variable en muestras MC de señal (γ +jet) y de fondo (jets QCD) se muestran en las Fig. 5.1(a) y 5.1(b), para fotones convertidos y no convertidos, respectivamente. En la Tabla 5.3 (5.4) se detalla la configuración de cortes aplicados sobre las mismas para los criterios de identificación *loose* (*tight*) utilizados en este análisis.

Tabla 5.2. Definición de las diferentes variables usadas para la selección *loose* (L), *medium* (M) y *tight* (T) de fotones y electrones.

Categoría	Descripción	DV	γ		e^-		
			L	T	L	M	T
Aceptancia	$ \eta < 2.37, 1.37 < \eta < 1.52$ excluida	–		✓		✓	✓
Fuga hadrónica	razón entre la E_T en la primera capa del HCAL y la E_T del cluster electromagnético (si $ \eta < 0.8$ y $ \eta \geq 1.37$)	R_{had_1}	✓	✓	✓	✓	✓
	razón entre la E_T en todo el HCAL y la E_T del cluster electromagnético (si $0.8 \leq \eta < 1.37$)	R_{had}	✓	✓	✓	✓	✓
ECAL (2 ^{da} capa)	razón entre la suma $E_{3 \times 7}^{S2}$ de las energías de las 3×7 celdas (en unidades de celda $\eta \times \phi$), y la suma $E_{7 \times 7}^{S2}$, ambas en torno al centro del cluster	R_η	✓	✓	✓	✓	✓
	ancho lateral de la lluvia en dirección de η	w_{η_2}	✓	✓	✓	✓	✓
	razón entre la suma $E_{3 \times 3}^{S2}$ de las energías de las 3×3 celdas (en unidades de celda $\eta \times \phi$), y la suma $E_{3 \times 7}^{S2}$, ambas en torno al centro del cluster	R_ϕ		✓	✓	✓	✓
ECAL (1 ^{ra} capa)	ancho lateral de la lluvia en 3 <i>strips</i> alrededor del máximo	$w_{s,3}$		✓		✓	✓
	ancho lateral total de la lluvia	$w_{s,tot}$		✓		✓	✓
	fracción de energía dentro de las 7 <i>strips</i> en torno al máximo y fuera de las 3 <i>strips</i> centrales	F_{side}		✓		✓	✓
	diferencia entre la energía del segundo máximo y el mínimo de energía entre los dos primeros máximos locales	ΔE		✓		✓	✓
	asimetría entre el primer y segundo máximo	E_{ratio}		✓		✓	✓
ID	impactos en el Pixel ≥ 1 y en el SCT ≥ 7	–				✓	✓
	Parámetro de impacto $\leq 1mm$	–				✓	✓
ECAL+ID	$\Delta\eta, \Delta\phi$ entre la traza extrapolada al calorímetro y el cluster	$\Delta\eta, \Delta\phi$				✓	✓
	razón entre la energía del cluster y el impulso de la traza	E/p				✓	✓
TRT	impactos en el TRT	–				✓	✓
	fracción de impactos de alto umbral en el TRT	–				✓	✓

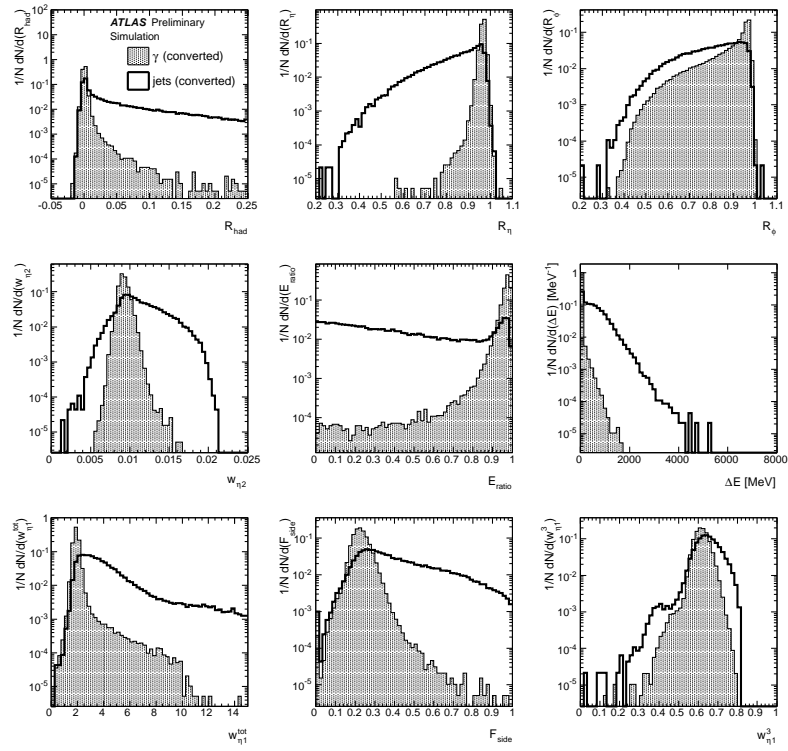
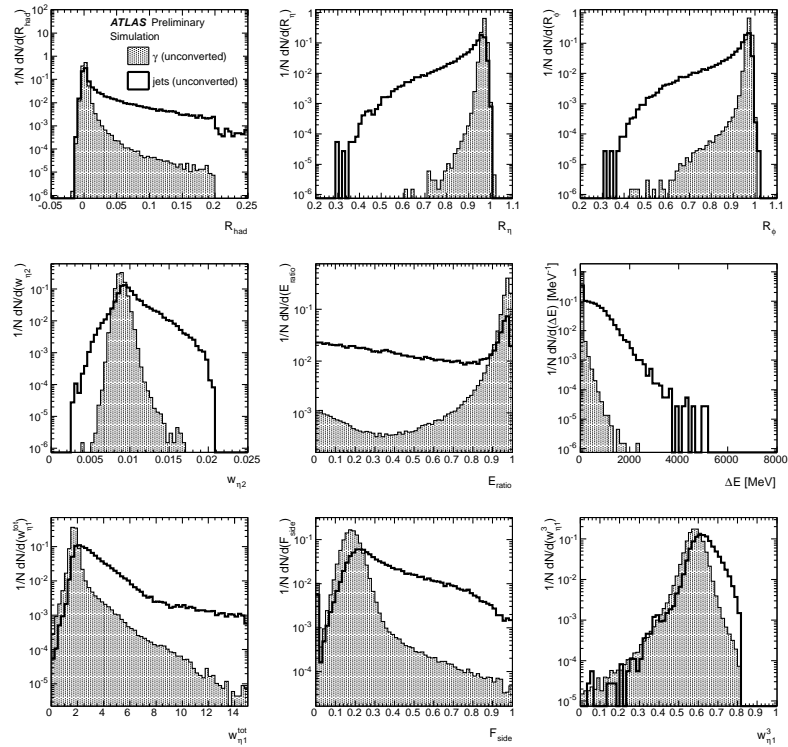

 (a) γ convertidos

 (b) γ no convertidos

Figura 5.1. Distribuciones normalizadas de las variables de identificación de fotones, en muestras MC de señal (γ +jet) y de fondo (jets QCD), para candidatos a fotones (a) convertidos y (b) no convertidos reconstruidos con $E_T > 20$ GeV en la región $|\eta| < 0.6$.

Tabla 5.3. Cortes de selección sobre las variables de identificación *loose*, en las distintas regiones de η . Los mismos criterios son aplicados para fotones convertidos y no convertidos. R_{had} es usada en la región $0.8 \leq |\eta| < 1.37$, R_{had_1} en el resto del detector.

$ \eta $	0-0.6	0.6-0.8	0.8-1.15	1.15-1.37	1.37-1.52	1.52-1.81	1.81-2.01	2.01-2.37	2.37-2.47
$R_{\text{had}(1)}$	0.01	0.01	0.01	0.008	0.01	0.025	0.019	0.014	0.019
R_η	0.927	0.912	0.921	0.916	0.750	0.906	0.920	0.908	0.915
w_{η_2}	0.012	0.012	0.013	0.013	0.025	0.015	0.013	0.013	0.012

Tabla 5.4. Cortes de selección sobre las variables de identificación *tight*, en las distintas regiones de η , para fotones convertidos y no convertidos. R_{had} es usada en la región $0.8 \leq |\eta| < 1.37$, R_{had_1} en el resto del detector.

$ \eta $	0-0.6	0.6-0.8	0.8-1.15	1.15-1.37	1.37-1.52	1.52-1.81	1.81-2.01	2.01-2.37
γ convertidos								
$R_{\text{had}(1)}$	0.00748	0.00700	0.00489	0.008	–	0.0149	0.016	0.011
R_η	0.940784	0.9268	0.9298	0.9308	–	0.918066	0.924	0.913
R_ϕ	0.400	0.426	0.493	0.437	–	0.535	0.479	0.692
w_{η_2}	0.0116194	0.011359	0.012859	0.012659	–	0.0138125	0.012	0.0129
F_{side}	0.32	0.428	0.483	0.51	–	0.508	0.252	0.215
$w_{s,3}$	0.697	0.709	0.749	0.78	–	0.773	0.672	0.644
$w_{s,\text{tot}}$	2.8	2.95	2.89	3.14	–	3.7	2.0	1.48
ΔE [MeV]	200	200	122	86	–	123	80	132
E_{ratio}	0.908	0.911	0.808	0.803	–	0.67	0.915	0.962
γ no convertidos								
$R_{\text{had}(1)}$	0.0089	0.007	0.006	0.008	–	0.019	0.019	0.0137
R_η	0.950784	0.9398	0.9418	0.9458	–	0.932066	0.928	0.924
R_ϕ	0.954	0.95	0.59	0.82	–	0.93	0.947	0.935
w_{η_2}	0.0107194	0.011459	0.010759	0.011359	–	0.0114125	0.0110	0.0125
F_{side}	0.284	0.36	0.36	0.514	–	0.67	0.211	0.181
$w_{s,3}$	0.66	0.69	0.697	0.81	–	0.73	0.651	0.610
$w_{s,\text{tot}}$	2.95	4.4	3.26	3.4	–	3.8	2.4	1.64
ΔE [MeV]	92	92	99	111	–	92	110	148
E_{ratio}	0.63	0.84	0.823	0.887	–	0.88	0.71	0.78

▪ **Fuga hadrónica**

Es la energía transversa E_T^{had} depositada en el calorímetro hadrónico, normalizada a la energía transversa del cluster electromagnético.

$$R_{\text{had}(1)} = \frac{E_T^{\text{had}}}{E_T} \tag{5.1}$$

En la región de transición *barrel-endcap* del HCAL, $0.8 \leq |\eta| < 1.37$, se utiliza el depósito de energía en todo el calorímetro hadrónico para minimizar los efectos de la degradación de resolución (R_{had}). En el resto del detector, se mide sólo la energía hadrónica depositada en la primera capa del HCAL (R_{had_1}).

▪ **Variables que utilizan la segunda capa (*middle layer*) del calorímetro electromagnético**

- PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN η

$$R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}^{S2}}{E_{7 \times 7}^{S2}} \tag{5.2}$$

donde $E_{i \times j}^{S2}$ es la suma de las celdas en la segunda capa del calorímetro electromagnético contenidas en una ventana $i \times j$ (en unidades de celda $\eta \times \phi$).

- PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN ϕ

$$R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}^{S2}}{E_{3 \times 7}^{S2}} \quad (5.3)$$

definida en modo similar a R_η .

R_ϕ , sin embargo, se comporta muy distinto para fotones convertidos y fotones no convertidos. Por acción del campo magnético, los electrones y positrones generados en la conversión curvan su trayectoria en direcciones opuestas en ϕ , dando lluvias electromagnéticas más anchas que los fotones no convertidos en esta dirección como se esquematiza en la Fig. 5.2.

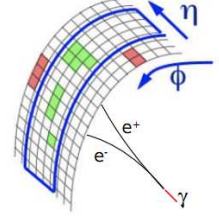


Figura 5.2. Efecto del campo magnético en las lluvias electromagnéticas producidas por γ convertidos.

- RMS DEL PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN η

$$w_{\eta_2} = \sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i} \right)^2} \quad (5.4)$$

mide el ancho lateral de las lluvias electromagnéticas, donde E_i es la energía de la i -ésima celda del calorímetro electromagnético contenida en una ventana de 3×5 celdas en $\eta \times \phi$.

■ Variables que utilizan la primera capa del calorímetro electromagnético

Como se ha detallado en 3.3.3, la primera capa del calorímetro electromagnético está compuesta por celdas en forma de bandas (*strips*) que permiten una muy buena separación entre fotones aislados y fotones provenientes del decaimiento del π^0 . La Fig. 5.3 muestra el perfil de una lluvia electromagnética típica de cada tipo en eventos de datos reales, donde se puede apreciar la estructura del perfil de energía en la primera capa del ECAL en el caso de un decaimiento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Las variables basadas en la energía depositada en la primera capa del calorímetro electromagnético son las siguientes:

- PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN η

$$F_{\text{side}} = \frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)} \quad (5.5)$$

mide la contención lateral de la cascada electromagnética a lo largo de η . $E(\pm n)$ es la energía en las $\pm n$ celdas alrededor de aquella con la deposición máxima.

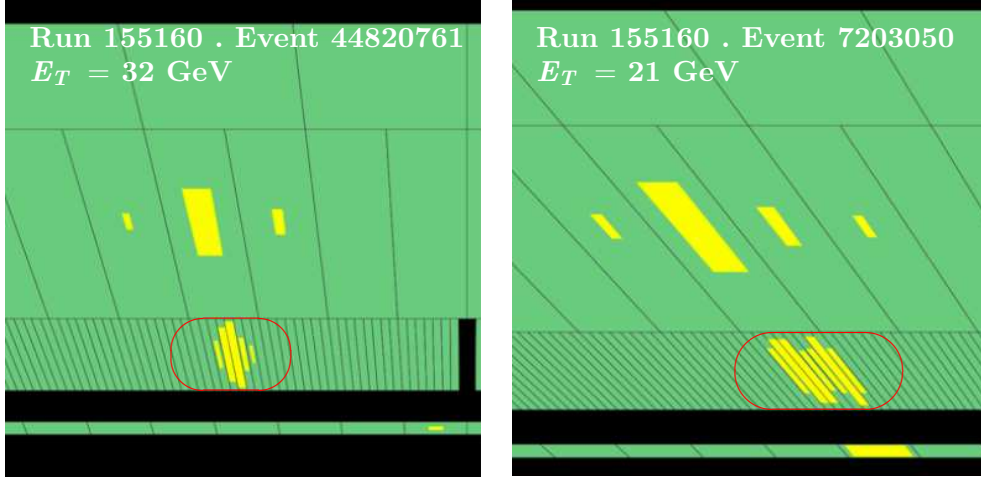


Figura 5.3. Depositiones de energía típicas para un fotón aislado (Izq.) y para un π^0 decayendo a dos fotones (Der.). Ambas corresponden a eventos de datos reales y fueron obtenidos con ATLANTIS [123], uno de los programas oficiales de visualización de eventos en ATLAS.

- RMS DEL PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN η (3 strips)

$$w_{s,3} = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\max})^2}{\sum E_i}} \quad (5.6)$$

mide el ancho de la lluvia electromagnética a lo largo de η en la primera capa del calorímetro electromagnético considerando sólo la banda con mayor deposición de energía ($E_{i_{\max}}$) y sus vecinas inmediatas.

- RMS DEL PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN η (TOTAL)

$w_{s,\text{tot}}$ está definida de la misma forma que $w_{s,3}$, pero utiliza todas las bandas de la primera capa del calorímetro electromagnético en una ventana $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0625 \times 0.2$, que corresponde aproximadamente a 20×2 bandas en $\eta \times \phi$.

- DIFERENCIA AL SEGUNDO MÁXIMO

$$\Delta E = [E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1} - E_{\min}^{S1}] \quad (5.7)$$

es la diferencia entre la energía de la banda con la segunda energía más grande $E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1}$, y la mínima energía E_{\min}^{S1} entre la anterior y la celda con la máxima deposición. En caso de no haber segundo máximo se fija $\Delta E = 0$.

- ASIMETRÍA DE LOS DOS MÁXIMOS LOCALES EN η

$$E_{\text{ratio}} = \frac{E_{1^{\text{st}}\max}^{S1} - E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1}}{E_{1^{\text{st}}\max}^{S1} + E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1}} \quad (5.8)$$

mide la diferencia relativa entre las energías de las dos celdas con máxima deposición. En caso de no haber segundo máximo se fija $E_{\text{ratio}} = 1$.

5.3 Criterios de aislamiento

Luego de efectuar la identificación de fotones detallada en la sección anterior, el fondo remanente está compuesto principalmente por jets con alto contenido electromagnético. En la mayoría de los casos corresponde a fotones provenientes del decaimiento de mesones neutros (π^0 , η , etc.). Como se ha discutido en la Sec. 2.3.1, aquellos fotones provenientes del punto de interacción poseen baja actividad hadrónica en su vecindad. En vista de esto, se aplican criterios de aislamiento a los fotones identificados para incrementar la fracción de señal en la muestra.

Aún más, debido a la mezcla remanente de fotones directos y de fragmentación en la señal, es importante modelar apropiadamente la variable de aislamiento y su relación con aquella usada a nivel partónico en cálculos perturbativos de QCD. Una descripción sólida del aislamiento debe retener la contribución de fotones directos aislados y, al mismo tiempo, limitar la contribución no perturbativa de fotones de fragmentación cuyo entendimiento teórico es aún incompleto.

El criterio de aislamiento de fotones puede basarse en medidas calorimétricas o en las trazas reconstruidas en su entorno. El aislamiento de trazas [100, 124, 125] es comúnmente definido a partir de la suma escalar de los impulsos transversos de todas las trazas en un cono de radio $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ centrado en el baricentro del cluster electromagnético asociado al fotón. Criterios de selección son aplicados a las trazas dentro del cono (i.e. $p_T > 1$ GeV, impactos en el SCT, etc.) a fin de reducir el efecto del *pile-up* en el cono de aislamiento. Además, se requiere que aquellas trazas en un cono interno, $R = 0.1$, no provengan de un vértice de conversión, para remover aquellas pertenecientes a fotones convertidos. El aislamiento de trazas ha mostrado ser altamente eficiente tanto para retener señal como para rechazar falsos candidatos del fondo, aún luego de la selección descrita en la sección anterior.

El criterio más ampliamente utilizado en ATLAS, sin embargo, es el aislamiento calorimétrico, ya que incluye la contribución de partículas neutras y facilita la asociación con los criterios de aislamiento a nivel partónico utilizados en las predicciones teóricas (e.g. JETPHOX).

5.3.1 Aislamiento calorimétrico

En el análisis presentado en esta tesis, se hace uso del aislamiento calorimétrico (E_T^{iso}),¹ calculado a partir de las celdas en ambos calorímetros (ECAL y HCAL). Esta variable de aislamiento se define como la suma de la energía de todas aquellas celdas contenidas en un cono de un cierto radio R en el espacio (η, ϕ) , centrado en el baricentro del cluster asociado al fotón. Desde un punto de vista experimental, se prefieren conos pequeños para evitar los efectos dispersivos del detector y contribuciones de la actividad subyacente (*underlying*

¹ conocido como *EtconeXX* en la jerga de ATLAS, donde el sufijo *XX* indica 100 veces el tamaño del cono elegido.

event (UE)) en el evento. Por el contrario, desde una perspectiva teórica son preferibles conos grandes para minimizar la sensibilidad de las predicciones a los detalles de la emisión de gluones *soft* alrededor del fotón. En un compromiso entre ambos requerimientos, un cono de radio $R = 0.4$ fue elegido para el presente análisis y es típicamente usado en otros análisis de SM QCD dentro de ATLAS.

A fin de remover la contribución energética de la lluvia electromagnética desarrollada por el propio fotón al cono de aislamiento, el núcleo central de $N_\eta \times N_\phi = 5 \times 7$ celdas en el segundo compartimiento del calorímetro electromagnético es ignorado en la suma como se esquematiza en la Fig. 5.4. El tamaño lateral de la lluvia, causado por la dispersión múltiple de electrones y fotones, depende de los parámetros de diseño del calorímetro —del espesor del material activo/pasivo en un calorímetro de muestreo como el ECAL— y está caracterizado por el llamado radio de Molière (R_M): el 95 % de la energía total de la lluvia electromagnética está contenido en un cilindro de radio $2R_M$. En el caso de ATLAS, $2R_M = 9.53$ cm [126], correspondiente a ~ 2.5 celdas en el espacio (η, ϕ) para la región central del ECAL. De esta forma, removiendo la ventana central,² se espera limitar la energía del fotón en el cono de aislamiento a un nivel $< 5\%$. Por otro lado, todas las celdas hadrónicas en el cono de aislamiento son consideradas en la suma, ya que se espera que el ECAL contenga toda lluvia electromagnética desencadenada por el fotón (o electrón) inicial.

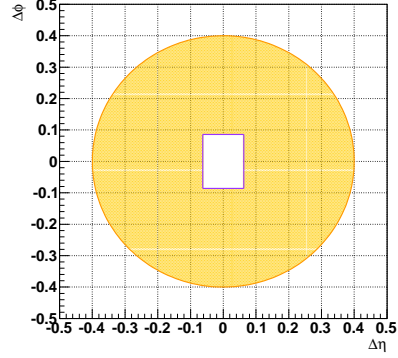


Figura 5.4. Representación de la variable de aislamiento calorimétrico $E_T^{\text{iso}}(R = 0.4)$ utilizada en este análisis.

La deposición de energía del fotón fuera del núcleo central se ha estudiado como función de E_T en muestras MC de fotones en el rango $7 \text{ GeV} < E_T < 500 \text{ GeV}$, sin ninguna otra actividad en el evento [127]. En la Fig. 5.5, se puede observar la dependencia lineal con E_T , para fotones convertidos y no convertidos en la región $0.1 \leq |\eta| < 0.6$. Estudios similares se han llevado a cabo en varios intervalos dentro de la cobertura del ECAL, $|\eta| < 2.47$. Esto se traduce en una substracción a la energía de aislamiento de un $1.5 - 4.5\%$ de la energía transversa del fotón ($\mathcal{I}_{\text{leak}} = c_{\text{leak}}^{\text{MC}} \times E_T$), variando con η (Tabla 5.5). La desviación en la zona $1.37 \leq |\eta| < 1.52$ —de cualquier modo ignorada en este análisis— es consecuencia de la alta concentración de material inactivo en frente del ECAL. Así, luego de aplicar esta corrección, la energía de aislamiento en el cono es independiente de E_T , como es de esperar en cualquier definición experimental susceptible a una comparación teórica. Aún más, esto permite obtener una eficiencia de aislamiento constante para un mismo corte de selección sobre un amplio rango de E_T . Desviaciones de este comportamiento han sido, sin embargo, observadas en los datos aún después de la corrección derivada en el MC. El

²expandida a 7 celdas en la dirección de ϕ a fin de tener en cuenta el efecto del campo magnético sobre las lluvias de fotones convertidos (Fig. 5.2).

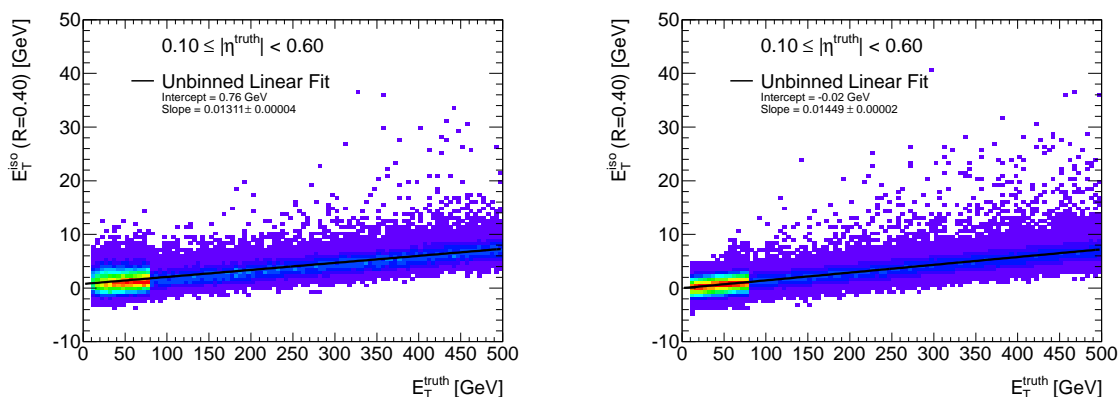


Figura 5.5. Aislamiento calorimétrico $E_T^{\text{iso}}(R = 0.4)$ reconstruido como función de la energía transversa simulada (E_T^{truth}), en la región $0.1 \leq |\eta| < 0.6$, para fotones convertidos (Izq.) y no convertidos (Der.). Extraído de [127].

tratamiento de las mismas y las incertezas sistemáticas introducidas por este efecto son discutidas en detalle en el Cap. 7, en el marco de la estimación del fondo en la muestra final.

Tabla 5.5. Coeficientes de corrección ($c_{\text{leak}}^{\text{MC}}$) a la variable de aislamiento E_T^{iso} por la fuga de energía de la lluvia electromagnética del fotón dentro del cono. Los coeficientes son obtenidos separadamente para fotones convertidos y no convertidos, como función de η .

$ \eta $	γ no convertido	γ convertido
[0.00, 0.10)	0.0154202	0.0137756
[0.10, 0.60)	0.0144914	0.0131087
[0.60, 0.80)	0.0142582	0.0140897
[0.80, 1.15)	0.0181816	0.0192113
[1.15, 1.37)	0.0213156	0.0237036
[1.37, 1.52)	0.0331942	0.0405692
[1.52, 1.81)	0.0235738	0.0253519
[1.81, 2.01)	0.0292826	0.0281581
[2.01, 2.37)	0.0365929	0.0366884
[2.37, 2.47)	0.0451769	0.0456197

En el caso de colisiones hadrónicas, una parte considerable de la energía en el cono de aislamiento proviene de la actividad subyacente (UE) y de colisiones múltiples dentro del mismo evento (*in-time pile-up*) o de eventos anteriores (*out-of-time pile-up*). Diversos métodos pueden ser adoptados para reducir las incertezas introducidas por los modelos de UE/*pile-up* y permitir la comparación directa de los datos con las predicciones teóricas de pQCD que no incluyen estas interacciones extra. Como se ha mencionado en la sección 8.6, en otros experimentos como CDF y CMS, el impacto de la actividad subyacente en el evento es estimado estudiando muestras MC generadas con PYTHIA bajo distintas

configuraciones del modelo de hadronización e interacciones múltiples en un mismo evento. Las correcciones derivadas son entonces empleadas para modificar las predicciones NLO de una forma global, del nivel partónico (i.e. JETPHOX) al nivel hadrónico.

En ATLAS, en cambio, la estimación de los efectos no perturbativos en la energía de aislamiento se efectúa evento a evento, siguiendo el método introducido en [128, 129]. En este procedimiento, la densidad de energía transversa ρ_{iso} no asociada a la interacción dura ligada a la producción del fotón (i.e. del «ambiente»), es extraída analizando los jets de bajo p_T en el evento [127]. Un algoritmo de clusterización k_T [130, 131], con parámetro de distancia $D = 0.5$, es aplicado sobre clusters topológicos tridimensionales³ [120] reconstruidos en el calorímetro para encontrar todos los jets, con el único requerimiento que éstos tengan energía transversa total positiva. A cada jet se le asigna un área por medio de un teselado de Voronoi [132] en el espacio euclídeo $\eta - \phi$: cada punto dentro de un «jet» en este espacio está más cerca de su eje que de ningún otro en el evento. La densidad de energía transversa es calculada entonces para cada jet, ρ_{iso}^i , definida como la razón entre su p_T y su área. La densidad de energía asociada al evento, ρ_{iso} , es finalmente la mediana de la distribución de todas las ρ_{iso}^i . Esta definición ha mostrado —a diferencia de la media— ser poco sensible a los jets de más alto p_T en el evento, generalmente correspondientes a los productos de la interacción dura. La distribución de ρ_{iso} observada en los datos se muestra en la Fig. 5.6. Se puede observar también la distribución para eventos con sólo un vértice primario reconstruido, donde toda la contribución proviene del UE (i.e. sin *in-time pile-up*). La corrección a E_T^{iso} , \mathcal{I}_{amb} , se obtiene multiplicando ρ_{iso} por el área de aislamiento, donde el núcleo central antes mencionado es excluido. En los datos utilizados para el presente análisis se tiene $\langle \mathcal{I}_{\text{amb}} \rangle \sim 900$ MeV.

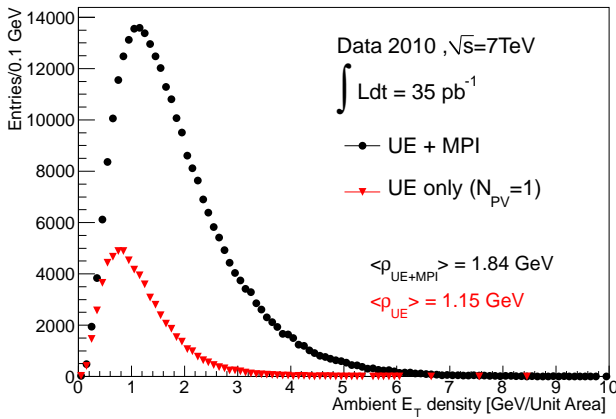


Figura 5.6. Densidad de energía subyacente estimada en datos, para los períodos G-I utilizados en este análisis. La contribución proveniente del UE se muestra por separado (en rojo), en eventos con un solo vértice primario reconstruido.

Cabe mencionar, que el ruido en el detector —principalmente aquel causado por la electrónica en el ECAL— contribuye también a la energía de aislamiento bajo esta defi-

³Los clusters topológicos se construyen a partir de una celda en el calorímetro con una relación señal/ruido $\geq 4\sigma$. El ruido electrónico es la contribución principal al ancho de la distribución, aunque el ruido causado por el *in-time pile-up* cobra relevancia según aumenta la luminosidad.

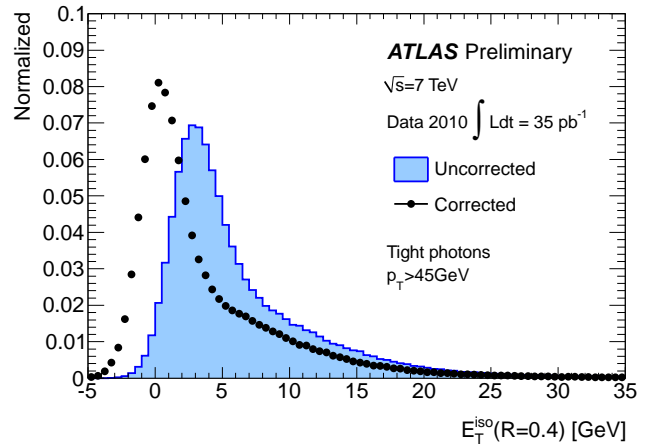
nición. Este ruido causa un *smearing* gaussiano de la distribución de aislamiento, con un ancho proporcional al tamaño del cono. Los efectos del *out-of-time pile-up* fueron hallados mínimos en los datos utilizados en este estudio, disminuyendo la energía de aislamiento en $\lesssim 200$ MeV.

La variable de aislamiento calorimétrico, E_T^{iso} , queda finalmente definida como :

$$E_T^{\text{iso}}(R) = E_{T,\text{raw}}^{\text{iso}} - \mathcal{I}_{\text{leak}} - \mathcal{I}_{\text{amb}} = E_{T,\text{raw}}^{\text{iso}} - c_{\text{leak}}^{\text{MC}} \times E_T - \rho_{\text{iso}} \times A_{\text{iso}} \quad (5.9)$$

donde $E_{T,\text{raw}}^{\text{iso}}$ es la variable de aislamiento sin corregir y A_{iso} es el área efectiva del cono antes descripta.⁴ Las distribuciones de E_T^{iso} y $E_{T,\text{raw}}^{\text{iso}}$ observada en datos se muestran en la Fig. 5.7, para fotones *tight* con $E_T > 45$ GeV. El término dominante en la corrección a la energía de aislamiento es $\mathcal{I}_{\text{leak}}$, en todo el rango de E_T explorado en este análisis.

Figura 5.7. La variable de aislamiento calorimétrico, E_T^{iso} , antes y después de corregir, observada en los datos. Las correcciones (Ec. 5.9) tienen en cuenta tanto la fuga remanente de energía del fotón dentro del cono como la energía de la actividad total subyacente (i.e. UE/*pile-up*).



En el desarrollo de los capítulos siguientes, se define como «aislado» todo fotón que satisface $E_T^{\text{iso}} < 3$ GeV, siguiendo la definición de la Ec. 5.9. Este valor ha sido optimizado en la simulación en términos de eficiencia de selección de señal y rechazo del fondo QCD.

5.3.2 Relación con el aislamiento a nivel partónico

A fin de permitir una comparación de la sección eficaz de producción inclusiva de fotones aislados medida a nivel experimental con las predicciones teóricas a NLO, se deben aplicar también criterios de aislamiento durante el cálculo de estas últimas. Dentro del programa JETPHOX (Véase Sec. 2.4.3) se ha implementado una definición de aislamiento similar a la descripta en la sección anterior, donde se consideran todos los partones que yacen dentro de un dado cono alrededor del fotón. La correspondencia entre el criterio de aislamiento a nivel partónico, a nivel «partícula» (i.e. luego de la hadronización, pero sin simular la respuesta del detector) y a nivel de la reconstrucción, fue estudiada en muestras de fotones directos simuladas en PYTHIA.

⁴ $A_{\text{iso}} = \pi R^2 - (5 \times 0.025) \times (7 \times 2\pi/256)$, considerando el núcleo central extraído, $N_\eta \times N_\phi = 5 \times 7$.

A nivel partónico, primeramente, se suman los cuadvectores de todos los partones dentro del cono de aislamiento, donde se excluye aquellos que no provienen de la interacción dura (la única simulada en JETPHOX). La energía transversa de este nuevo objeto define entonces la energía de aislamiento. El mismo procedimiento define la energía de aislamiento a nivel partícula, donde en este caso se consideran dentro del cono todas las partículas estables simuladas. Sin embargo, luego de la hadronización —dependiente de parámetros no físicos del modelo elegido— ya no es posible discernir aquellas partículas provenientes de eventos subyacentes. Los efectos del UE son tenidos en cuenta mediante la misma substracción de energía mencionada en la sección anterior. En este caso, la densidad de energía es calculada a partir de jets compuestos por las partículas del estado final (i.e. luego de la hadronización). En la Fig. 5.8, se puede observar la distribución de la energía de aislamiento en los tres niveles, para fotones directos simulados en PYTHIA. Como es de esperar el aislamiento partónico es idénticamente nulo para fotones creados en la propia interacción dura, ya que, por conservación del impulso transverso, el partón creado yace en el hemisferio opuesto al fotón. Para fotones de fragmentación, en cambio, se puede observar la cola de la distribución causada por la actividad hadrónica remanente en su vecindad luego de ser radiados. A nivel partícula, la energía de aislamiento es más similar a aquella finalmente reconstruida, ambas corregidas por la actividad subyacente en el evento.

El requerimiento de aislamiento a nivel partónico/partícula a aplicar fue elegido como aquel con la misma eficiencia para seleccionar fotones de fragmentación que el corte en E_T^{iso} a nivel del calorímetro. En estos términos, el corte $E_T^{\text{iso}} < 3$ GeV en la energía de aislamiento reconstruida es equivalente a un corte de 4 GeV a nivel partónico/partícula. Para estos dos últimos, la diferencia de eficiencia para este criterio es $< 1\%$.

Este requerimiento es aplicado en JETPHOX para los cálculos de la sección eficaz a NLO (Sec. 8.3) y define la señal a estudiar en el análisis de esta tesis (i.e. la normalización de referencia en la estimación de las eficiencias descrita en los capítulos siguientes).

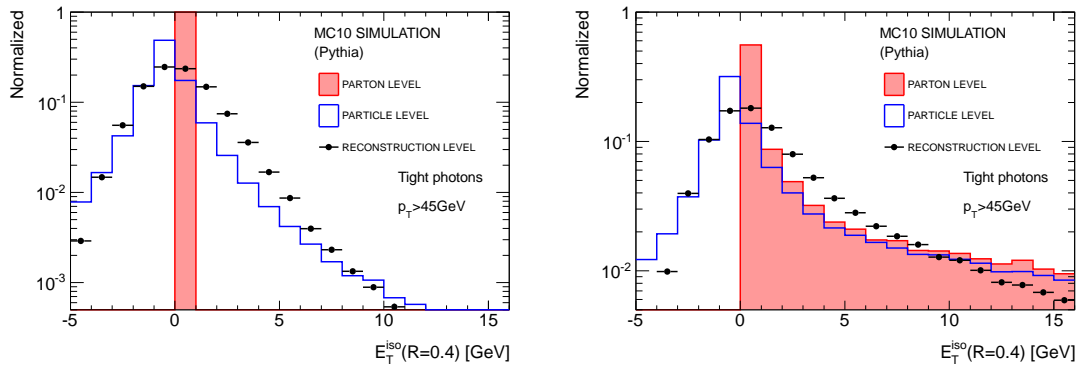


Figura 5.8. Distribución de la energía de aislamiento a nivel partónico, a nivel partícula y reconstruida, para fotones producto de la interacción dura (Izq.) y de fragmentación (Der.). La contribución del UE/*pile-up* es substráida en forma similar a nivel partícula y de la reconstrucción, estimando la densidad de energía subyacente media a partir de los jets de bajo p_T en el evento.

6

RECONSTRUCCIÓN E IDENTIFICACIÓN

II. ESTIMACIÓN DE EFICIENCIAS

En este capítulo se discute la determinación de las eficiencias del trigger, reconstrucción e identificación de fotones aislados, una pieza clave en la estimación de la sección eficaz de producción descrita en el Cap. 8. La eficiencia del trigger se ha extraído de los datos, mediante un método de muestreo recursivo. Las eficiencias de reconstrucción e identificación se calculan en muestras Monte Carlo, luego de corregir la descripción de las lluvias electromagnéticas simuladas, a fin de tener en cuenta las diferencias observadas en los datos. El método de corrección aquí presentado, así como las correcciones derivadas, ha sido utilizado en una variedad de análisis con fotones en el estado final dentro de ATLAS, en el marco del SM (e.g. $H \rightarrow \gamma\gamma$ [133], $W\gamma/Z\gamma$ [134]) o en modelos de extensión del mismo (e.g. $G \rightarrow \gamma\gamma$ (RS) [135], $pp \rightarrow \gamma\gamma + \cancel{E}_T$ (SUSY/UED) [136]). Finalmente, se discute la estimación de las incertezas sistemáticas asociadas en cada caso.

6.1 Eficiencia de Reconstrucción

La eficiencia de reconstrucción de fotones ($\varepsilon^{\text{reco}}$), detallada en la Sec. 5.1, es calculada en muestras Monte Carlo como función de la energía transversa simulada ($E_{T,\text{true}}$) en los distintos intervalos de pseudorapidez elegidos para la medida de la sección eficaz en este análisis. Es definida como la razón entre el número de fotones simulados que son reconstruidos en el k -ésimo intervalo $\eta_{k,1} \leq |\eta_{\text{reco}}| < \eta_{k,2}$, pasando la preselección de la Sec. 4.4 y el criterio de aislamiento ($E_{T,\text{reco}}^{\text{iso}} < 3 \text{ GeV}$), y el número de fotones simulados en el intervalo $\eta_{k,1} \leq |\eta_{\text{true}}| < \eta_{k,2}$ con una energía de aislamiento a nivel partícula $E_{T,\text{true}}^{\text{iso}} < 4 \text{ GeV}$:

$$\varepsilon^{\text{reco},k}(E_{T,\text{true}}) \equiv \frac{dN(\eta_{k,1} \leq |\eta_{\text{reco}}| < \eta_{k,2}, E_{T,\text{reco}}^{\text{iso}} < 3 \text{ GeV})/dE_{T,\text{true}}}{dN(\eta_{k,1} \leq |\eta_{\text{true}}| < \eta_{k,2}, E_{T,\text{true}}^{\text{iso}} < 4 \text{ GeV})/dE_{T,\text{true}}} \quad (6.1)$$

Tabla 6.1. Eficiencia total de reconstrucción de fotones directos aislados, $\varepsilon^{\text{reco},k}$, como función de la energía transversa y los distintos intervalos de pseudorapidez simulados. Se incluyen las ineficiencias de la preselección de calidad y del criterio de aislamiento calorimétrico. Las incertezas son sólo estadísticas.

E_T [GeV]	$\varepsilon^{\text{reco},k}$ [%]			
	$ \eta < 0.6$	$ \eta \in [0.6 - 1.37)$	$ \eta \in [1.52 - 1.81)$	$ \eta \in [1.81 - 2.37)$
[45, 55)	85.5 ± 0.2	86.9 ± 0.1	77.2 ± 0.3	78.6 ± 0.2
[55, 70)	85.2 ± 0.2	86.6 ± 0.2	76.7 ± 0.4	78.0 ± 0.3
[70, 85)	85.2 ± 0.3	86.1 ± 0.3	75.6 ± 0.6	77.4 ± 0.4
[85, 100)	85.6 ± 0.2	85.5 ± 0.1	74.7 ± 0.3	76.1 ± 0.2
[100, 125)	85.1 ± 0.2	85.9 ± 0.2	75.0 ± 0.3	76.6 ± 0.2
[125, 150)	85.0 ± 0.3	85.2 ± 0.3	73.3 ± 0.6	75.0 ± 0.4
[150, 200)	84.8 ± 0.4	84.2 ± 0.3	71.3 ± 0.7	74.4 ± 0.6
[200, 400)	83.6 ± 0.2	83.4 ± 0.1	71.3 ± 0.3	73.7 ± 0.3

Para el cálculo del valor nominal se utilizaron muestras MC de señal simuladas con PYTHIA, combinadas según su luminosidad equivalente,¹ que contienen tantos fotones producidos en la interacción dura como fotones de fragmentación. Los valores estimados son presentados en la Tabla 6.1, como función de $E_{T,\text{true}}$ y en las cuatro regiones de η .

La eficiencia total estimada para fotones con $45 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$ es $\sim 85\%$ (75%) en la región del *barrel* (*endcap*). La principal ineficiencia ($\sim 10\%$) es causada por la preselección, debido a que los enlaces ópticos (OTx) inactivos en el ECAL representan cierta pérdida de aceptación en el detector. Una reducción de eficiencia similar es causada por el criterio de aislamiento en la región $1.52 \leq |\eta| < 1.81$, donde el aislamiento se ve afectado por la mayor concentración de material inactivo previo al ECAL. La eficiencia fue estudiada separadamente para fotones creados en la interacción dura y de fragmentación. El comportamiento observado, compatible dentro del 3%, puede observarse en la Fig. 6.1 como función de $E_{T,\text{true}}$.

6.2 Eficiencia de Identificación

La eficiencia de identificación se define, similarmente al caso anterior, como la probabilidad de que aquellos fotones directos reconstruidos con η en el k -ésimo intervalo de pseudorapidez y con una energía de aislamiento $E_T^{\text{iso}} < 3 \text{ GeV}$ sean aceptados por los criterios de identificación *tight* detallados en la Sec. 5.2:

$$\varepsilon^{\text{ID},k}(E_{T,\text{reco}}) \equiv \frac{dN(\eta_{k,1} \leq |\eta_{\text{reco}}| < \eta_{k,2}, E_{T,\text{reco}}^{\text{iso}} < 3 \text{ GeV}, \text{tight}_{\text{ID}})/dE_{T,\text{reco}}}{dN(\eta_{k,1} \leq |\eta_{\text{reco}}| < \eta_{k,2}, E_{T,\text{reco}}^{\text{iso}} < 3 \text{ GeV})/dE_{T,\text{reco}}} \quad (6.2)$$

¹La sección eficaz a LO de las muestras en PYTHIA (Tabla 4.3) es usada para calcular la luminosidad equivalente según los eventos simulados en cada caso y normalizar cada muestra a una luminosidad común.

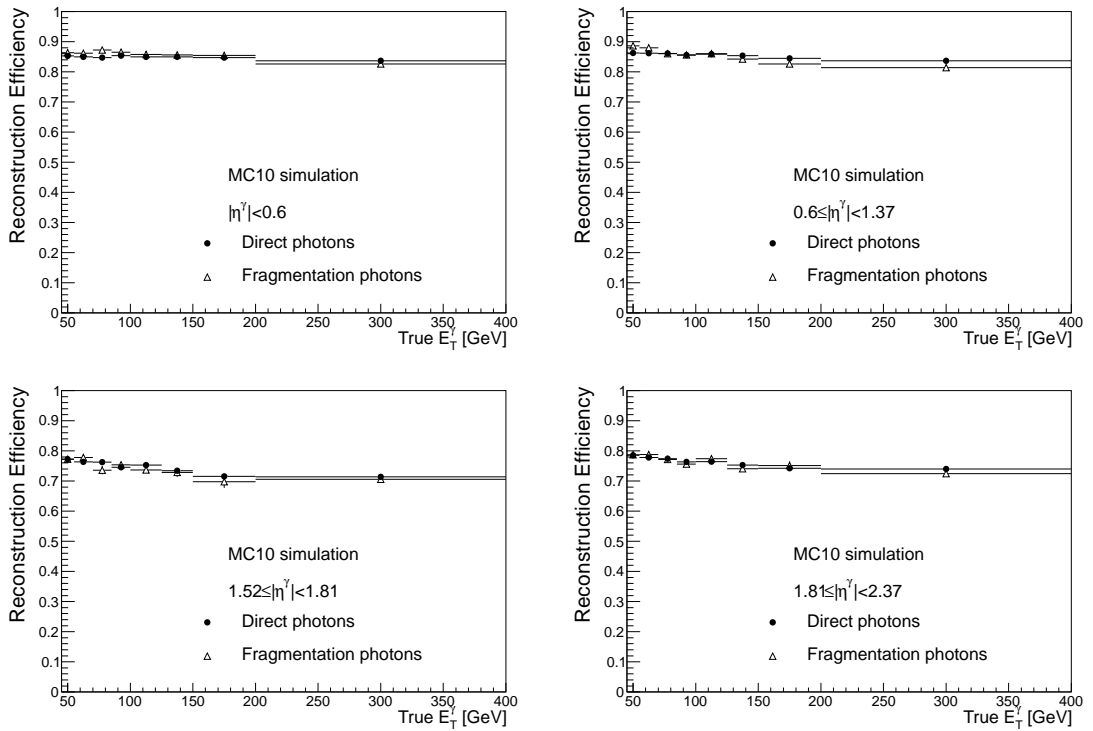


Figura 6.1. Eficiencia de reconstrucción para fotones creados en la interacción dura y fotones de fragmentación, como función de $E_{T,\text{true}}$ en los cuatro intervalos de pseudorapidez estudiados.

En general, se procura estimar la eficiencia de los criterios de identificación (ϵ^{ID}) directamente de los datos bajo estudio, lo que requiere aislar una muestra pura de las partículas de interés. Para ello se han diseñado diversos métodos, dependiendo de la naturaleza de las partículas y de sus mecanismos de producción. En el caso de electrones, se aplica típicamente el llamado método de «*tag and probe*» [98], en donde, por ejemplo, dado un electrón identificado (*tag*) se analiza si existe otro electrón en el evento (*probe*) en la región del detector y con un cuadrimomento compatible con la cinemática de un decaimiento $Z \rightarrow e e$ (i.e. tal que la masa invariante del par corresponda a aquella del bosón originario). Lo mismo aplica en el caso del decaimiento $W \rightarrow e \nu$, donde el neutrino —en forma de energía perdida transversa (\cancel{E}_T) medida en el detector— se utiliza como *tag*.

Para fotones, en cambio, no existe ningún proceso con una resonancia conocida en el rango de E_T analizado en esta tesis, por lo que tal procedimiento no es posible y debe recurrirse a simulaciones MC.² No obstante, es sabido que el MC no reproduce perfectamente las lluvias electromagnéticas de fotones/electrones observadas en los datos. Para tener esto en cuenta, se ha desarrollado un método para corregir las variables de

²Estudios de este tipo son posibles en principio en decaimientos radiativos del bosón Z (i.e. $Z \rightarrow l l \gamma$). Sin embargo, el bajo rango de E_T del fotón accesible ($\lesssim 30$ GeV) y la escasa estadística disponible al presente —debido a la baja sección eficaz de producción de estos procesos— no permiten su aplicación en el análisis en esta tesis. Futuras medidas en ATLAS habrán de explotar la potencialidad de este método en la región baja del espectro.

discriminación (\mathcal{V}) simuladas, para obtener una estimación más realista y confiable de la eficiencia de identificación en el MC.

A continuación se presenta la comparación entre las distribuciones en datos y MC, y se describe la parametrización aplicada sobre la simulación para tener en cuenta las diferencias observadas. Luego se discuten las incertezas inherentes al método de corrección y la estimación final de los valores centrales de la eficiencia. Otras fuentes de incertezas son tratadas en la Sec. 6.4, junto a aquellas propias de la eficiencia de reconstrucción.

6.2.1 Variables de identificación en datos/MC

Ciertas diferencias han sido observadas entre las distribuciones de las variables utilizadas en la identificación de fotones (Véase Tabla 5.2) obtenidas en datos y en muestras MC de señal+fondo. En particular, se aprecia en los datos una mayor dispersión lateral en η , con respecto a lo esperado en la simulación. Esto afecta directamente a las variables relacionadas al perfil lateral de las lluvias en la segunda capa del ECAL como R_η y w_{η_2} . En las Fig. 6.2 y 6.3 se muestra la comparación de las distribuciones en datos y MC para estas dos variables, respectivamente, en la región $45 \text{ GeV} \leq E_T < 55 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 0.6$. Las distribuciones de cada variable son extraídas separadamente para fotones convertidos y no convertidos pasando la preselección de la Sec. 4.4, en los distintos intervalos de E_T y $|\eta|$. Se requiere además que éstos sean aislados y que satisfagan el criterio de identificación *tight*,³ en el cual se aplican todos los cortes de la identificación *tight* (descrita en la Sec. 5.2) menos aquellos sobre la variable analizada y aquellas altamente correlacionadas a ésta, a fin de evitar truncar las distribuciones graficadas. La diferencia entre ambas distribuciones es cualitativamente evidente, y puede observarse en los paneles inferiores de cada figura.

La dependencia de esta diferencia con E_T se aprecia en la Fig. 6.4, para el caso de R_η en la región $|\eta| < 0.6$. Como puede observarse, a más alto E_T la distribución se vuelve más angosta y se aleja del valor de corte de selección. Un comportamiento similar se presenta en general para el resto de las variables de identificación. Esto beneficia la precisión del método en la estimación de la eficiencia, ya que reduce la sensibilidad de la misma a las diferencias residuales entre los datos y el MC.

La discrepancia entre las distribuciones de las variables de identificación puede, a primer orden, aproximarse como un pequeño corrimiento, calculado como la diferencia entre la media de cada distribución en datos y en MC, es decir :

$$\Delta\mu_{\mathcal{V}}^s = \langle \mathcal{V}_{\text{data}}^s \rangle - \langle \mathcal{V}_{\text{MC}}^s \rangle \quad (6.3)$$

donde el índice s indica el criterio de identificación (e.g. *tight*) que se ha aplicado para definir la muestra de candidatos de referencia, de donde se calculan los factores de corrección (*Fudge Factors* (FF)). En las Fig. 6.5–6.8 se muestran los valores de $\Delta\mu_{\mathcal{V}}^s$ para cada

³Véase Sec. 6.2.3 para más detalles.

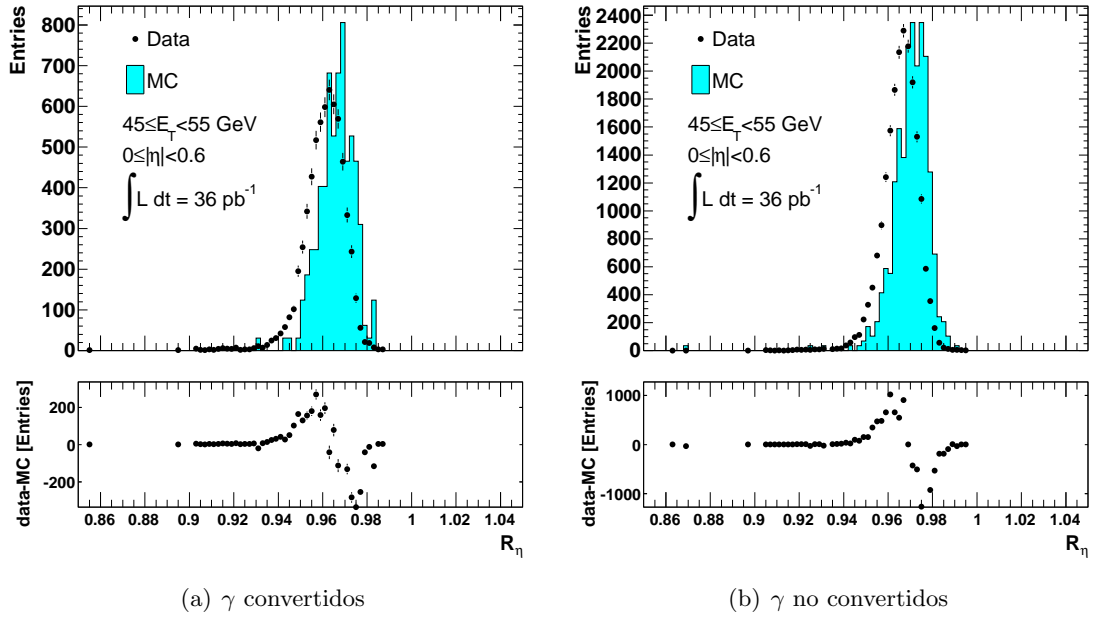


Figura 6.2. Ejemplo de la distribución R_η en datos y en MC para fotones convertidos (a) y no convertidos (b) en la región $|\eta| < 0.6$ y $E_T \in [45, 55)$ GeV, pasando la selección $tight_\gamma$. La distribución en MC ha sido normalizada al número de eventos en datos.

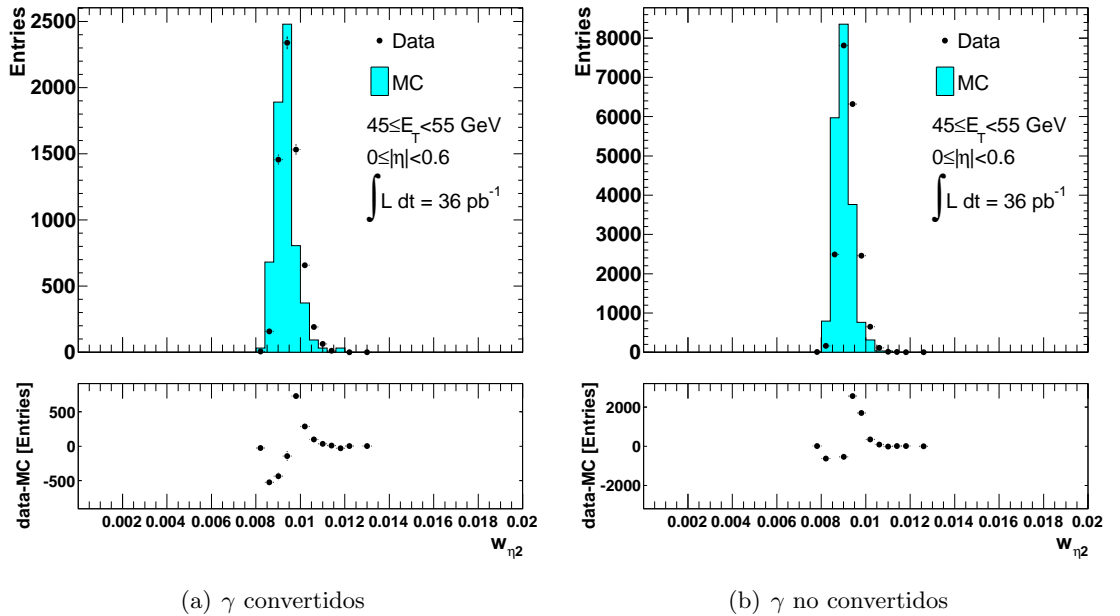


Figura 6.3. Ejemplo de la distribución w_{η_2} para fotones convertidos (a) y no convertidos (b) en datos y en MC para fotones con $E_T \in [45, 55)$ GeV y $|\eta| < 0.6$, pasando la selección $tight_\gamma$. La distribución en MC ha sido normalizada al número de eventos en datos.

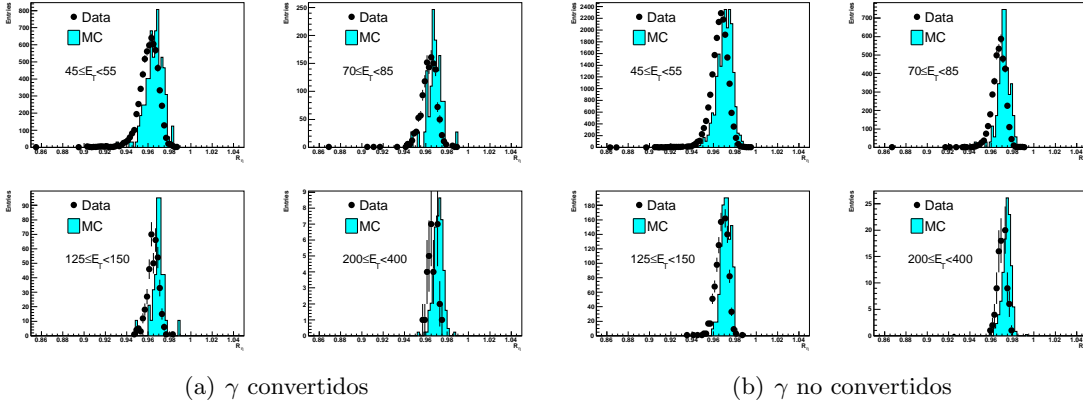


Figura 6.4. Distribución de R_η como función de E_T [GeV] para fotones convertidos (a) y no convertidos (b) en datos y en MC para fotones en la región $|\eta| < 0.6$, pasando la selección $tight_y$. La distribución en MC ha sido normalizada al número de eventos en datos.

una de las variables de identificación, como función de E_T en las distintas regiones de η , para fotones $tight$ convertidos y no convertidos. En general, se puede observar que el factor de corrección tiende a disminuir con E_T , como se ha notado anteriormente. La contaminación del fondo en la muestra —más sensible a los detalles de la simulación— también disminuye como función de E_T , reduciendo el impacto de una incorrecta descripción del mismo sobre las distribuciones de referencia.

En la sección siguiente se describe cómo utilizar estos factores de corrección en el MC, a fin de obtener una descripción de las variables de identificación más cercana a la observada en los datos.

6.2.2 Corrección del MC para la estimación de la eficiencia

Aunque el origen de las discrepancias observadas entre datos y MC no se conoce completamente aún,⁴ el impacto de éstas en la estimación de la eficiencia de identificación es evidente. A fin de tener en cuenta este hecho, el MC es corregido evento a evento para mejorar el modelado de las variables de identificación (i.e. para emular aquellas observadas en los datos). La diferencia de la media de cada distribución en datos y en MC, $\Delta\mu_{\mathcal{V}}^s$, es utilizada como factor de corrección a las respectivas variables de fotones directos en la simulación (\mathcal{V}), como función de E_T y η :

$$\mathcal{V}^{\text{corr}}(E_T, \eta) = \mathcal{V}(E_T, \eta) + \Delta\mu_{\mathcal{V}}^s(E_T, \eta) \quad (6.4)$$

La identificación $tight$ es entonces aplicada sobre las variables de cada candidato luego de la corrección, $\mathcal{V}^{\text{corr}}$, y se estima la eficiencia en la muestra global de acuerdo a la

⁴Entre las posibles razones, se ha mostrado recientemente que una descripción más exacta del material absorbente en el ECAL y ciertas configuraciones alternativas del modelo de evolución de las lluvias electromagnéticas contribuyen a una reducción parcial de las discrepancias entre la simulación y los datos.

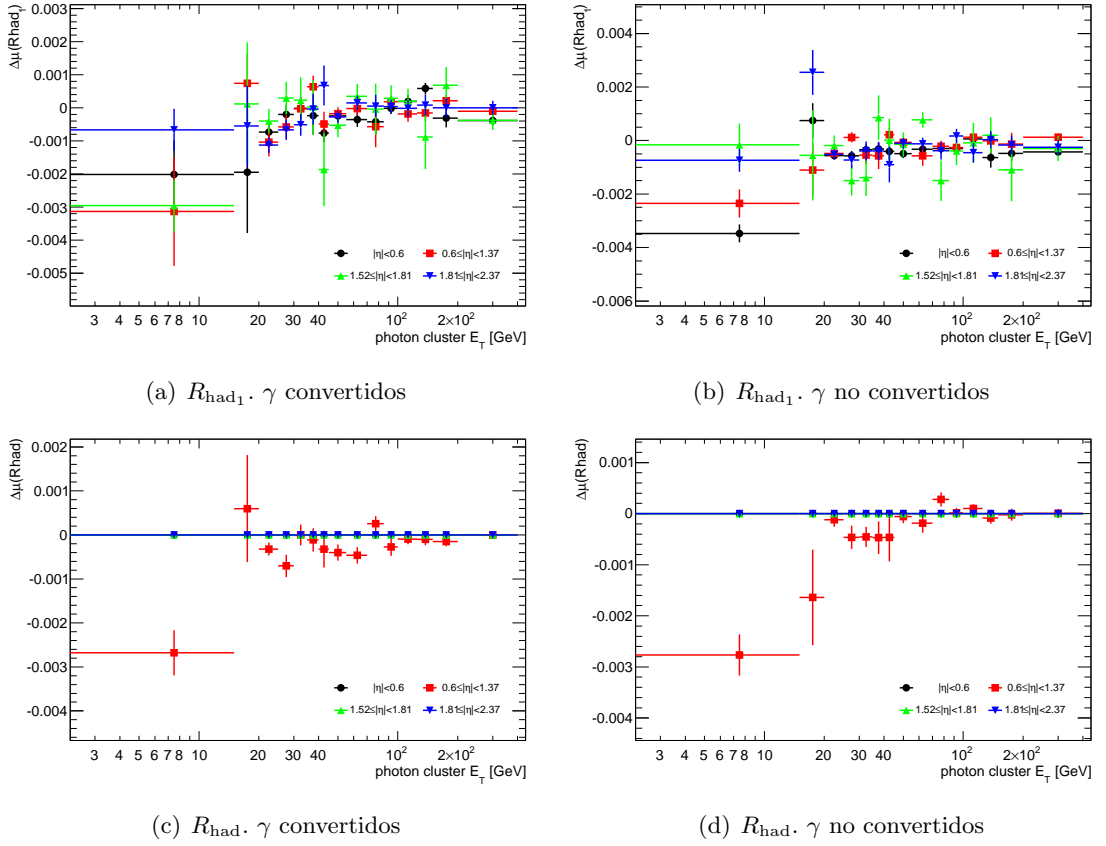
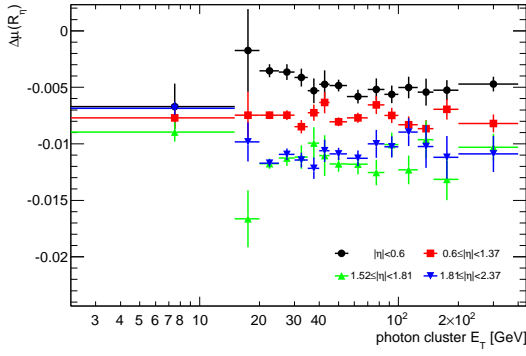


Figura 6.5. Diferencia $\Delta\mu(R_{\text{had}_1})$ y $\Delta\mu(R_{\text{had}})$ entre la distribución de cada variable en datos y en Monte Carlo como función de E_T , para fotones convertidos y no convertidos luego de la identificación *tight*. R_{had_1} se utiliza en la identificación sólo para fotones con $|\eta| < 0.8$ o $|\eta| \geq 1.37$, mientras que R_{had} se aplica sólo en la región $0.8 \leq |\eta| < 1.37$.

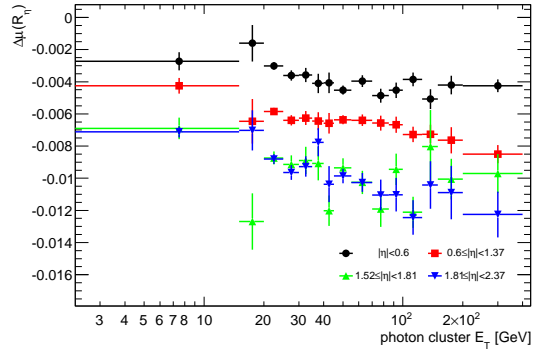
Ec. 6.2. De esta forma, aplicando las correcciones evento a evento, se tienen en cuenta las correlaciones entre las distintas variables según las describe el MC. Para construir las distribuciones de referencia se ha decidido aplicar la identificación *tight* tanto en datos como en MC, a fin de minimizar el impacto del fondo en la muestra seleccionada, cuya composición puede no estar correctamente modelada en la simulación. Las incertezas sistemáticas relacionadas a la elección de la muestra de referencia es discutida en la sección siguiente. La eficiencia obtenida antes y después de corregir el MC puede observarse en la Fig. 6.9, donde se aprecia una degradación $< 4\%$ en la eficiencia luego de la corrección con respecto a la simulación nominal. La diferencia entre ambas decrece como función de E_T , de acuerdo a la reducción de los factores de corrección mencionada anteriormente.

6.2.3 Elección del valor central e incertezas del método

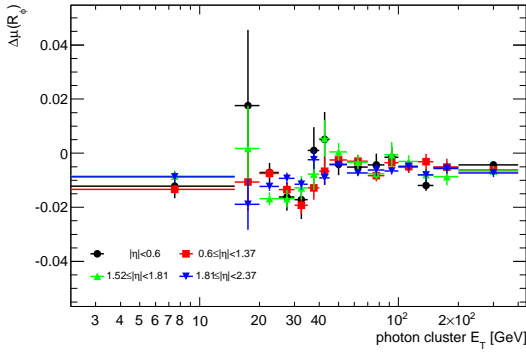
A fin de decidir el valor central que debe escogerse para la medida final de la sección eficaz, se deben evaluar las incertezas sistemáticas inherentes al método de estimación, en relación a la precisión esperada y a la sensibilidad del mismo a la definición de la muestra



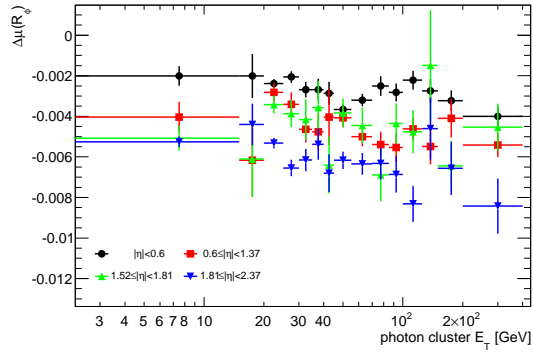
(a) R_η . γ convertidos



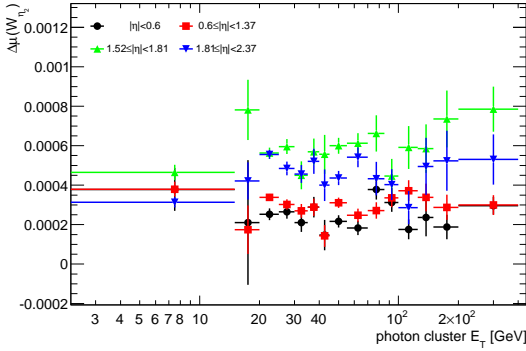
(b) R_η . γ no convertidos



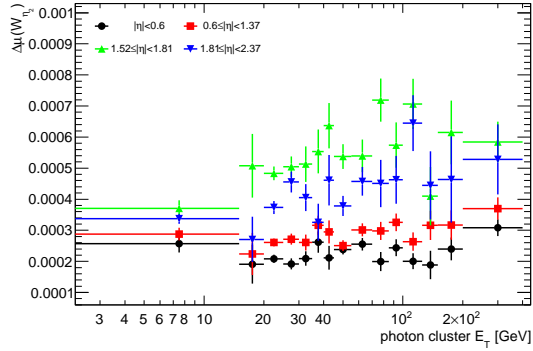
(c) R_ϕ . γ convertidos



(d) R_ϕ . γ no convertidos



(e) w_{η_2} . γ convertidos



(f) w_{η_2} . γ no convertidos

Figura 6.6. Diferencia $\Delta\mu(R_\eta)$, $\Delta\mu(R_\phi)$ y $\Delta\mu(w_{\eta_2})$ entre la distribución de cada variable en datos y en Monte Carlo como función de E_T , para fotones convertidos y no convertidos luego de la identificación *tight*.

de referencia.

Precisión del método de corrección

La prescripción para corregir la simulación discutida en la sección anterior supone que las discrepancias entre datos y MC pueden ser aproximadas por un simple corrimiento. Para evaluar las incertezas sistemáticas relacionadas a esta suposición, se ha realizado un

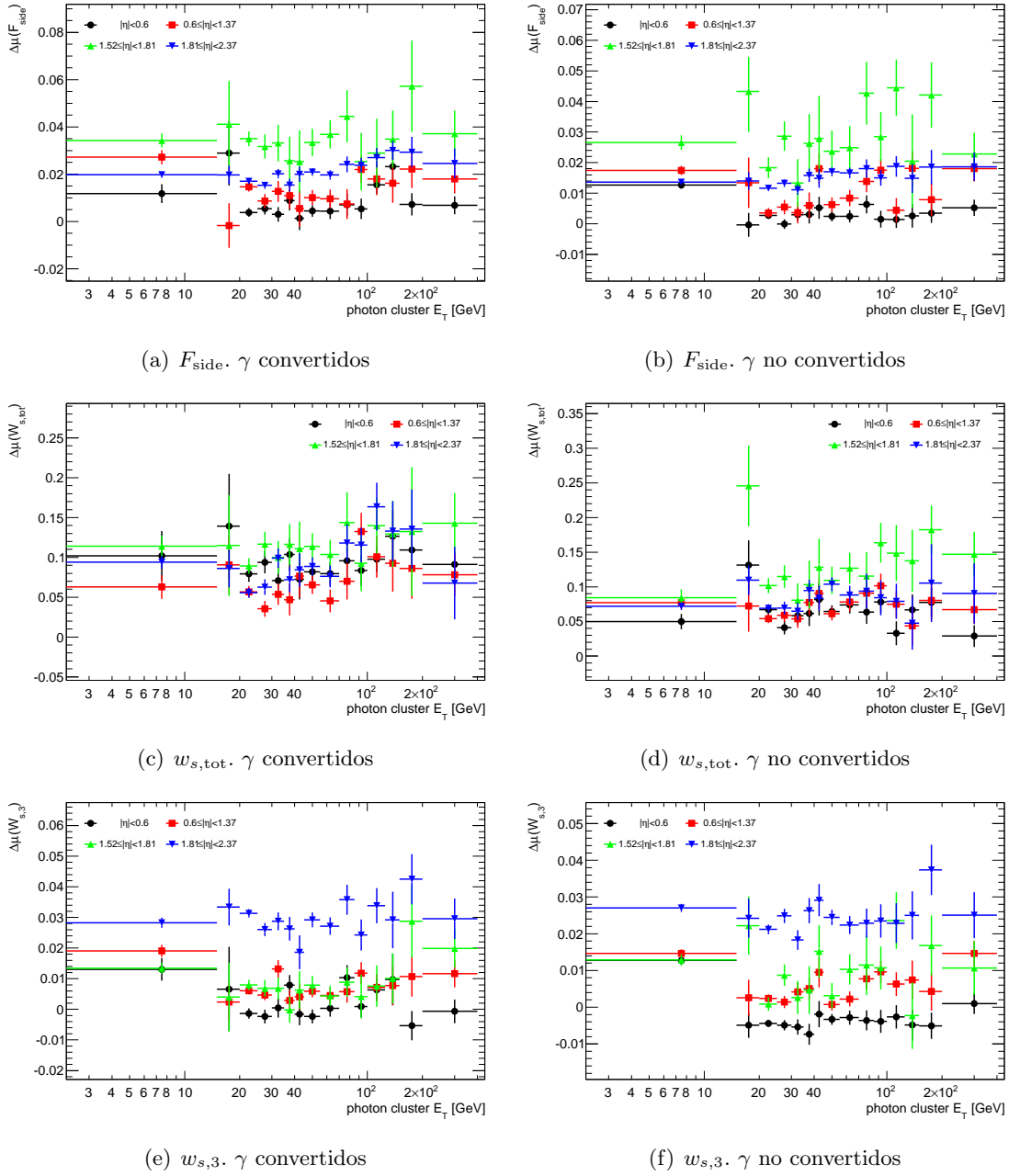


Figura 6.7. Diferencia $\Delta\mu(F_{\text{side}})$, $\Delta\mu(w_{s,\text{tot}})$ y $\Delta\mu(w_{s,3})$ entre la distribución de cada variable en datos y en Monte Carlo como función de E_T , para fotones convertidos y no convertidos luego de la identificación *tight*.

test de «clausura» sobre simulaciones de eventos de señal. El procedimiento de corrección es aplicado comparando las variables de identificación en muestras MC simuladas con la geometría nominal y con la geometría «distorsionada» (Tabla 4.3). Producto de esta comparación, se obtienen los factores de corrección según la Ec. 6.3 como función de E_T y η —donde ahora por «datos» se entiende el MC con geometría modificada— y se corrige el MC nominal según la Ec. 6.4. Esta eficiencia luego de la corrección del MC

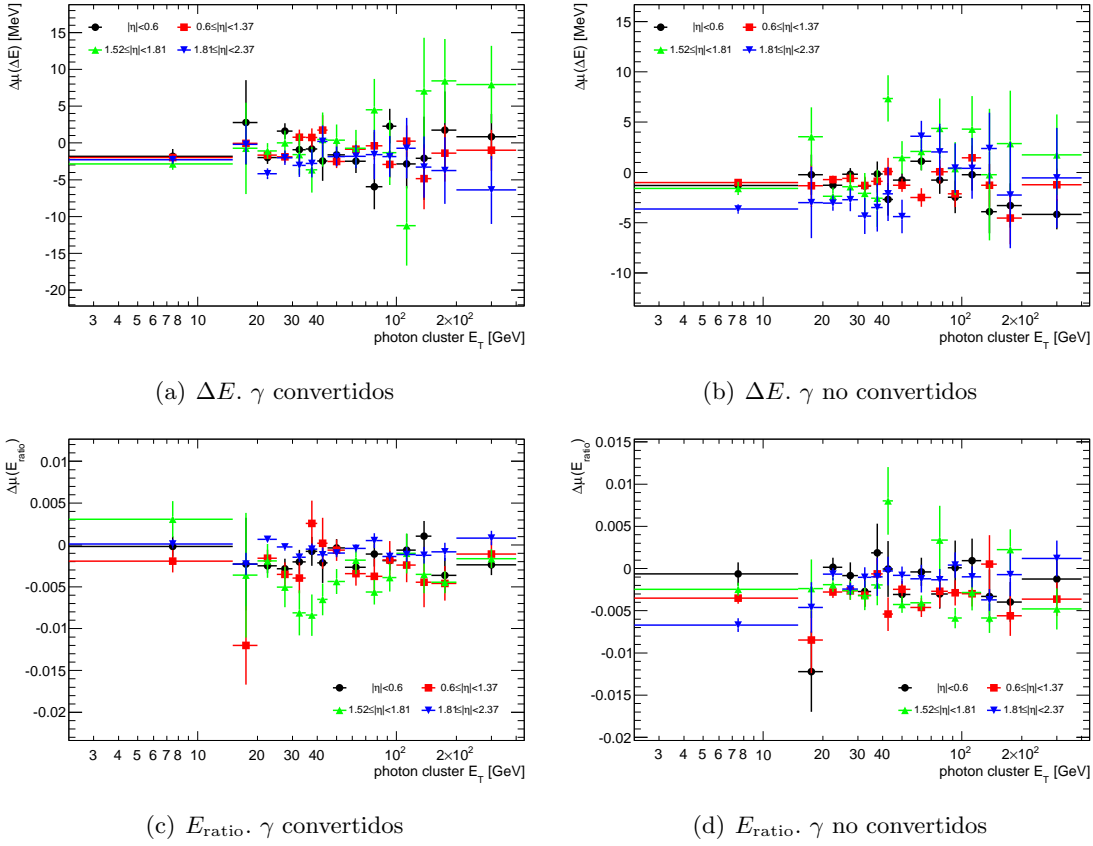


Figura 6.8. Diferencia $\Delta\mu(\Delta E)$ y $\Delta\mu(E_{ratio})$ entre la distribución de cada variable en datos y en Monte Carlo como función de E_T , para fotones convertidos y no-convertidos luego de la identificación *tight*.

nominal ($\varepsilon_{nominal}^{corr}$) debe entonces aproximar aquella calculada directamente sobre el MC distorsionado ($\varepsilon_{distorted}$). La diferencia encontrada entre ambas, $\Delta\varepsilon_{method}$, se muestra en la Tabla 6.2 como función de E_T y η para fotones convertidos, fotones no convertidos y para la muestra total, según la composición predicha por PYTHIA. Esto demuestra la aplicabilidad de la aproximación, donde las distorsiones en las variables de identificación están bien modeladas por un simple corrimiento; especialmente a más altas energías transversas, en la zona central del detector (i.e. η pequeño) y para fotones no convertidos. La mayor desviación es de $\sim 3\%$ para fotones convertidos, mientras que para la muestra total en la región $E_T > 45$ GeV, la aproximación reproduce la eficiencia nominal dentro del 1%.

Definición de la muestra de referencia

La determinación de los factores de corrección (Ec. 6.4) requiere una dada selección para construir las distribuciones de referencia. Es decir, ciertos criterios de identificación son aplicados sobre todos los candidatos a fotones reconstruidos en los datos y en el MC. La elección de estos criterios influye en la composición de la muestra de referencia, y por

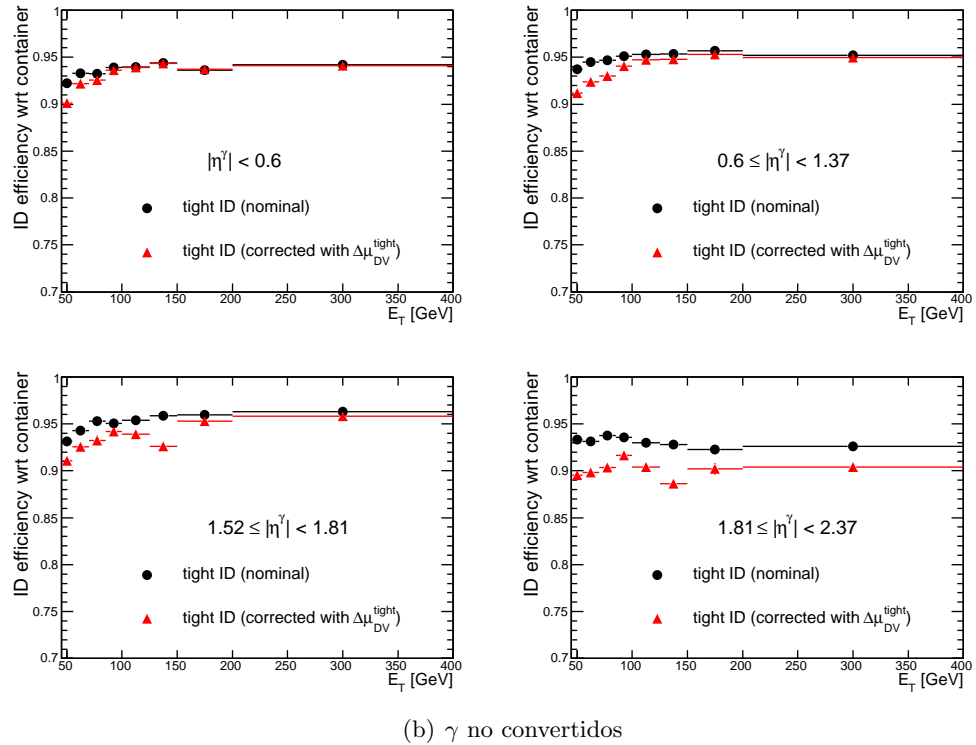
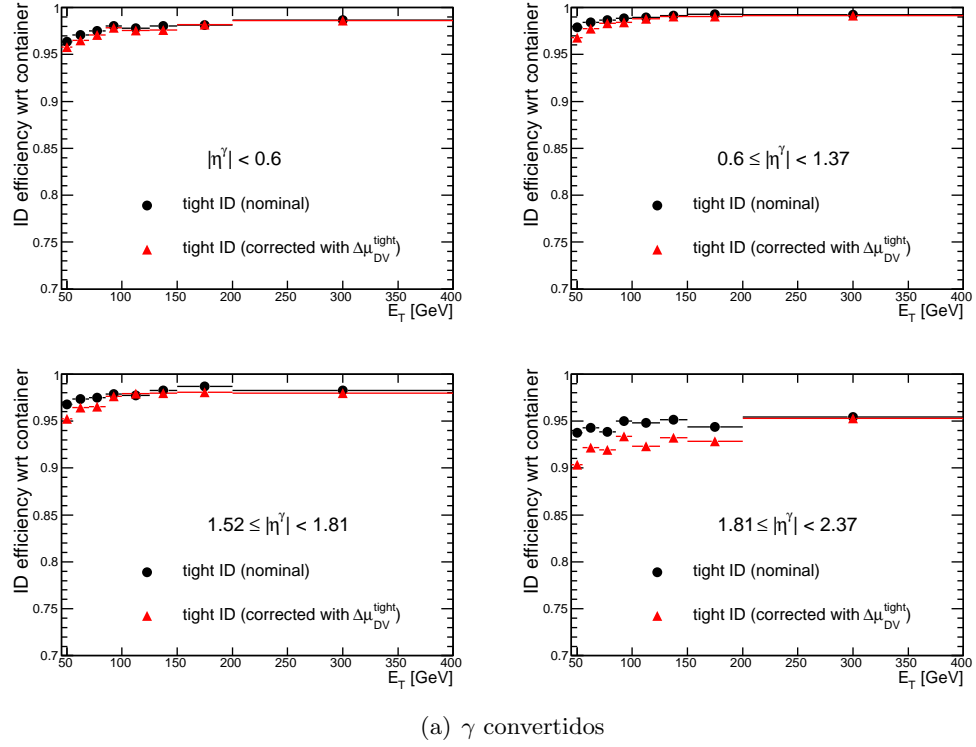


Figura 6.9. Eficiencia de identificación *tight*, ε^{ID} , obtenida en MC antes (puntos negros) y después (triángulos rojos) de la corrección $\Delta\mu_{\gamma}^{\text{tight}}$, como función de la energía transversa en el rango $45 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$ para fotones (a) convertidos y (b) no convertidos.

Tabla 6.2. Diferencia absoluta entre la eficiencia obtenida luego de la corrección del MC nominal y la obtenida directamente en el MC distorsionado, en los distintos intervalos de E_T y η .

E_T [GeV]	$\Delta\varepsilon_{\text{method}} = \varepsilon_{\text{distorted}} - \varepsilon_{\text{nominal}}^{\text{corr}} $ [%]			
	η			
	0-0.6	0.6-1.37	1.52-1.81	1.81-2.37
γ no convertidos				
[45, 55)	0.8 ± 0.5	0.1 ± 0.4	0.1 ± 0.8	0.8 ± 0.6
[55, 70)	1.0 ± 0.5	0.6 ± 0.5	0.4 ± 1.0	0.8 ± 0.7
[70, 85)	0.2 ± 0.8	0.4 ± 0.7	0.1 ± 1.5	1.7 ± 1.3
[85, 100)	0.7 ± 0.4	0.7 ± 0.3	0.2 ± 0.7	0.5 ± 0.6
[100, 125)	0.7 ± 0.5	1.4 ± 0.3	1.3 ± 0.7	1.1 ± 0.7
[125, 150)	1.0 ± 0.8	0.5 ± 0.6	1.4 ± 1.6	2.1 ± 1.2
[150, 200)	0.1 ± 1.0	0.1 ± 0.8	3.3 ± 1.0	2.3 ± 1.5
[200, 400)	0.3 ± 0.2	0.5 ± 0.1	0.0 ± 0.3	1.5 ± 0.4
γ convertidos				
[45, 55)	0.0 ± 0.6	0.2 ± 0.3	1.6 ± 0.8	0.3 ± 0.6
[55, 70)	0.9 ± 0.7	0.6 ± 0.4	1.0 ± 0.8	0.5 ± 0.7
[70, 85)	1.8 ± 0.5	0.4 ± 0.6	0.4 ± 1.2	0.3 ± 1.2
[85, 100)	0.2 ± 0.5	0.2 ± 0.2	0.2 ± 0.5	0.4 ± 0.6
[100, 125)	0.6 ± 0.5	0.4 ± 0.2	0.7 ± 0.5	0.6 ± 0.6
[125, 150)	0.4 ± 0.8	0.1 ± 0.4	0.1 ± 0.8	1.0 ± 1.0
[150, 200)	0.6 ± 1.1	0.1 ± 0.5	1.5 ± 0.0	0.1 ± 1.6
[200, 400)	0.2 ± 0.2	0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.2	0.0 ± 0.4
TOTAL				
[45, 55)	0.4 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.6 ± 0.2	0.5 ± 0.1
[55, 70)	0.3 ± 0.1	0.3 ± 0.1	0.4 ± 0.2	0.4 ± 0.2
[70, 85)	0.3 ± 0.2	0.2 ± 0.2	0.2 ± 0.3	0.3 ± 0.3
[85, 100)	0.2 ± 0.1	0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.2	0.4 ± 0.1
[100, 125)	0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.2	0.2 ± 0.2
[125, 150)	0.2 ± 0.2	0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.3	0.2 ± 0.3
[150, 200)	0.1 ± 0.2	0.1 ± 0.2	0.4 ± 0.3	0.1 ± 0.4
[200, 400)	0.1 ± 0.1	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.1	0.1 ± 0.1

ende en la estimación de las correcciones derivadas de la comparación de las distribuciones. En la Fig. 6.10 se puede observar la contribución de cada componente de la señal (fotones de la interacción dura y de fragmentación) y del fondo (principalmente π^0 s), luego de aplicar diferentes criterios de identificación y aislamiento. Como es de esperar, la relación señal/fondo aumenta de acuerdo a la severidad de la identificación, particularmente luego de aplicar el aislamiento calorimétrico. Dependiendo de la selección aplicada, además, algunas (e.g. para la identificación *loose*) o todas (para la identificación *tight*) las distribuciones son truncadas en el valor de corte adoptado, lo que puede causar un sesgo en la

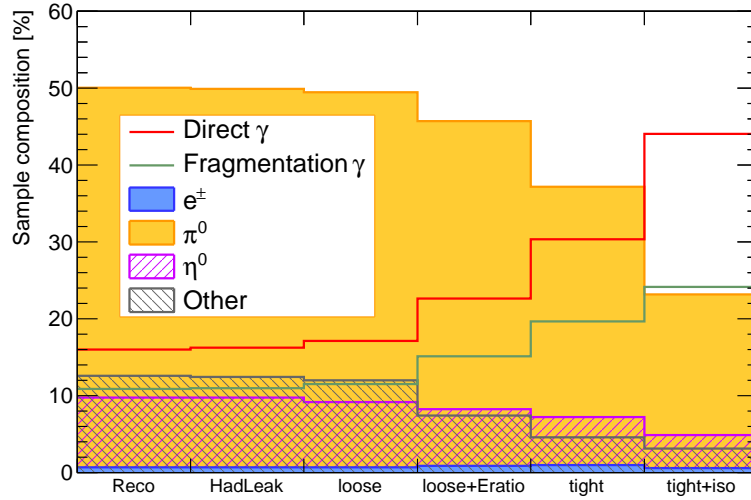


Figura 6.10. Composición de señal y fondo en la muestra remanente luego de cada categoría de identificación de fotones y del corte de aislamiento calorimétrico.

estimación de la media de cada variable y, en consecuencia, en la diferencia $\Delta\mu_V^s$.

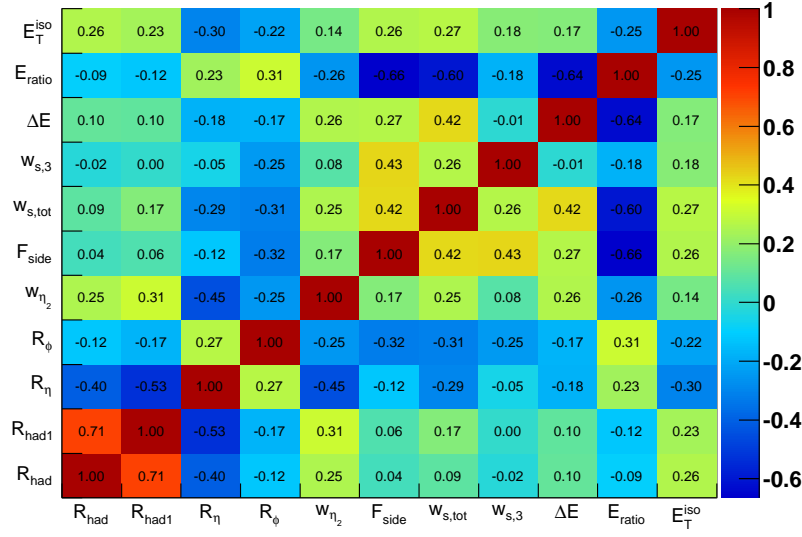
Para evaluar el impacto de estos efectos sobre la eficiencia obtenida en el MC corregido, los factores de corrección fueron calculados para distintas muestras de referencia, correspondientes a diferentes criterios de identificación (Tabla 6.3): *tight*, *loose* y dos modificaciones de la selección *tight* en donde se ignora el corte de la variable de comparación ($tight_x$) y el de aquellas variables correlacionadas⁵ a ella ($tight_y$), según se observa en la Fig. 6.11 para los datos de este análisis. Patrones de correlación similares han sido observados en las muestras de señal simuladas.

Tabla 6.3. Definiciones de las muestras de referencia utilizadas para el cálculo de los factores de corrección $\Delta\mu_V^s$.

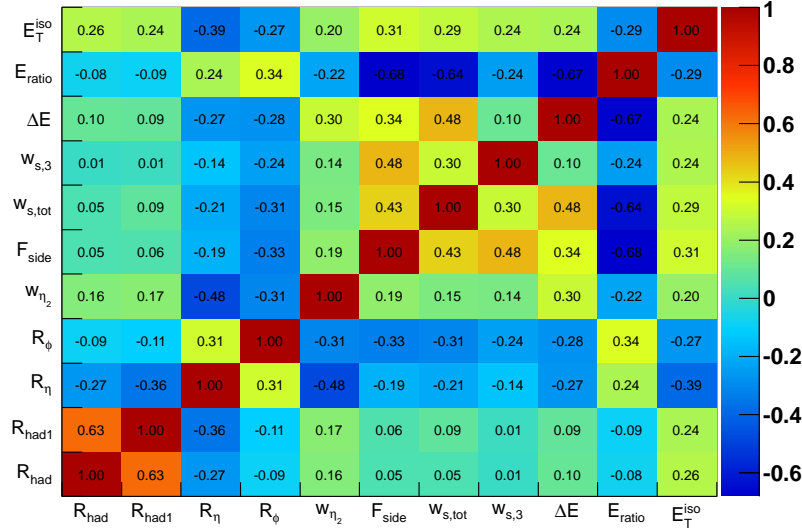
s	$\Delta\mu_V^s$ calculados en datos y MC a partir de :
<i>loose</i>	todos los candidatos <i>loose</i> .
<i>tight</i>	todos los candidatos <i>tight</i> .
$tight_x$	todos los candidatos aceptados por la identificación <i>tight</i> , menos el corte sobre la variable de comparación.
$tight_y$	todos los candidatos aceptados por la identificación <i>tight</i> , menos los cortes sobre la variable de comparación y aquellas correlacionadas con la misma, agrupadas como: (R_{had}, R_{had1}) ; $(R_\eta, w_{\eta2})$; (R_ϕ) ; $(F_{side}, w_{s,3}, w_{s,tot})$; $(\Delta E, E_{ratio})$.

La eficiencias obtenidas en el MC corregido por los factores calculados a partir de las muestras de referencia *tight*, $tight_x$ y $tight_y$ resultaron compatibles dentro de un 0.5%,

⁵El factor de correlación (ρ) entre dos variables x,y está dado por: $\rho = (\langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle) / \sigma_x \sigma_y$.



(a) γ convertidos



(b) γ no convertidos

Figura 6.11. Correlación entre las variables de identificación y de aislamiento, para fotones (a) convertidos y (b) no convertidos reconstruidos con $E_T > 45$ GeV y $|\eta| < 2.37$, en los datos utilizados en este análisis (Períodos G-I). La región $1.37 \leq |\eta| < 1.52$ ha sido excluida.

mostrando que el truncamiento de las distribuciones de las variables de identificación no tiene un impacto significativo sobre la estimación final. Las eficiencias calculadas usando los factores $\Delta\mu_{\gamma}^{loose}$ y $\Delta\mu_{\gamma}^{tight}$ presentaron la mayor discrepancia. Estas diferencias, $\Delta\epsilon_{sample}$, se han adoptado como las incertezas sistemáticas asociadas a la definición de la muestra de referencia (i.e. de la composición del fondo remanente) y figuran en la Tabla 6.4, para

fotones convertidos, no convertidos y para la muestra inclusiva según las predicciones de PYTHIA.

Tabla 6.4. Incertezas sistemáticas de la eficiencia de identificación asociadas a la elección de la muestra de referencia utilizada para calcular los factores de corrección $\Delta\mu_{\gamma}^s$.

	$\Delta\varepsilon_{\text{sample}} = \varepsilon_{\Delta\mu_{\gamma}^{\text{loose}}}^{\text{corr}} - \varepsilon_{\Delta\mu_{\gamma}^{\text{tight}}}^{\text{corr}} $ [%]			
E_T [GeV]	η			
	0-0.6	0.6-1.37	1.52-1.81	1.81-2.37
γ no convertidos				
[45, 55)	1.0 ± 0.2	0.6 ± 0.2	0.3 ± 0.4	1.0 ± 0.3
[55, 70)	0.2 ± 0.3	0.7 ± 0.2	0.1 ± 0.5	0.9 ± 0.4
[70, 85)	0.6 ± 0.4	0.0 ± 0.4	0.6 ± 0.8	0.2 ± 0.6
[85, 100)	0.1 ± 0.2	0.2 ± 0.2	0.1 ± 0.3	4.2 ± 0.3
[100, 125)	0.2 ± 0.2	0.1 ± 0.2	0.2 ± 0.4	0.7 ± 0.4
[125, 150)	0.1 ± 0.3	0.2 ± 0.3	0.2 ± 0.8	1.9 ± 0.7
[150, 200)	0.0 ± 0.4	0.2 ± 0.4	0.6 ± 0.8	2.1 ± 0.9
[200, 400)	0.3 ± 0.1	0.0 ± 0.1	0.2 ± 0.1	0.7 ± 0.2
γ convertidos				
[45, 55)	0.6 ± 0.3	0.3 ± 0.2	0.5 ± 0.3	2.4 ± 0.3
[55, 70)	0.8 ± 0.3	0.2 ± 0.2	0.0 ± 0.4	1.0 ± 0.4
[70, 85)	0.4 ± 0.4	0.2 ± 0.3	0.1 ± 0.6	1.9 ± 0.6
[85, 100)	0.1 ± 0.2	0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.2	0.7 ± 0.3
[100, 125)	0.1 ± 0.2	0.1 ± 0.1	0.0 ± 0.2	2.1 ± 0.3
[125, 150)	0.2 ± 0.4	0.1 ± 0.2	0.2 ± 0.4	0.3 ± 0.6
[150, 200)	0.0 ± 0.4	0.1 ± 0.2	0.3 ± 0.5	0.0 ± 0.8
[200, 400)	0.0 ± 0.1	0.0 ± 0.03	0.0 ± 0.1	0.0 ± 0.2
TOTAL				
[45, 55)	1.0 ± 0.2	0.5 ± 0.1	0.4 ± 0.3	1.7 ± 0.2
[55, 70)	0.3 ± 0.2	0.5 ± 0.2	0.0 ± 0.3	0.0 ± 0.3
[70, 85)	0.5 ± 0.3	0.0 ± 0.3	0.3 ± 0.5	1.0 ± 0.5
[85, 100)	0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.2	1.9 ± 0.2
[100, 125)	0.1 ± 0.2	0.0 ± 0.1	0.1 ± 0.2	1.4 ± 0.2
[125, 150)	0.0 ± 0.3	0.1 ± 0.2	0.0 ± 0.4	0.8 ± 0.5
[150, 200)	0.0 ± 0.4	0.2 ± 0.2	0.5 ± 0.5	1.1 ± 0.6
[200, 400)	0.3 ± 0.1	0.0 ± 0.04	0.1 ± 0.1	0.4 ± 0.1

Las dos fuentes de incerteza, $\Delta\varepsilon_{\text{method}}$ y $\Delta\varepsilon_{\text{sample}}$, contribuyen a la incerteza sistemática global del método de corrección y son combinadas cuadráticamente

$$\sigma_{\varepsilon_{\text{ID}}}^{\text{MC corr}} = \sqrt{\Delta\varepsilon_{\text{method}}^2 + \Delta\varepsilon_{\text{sample}}^2} \quad (6.5)$$

suponiendo que no hay correlación entre ellas (Tabla 6.5).

Tabla 6.5. Incerteza sistemática total asociada al método de corrección al MC para la estimación de la eficiencia de identificación, como función de E_T y η , y separadamente para fotones convertidos y no convertidos.

	$\sigma_{\varepsilon_{\text{ID}}}^{\text{MC corr}} = \sqrt{\Delta\varepsilon_{\text{method}}^2 + \Delta\varepsilon_{\text{sample}}^2}$			
	η			
E_T [GeV]	0-0.6	0.6-1.37	1.52-1.81	1.81-2.37
γ no convertidos				
[45, 55)	1.34	0.57	0.34	1.11
[55, 70)	1.00	0.92	0.38	0.98
[70, 85)	0.59	0.43	0.64	0.77
[85, 100)	0.71	0.68	0.21	4.21
[100, 125)	0.69	1.40	1.29	0.79
[125, 150)	1.05	0.60	1.38	1.96
[150, 200)	0.07	0.25	3.31	2.25
[200, 400)	0.43	0.53	0.22	0.73
γ convertidos				
[45, 55)	0.63	0.35	1.68	2.46
[55, 70)	1.19	0.66	0.95	1.12
[70, 85)	1.85	0.45	0.37	1.99
[85, 100)	0.19	0.17	0.22	0.84
[100, 125)	0.65	0.38	0.66	2.22
[125, 150)	0.45	0.09	0.20	1.04
[150, 200)	0.65	0.08	1.49	0.11
[200, 400)	0.19	0.06	0.08	0.04
TOTAL				
[45, 55)	1.07	0.67	0.77	1.75
[55, 70)	0.43	0.61	0.40	0.37
[70, 85)	0.62	0.18	0.33	1.08
[85, 100)	0.17	0.14	0.17	1.93
[100, 125)	0.18	0.05	0.13	1.41
[125, 150)	0.18	0.20	0.08	0.86
[150, 200)	0.18	0.20	0.61	1.13
[200, 400)	0.27	0.01	0.11	0.37

Dado que los factores $\Delta\mu_{\gamma}^{\text{tight}}$ permiten modelar mejor en las simulaciones de señal las distribuciones observadas en datos, a la vez que minimizan el potencial sesgo introducido por una distinta composición del fondo en datos y en MC, han sido elegidos para la estimación del valor central de la eficiencia de identificación, requerido para la medida final de la sección eficaz detallada en el Cap. 8. Los valores obtenidos —en rojo en la Fig. 6.9— figuran en la Tabla 6.6 para la muestra de señal inclusiva, donde los fotones producidos en

la interacción dura y los fotones de fragmentación han sido combinados según la sección eficaz predicha por PYTHIA para cada tipo. Las incertezas son sólo estadísticas.

Tabla 6.6. Valor central de la eficiencia de identificación, ε^{ID} , estimado en el MC luego de las correcciones lineales aplicadas para modelar las distribuciones en datos (Ver texto para más detalles). Las muestras simuladas contienen tanto fotones producidos en la interacción dura como fotones de fragmentación, combinados de acuerdo a la sección eficaz de producción de cada tipo predicha por PYTHIA. Las incertezas son sólo estadísticas.

E_T [GeV]	$\varepsilon^{\text{ID},k} \text{corrected} [\%]$			
	η			
	0-0.6	0.6-1.37	1.52-1.81	1.81-2.37
γ no convertidos				
[45, 55)	90.1 \pm 0.2	91.2 \pm 0.1	91.1 \pm 0.3	89.5 \pm 0.2
[55, 70)	92.2 \pm 0.2	92.4 \pm 0.2	92.5 \pm 0.4	89.8 \pm 0.3
[70, 85)	92.6 \pm 0.3	93.0 \pm 0.3	93.2 \pm 0.6	90.3 \pm 0.5
[85, 100)	93.6 \pm 0.1	94.0 \pm 0.1	94.2 \pm 0.2	91.6 \pm 0.2
[100, 125)	93.9 \pm 0.1	94.7 \pm 0.1	93.9 \pm 0.3	90.4 \pm 0.3
[125, 150)	94.3 \pm 0.2	94.8 \pm 0.2	92.6 \pm 0.5	88.6 \pm 0.5
[150, 200)	93.7 \pm 0.3	95.3 \pm 0.3	95.3 \pm 0.5	90.2 \pm 0.6
[200, 400)	94.1 \pm 0.1	94.9 \pm 0.1	95.8 \pm 0.1	90.4 \pm 0.2
γ convertidos				
[45, 55)	95.8 \pm 0.2	96.8 \pm 0.1	95.2 \pm 0.2	90.3 \pm 0.2
[55, 70)	96.5 \pm 0.2	97.8 \pm 0.1	96.4 \pm 0.3	92.2 \pm 0.3
[70, 85)	97.1 \pm 0.4	98.3 \pm 0.2	96.5 \pm 0.4	91.9 \pm 0.5
[85, 100)	97.8 \pm 0.1	98.4 \pm 0.1	97.6 \pm 0.2	93.4 \pm 0.2
[100, 125)	97.6 \pm 0.2	98.8 \pm 0.1	97.9 \pm 0.2	92.3 \pm 0.3
[125, 150)	97.6 \pm 0.3	99.0 \pm 0.1	98.0 \pm 0.3	93.2 \pm 0.4
[150, 200)	98.2 \pm 0.3	99.1 \pm 0.2	98.1 \pm 0.4	92.8 \pm 0.6
[200, 400)	98.6 \pm 0.1	99.1 \pm 0.1	98.0 \pm 0.1	95.3 \pm 0.1
TOTAL				
[45, 55)	91.3 \pm 0.1	93.2 \pm 0.1	93.0 \pm 0.2	89.9 \pm 0.2
[55, 70)	93.1 \pm 0.2	94.3 \pm 0.1	94.4 \pm 0.2	90.9 \pm 0.2
[70, 85)	93.6 \pm 0.2	94.9 \pm 0.2	94.8 \pm 0.3	91.1 \pm 0.3
[85, 100)	94.6 \pm 0.1	95.6 \pm 0.1	95.8 \pm 0.1	92.5 \pm 0.1
[100, 125)	94.7 \pm 0.1	96.2 \pm 0.1	96.0 \pm 0.2	91.3 \pm 0.2
[125, 150)	95.1 \pm 0.2	96.3 \pm 0.1	95.0 \pm 0.3	90.6 \pm 0.3
[150, 200)	94.7 \pm 0.2	96.7 \pm 0.2	96.7 \pm 0.3	91.5 \pm 0.4
[200, 400)	95.2 \pm 0.1	96.5 \pm 0.1	97.0 \pm 0.1	92.8 \pm 0.1

6.3 Eficiencia del Trigger

Como se ha mencionado en la Sec. 4.3.3, los datos analizados en esta tesis han sido seleccionados por la cadena del trigger `g40_loose`, con al menos un fotón identificado con $E_T > 40$ GeV. El cálculo de la sección eficaz requiere entonces conocer la eficiencia de este requerimiento. Dado que ε^{ID} ha sido aquí definida respecto al nivel reconstruido, la eficiencia del trigger es definida con respecto a la identificación *offline* como:

$$\varepsilon^{\text{trigger},k}(E_{T,\text{reco}}) \equiv \frac{dN(\eta_{k,1} \leq |\eta_{\text{reco}}| < \eta_{k,2}, E_{T,\text{reco}}^{\text{iso}} < 3 \text{ GeV}, \text{tightID}, \text{g40_loose})/dE_{T,\text{reco}}}{dN(\eta_{k,1} \leq |\eta_{\text{reco}}| < \eta_{k,2}, E_{T,\text{reco}}^{\text{iso}} < 3 \text{ GeV}, \text{tightID})/dE_{T,\text{reco}}} \quad (6.6)$$

donde $\eta_{k,i}$ denota los límites del k -ésimo ($k = 1, \dots, 4$) intervalo de pseudorapidez definido para la medida de la sección eficaz en este análisis. Es decir, deseamos conocer la fracción de eventos, con al menos un fotón reconstruido satisfaciendo los criterios de identificación *tight* y de aislamiento ($E_T^{\text{iso}} < 3$ GeV), que son aceptados por el trigger.

En este caso —debido a las mismas limitaciones para fotones descritas en la sección anterior— se aplica un método conocido como «*bootstrapping*» o de muestreo recursivo. Como su nombre lo indica, la eficiencia de una dada selección del trigger se estima respecto de otra menos severa (típicamente con un menor umbral de E_T), y así sucesivamente, hasta alcanzar una selección de referencia con eficiencia conocida. El producto de las eficiencias obtenidas durante esta cadena da finalmente la eficiencia de la selección total. En este análisis, la eficiencia de los criterios del trigger en el HLT (`EF_g40_loose`) es primero determinada —siguiendo la Ec. 6.6— en eventos aceptados por el ítem del L1 dentro de la lógica de selección de esta cadena (i.e. `L1_EM14`). Este último, con un umbral de $E_T \geq 14$ GeV, ha mostrado ser (a su vez) 100% eficiente seleccionando fotones con $E_T > 20$ GeV en eventos aceptados por un trigger de menor umbral (`L1_EM5`). En la Fig. 6.12 se observa la eficiencia total del trigger `g40_loose`, como función de la E_T del cluster asociado al fotón, calculada en los datos y en muestras MC de fotones directos (Véase Sec. 4.2).

La estimación de la eficiencia del trigger en datos para fotones *tight* aislados con $E_T > 45$ (integrada sobre todos los intervalos en η) resulta, en principio, $\varepsilon_{\text{data}}^{\text{trig}} = 99.4 \pm 0.2$.⁶ Sin embargo, una limitación inherente al método de *bootstrapping* es que no se realiza ninguna estimación del fondo en la muestra bajo estudio. Esta contaminación, aunque se espera sea pequeña luego de la preselección aplicada, provoca un sesgo en el valor estimado y una modificación de la forma de la curva de eficiencia.⁷ Para evaluar este efecto, la eficiencia es calculada por este mismo método sobre muestras MC de fotones directos, cuyo

⁶donde la incerteza estadística es calculada mediante un tratamiento Bayesiano [137], con un *prior* de Jeffreys.

⁷La resolución en E_T del trigger (con respecto a la E_T *offline*) es peor para fotones del fondo, dado que el trigger ha sido optimizado para seleccionar señal.

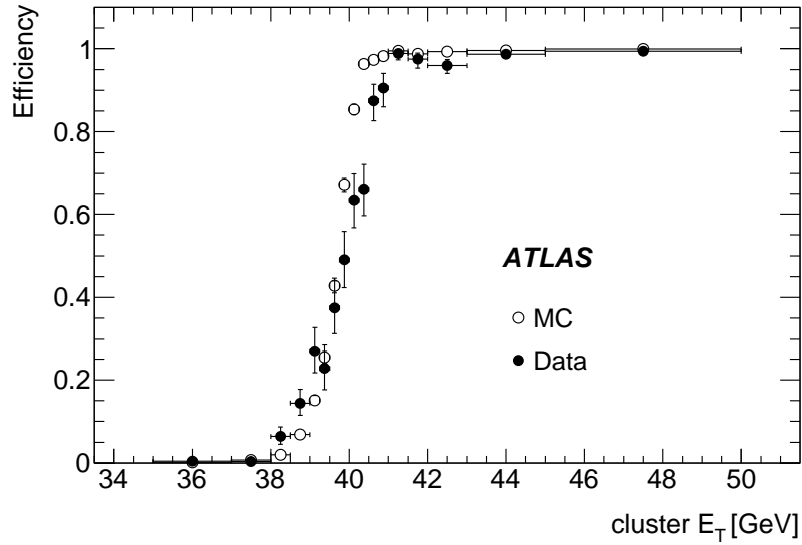


Figura 6.12. Eficiencia del trigger de fotones, `g40_loose`, con respecto a la selección *offline* medida en datos (puntos sólidos) y en MC (puntos vacíos), para candidatos satisfaciendo los criterios de identificación *tight* y de aislamiento calorimétrico $E_T^{\text{iso}} < 3$ GeV.

valor —en la misma región cinemática antes definida— es $\varepsilon_{\text{MC}}^{\text{trig}} = 99.97 \pm 0.01$. Asumiendo que el Monte Carlo modela aceptablemente la muestra de señal pura en datos, la estimación de la eficiencia del trigger resulta finalmente $\varepsilon^{\text{trig}} = 99.4^{+0.6}_{-0.2}$, donde la incerteza superior cubre la eficiencia esperada en ausencia de fondo.

6.4 Incertezas sistemáticas

Diversas fuentes de incerteza en la estimación de las eficiencias fueron estudiadas en detalle. A continuación se describe brevemente la naturaleza de las mismas y la cuantificación de su efecto sobre la eficiencia de reconstrucción $\varepsilon^{\text{reco}}$ (Sec. 6.4.1) e identificación ε^{ID} (Sec. 6.4.2). Aquellas incertezas comunes a ambas eficiencias son especialmente tratadas en la Sec. 6.4.3. Las incertezas totales para la eficiencia combinada $\varepsilon^{\text{reco}} \times \varepsilon^{\text{ID}}$ son presentadas finalmente en la Sec. 6.4.4.

6.4.1 Reconstrucción

Aceptancia $\cdot \sigma_{\text{reco}}^{\text{OQ}}$

Como se ha descrito en la Sec. 4.4, regiones problemáticas del ECAL —en términos de accesibilidad y/o alimentación de HV— han sido excluidas del análisis mediante el uso de los llamados *Object Quality (OQ) maps*. Así, todo candidato cuyo cluster yace total o parcialmente sobre alguna de ellas es rechazado. Debido a efectos de borde, la reconstrucción de la energía transversal y de la posición (η, ϕ) de los clusters cercanos a estas regiones puede sufrir variaciones. Para estimar este efecto, se aplican *OQ maps* modificados

—en donde se aumenta el tamaño de cada zona afectada agregando las primeras celdas del borde— sobre la muestra de datos reales y una muestra de datos «ideales» (sin regiones problemáticas), creada a partir de las zonas no afectadas en el mapa.⁸ En este análisis se ha utilizado como referencia el último mapa construido durante el 2010 (correspondiente a la *Run* 167521), que incluye todas las zonas problemáticas detectadas. La incerteza final asociada a la pérdida de aceptación inducida es $< 0.2\%$.

Criterio de aislamiento . $\sigma_{\text{reco}}^{\text{iso}}$

La incerteza en la eficiencia de reconstrucción asociada al requerimiento de aislamiento calorimétrico (Sec. 5.3.1) es evaluado en muestras MC de señal, alterando el valor de corte nominal ($E_{\text{T}}^{\text{iso}} < 3$ GeV) en ± 500 MeV, correspondiente a la diferencia media observada para electrones en datos y MC, extraídos en eventos $W \rightarrow e\nu$ y $Z \rightarrow ee$. La diferencia de eficiencia resultante ($\sigma_{\text{reco}}^{\text{iso}}$) es $\sim 4\%$ en la región $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $\sim 3\%$ en el resto del detector. El incremento en esa región particular, se debe posiblemente a efectos de borde (dado el tamaño del intervalo y su cercanía a la región de transición excluida) y a la mayor concentración de material frente al ECAL (que contribuye al ensanchamiento de la distribución de $E_{\text{T}}^{\text{iso}}$).

6.4.2 Identificación

Método de corrección . $\sigma_{\text{ID}}^{\text{MC corr}}$

Las incertezas inherentes al método de corrección aplicado al MC a fin de emular las distribuciones en datos han sido discutidas en detalle en la Sec. 6.2.3 y figuran en la Tabla 6.5.

Clasificación de fotones convertidos . $\sigma_{\text{ID}}^{\text{conv}}$

Los cortes de identificación para fotones convertidos son, en general, más severos que aquellos para fotones no convertidos. En consecuencia, la incorrecta clasificación de conversiones se traduce en una pérdida de eficiencia global. El efecto es evaluado degradando la eficiencia de clasificación en un 10% (i.e. redefiniendo como fotones convertidos una muestra aleatoria de fotones no convertidos). Una variación de la eficiencia de identificación $\sigma_{\text{ID}}^{\text{conv}} \lesssim 1\%$ fue observada, en todo el rango de η y decreciendo con E_{T} , como es de esperar ya que los efectos de la conversión disminuyen a altas energías.

⁸Suponiendo la simetría del ECAL en ϕ , la muestra de datos ideal es creada copiando (en dirección de η) los clusters de las zonas no afectadas a las zonas problemáticas.

6.4.3 Reco+ID

Composición de la señal . $\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{d/f}}$, $\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{gen}}$

El efecto de la composición de la señal (i.e. las fracciones relativas de fotones producidos en la interacción dura (γ_d) y de fragmentación (γ_f)) es estudiado mediante las muestras MC de fotones directos⁹ detalladas en la Tabla 4.3. A partir de éstas, se construyen nuevas muestras de puros γ_d , puros γ_f y mezclas combinadas donde cada contribución individual (según la predicción de PYTHIA) es reducida un 50 %, respectivamente. Dada la correlación del efecto en $\varepsilon^{\text{reco}}$ y ε^{ID} , la incerteza es obtenida de la comparación de la eficiencia combinada ($\varepsilon^{\text{reco}} \times \varepsilon^{\text{ID}}$) para las diferentes muestras con respecto a la obtenida en la muestra nominal de PYTHIA (i.e. utilizada para estimar los valores centrales en las secciones anteriores). Un estudio similar es realizado con muestras simuladas con HERWIG, usando las mismas fracciones de mezcla, para evaluar la sensibilidad de las eficiencias a los detalles del generador MC.

El impacto sobre la eficiencia total de las diferentes composiciones $\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{d/f}}$ es $\lesssim 1\%$. Similarmente, una incerteza $\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{gen}} = 1\%$ es asignada para tener en cuenta las diferencias entre los valores centrales obtenidos para PYTHIA y HERWIG.

Concentración de material frente al ECAL . $\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{material}}$

La cantidad de material en el detector, particularmente en el ID, tiene un impacto directo en la *performance* de los algoritmos de reconstrucción e identificación de fotones. La sensibilidad de las eficiencias en cada caso ha sido estudiada mediante muestras MC simuladas con una geometría alternativa, listadas en la Tabla 4.3, en donde la cantidad de material —y su disposición en el volumen del detector— ha sido distorsionada respecto de la configuración nominal (Véase Sec. 4.2 para más detalles). El efecto sobre la eficiencia de reconstrucción, evaluado a partir de la comparación de las eficiencias obtenidas con una y otra geometría, es $< 1.5\%$ en la región central ($|\eta| < 1.37$) y $< 3.5\%$ para $|\eta| > 1.52$, donde la concentración de material es más importante.

Por otro lado, los factores aplicados para corregir la simulación nominal en la estimación de la eficiencia de identificación tienen en cuenta, al menos parcialmente, las diferencias en la distribución de material en datos y MC. Para estimar los efectos remanentes en esta aproximación, los factores de corrección fueron re-calculados comparando las distribuciones en datos con aquellas en las muestras de QCD del MC «distorsionado», y utilizados para estimar la eficiencia sobre las muestras de señal, también simuladas con la geometría alternativa ($\varepsilon_{\text{dist}}^{\text{ID}}$). Los valores absolutos de la discrepancia entre esta nueva eficiencia y el valor central nominal, $|\varepsilon_{\text{dist}}^{\text{ID}} - \varepsilon_{\text{nom}}^{\text{ID}}|$, son considerados como estimadores de la incerteza sistemática residual en la eficiencia de identificación, variando en el rango 1 – 2.5 % como función de η . Debido a la escasa estadística disponible para las muestras con geometría

⁹DPXX, con ID 108081-108087

distorsionada, las incertezas fueron obtenidas por región de pseudorapidez, ajustando la dependencia con E_T a un valor constante. Finalmente, dado que ésta es una incerteza común a la eficiencia de reconstrucción e identificación, la incerteza total $\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{material}}$ sobre la eficiencia total ($\varepsilon^{\text{reco}} \times \varepsilon^{\text{ID}}$) es estimada —suponiendo total correlación entre ambas— como la suma lineal de los efectos individuales.

6.4.4 Incertezas sistemáticas totales

Las incertezas sistemáticas finales en la eficiencia total ($\varepsilon^{\text{reco}} \times \varepsilon^{\text{ID}}$) utilizadas en la medida de la sección eficaz de producción de fotones aislados, resultado del trabajo de esta tesis, son obtenidas sumando en cuadratura todas las contribuciones relevantes discutidas previamente y figuran en la Tabla 6.7, como función de E_T y η . En general, las incertezas más importantes provienen de la descripción del material en el detector y del efecto del corte de aislamiento en la eficiencia de reconstrucción. Es de esperar que un mejor entendimiento de la geometría «real» del detector y de la respuesta del mismo permita reducir significativamente estas fuentes de incerteza en el futuro.

Tabla 6.7. Contribuciones a la incerteza sistemática en la eficiencia de reconstrucción e identificación ($\varepsilon^{\text{reco}} \times \varepsilon^{\text{ID}}$) utilizada para la medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados, como función de E_T en las distintas regiones de η . La incerteza total $\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{total}}$ es calculada como la suma cuadrática de las contribuciones individuales.

INCERTEZAS SISTEMÁTICAS $\varepsilon^{\text{reco}} \times \varepsilon^{\text{ID}}$ [%]								
E_T [GeV]	$\sigma_{\text{reco}}^{\text{OQ}}$	$\sigma_{\text{reco}}^{\text{iso}}$	$\sigma_{\text{ID}}^{\text{MC corr}}$	$\sigma_{\text{ID}}^{\text{conv}}$	$\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{material}}$	$\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{d/f}}$	$\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{gen}}$	$\sigma_{\text{reco+ID}}^{\text{total}}$
$ \eta < 0.6$								
[45, 55)	0.2	2.8	1.07	1.03	1.67	1.0	1.0	3.9
[55, 70)	0.2	2.7	0.43	0.85	1.09	1.0	1.0	3.4
[70, 85)	0.2	2.3	0.62	0.82	1.59	1.0	1.0	3.3
[85, 100)	0.2	2.7	0.17	0.58	1.47	1.0	1.0	3.5
[100, 125)	0.2	2.6	0.18	0.39	1.62	1.0	1.0	3.4
[125, 150)	0.2	2.6	0.18	0.25	2.57	1.0	1.0	3.9
[150, 200)	0.2	2.3	0.18	0.16	1.32	1.0	1.0	3.1
[200, 400)	0.2	2.5	0.27	0.08	1.37	1.0	1.0	3.2
$0.6 \leq \eta < 1.37$								
[45, 55)	0.2	3.6	0.67	0.73	1.45	1.0	1.0	4.2
[55, 70)	0.2	3.5	0.62	0.62	1.34	1.0	1.0	4.1
[70, 85)	0.2	3.3	0.19	0.44	2.22	1.0	1.0	4.3
[85, 100)	0.2	3.6	0.14	0.27	2.02	1.0	1.0	4.4
[100, 125)	0.2	3.5	0.05	0.20	1.32	1.0	1.0	4.0
[125, 150)	0.2	3.3	0.20	0.13	1.75	1.0	1.0	4.0
[150, 200)	0.2	3.6	0.20	0.03	1.42	1.0	1.0	4.2
[200, 400)	0.2	3.3	0.01	0.04	2.35	1.0	1.0	4.3
$1.52 \leq \eta < 1.81$								
[45, 55)	0.2	4.5	0.77	1.24	4.20	1.0	1.0	6.5
[55, 70)	0.2	4.4	0.40	0.98	1.82	1.0	1.0	5.1
[70, 85)	0.2	4.1	0.33	0.36	1.64	1.0	1.0	4.6
[85, 100)	0.2	4.2	0.17	0.39	2.74	1.0	1.0	5.2
[100, 125)	0.2	4.2	0.14	0.25	4.46	1.0	1.0	6.3
[125, 150)	0.2	4.2	0.08	0.26	1.37	1.0	1.0	4.7
[150, 200)	0.2	3.6	0.62	0.17	2.13	1.0	1.0	4.5
[200, 400)	0.2	3.8	0.11	0.18	3.85	1.0	1.0	5.6
$1.81 \leq \eta < 2.37$								
[45, 55)	0.2	2.9	1.75	1.14	3.47	1.0	1.0	5.2
[55, 70)	0.2	2.8	0.37	0.73	2.93	1.0	1.0	4.4
[70, 85)	0.2	2.6	1.08	0.61	2.67	1.0	1.0	4.2
[85, 100)	0.2	2.8	1.93	0.38	4.47	1.0	1.0	5.8
[100, 125)	0.2	2.7	1.41	0.17	4.08	1.0	1.0	5.3
[125, 150)	0.2	2.9	0.86	0.25	2.60	1.0	1.0	4.2
[150, 200)	0.2	2.8	1.13	0.12	6.42	1.0	1.0	7.2
[200, 400)	0.2	2.7	0.37	0.02	2.74	1.0	1.0	4.1

7

ESTIMACIÓN DEL FONDO

Aun luego de aplicar los criterios de identificación *tight* descriptos en el Cap. 5, existe cierta contaminación de fotones del fondo en los eventos seleccionados y su estimación es crucial para la medida de la sección eficaz final. El fondo remanente, debido principalmente al decaimiento de mesones livianos en un par de fotones, es estimado estadísticamente a partir de la distribución de la energía de aislamiento calorimétrico (E_T^{iso}). En este capítulo, se discute en primer lugar la extracción del perfil de E_T^{iso} para los fotones del fondo directamente de los datos. En la Sec. 7.2 se describe el método de conteo bidimensional utilizado para la estimación de la pureza de la muestra seleccionada, i.e. la fracción de eventos de señal, seguido del tratamiento de las incertezas sistemáticas asociadas al mismo. Luego de discutir otras posibles fuentes de contaminación en la Sec. 7.4, se presentan los resultados finales considerados en el capítulo siguiente para la medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados.

7.1 Caracterización del fondo

El fondo principal de la producción de fotones aislados proviene de los decaimientos de mesones livianos, particularmente $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. La contaminación en la muestra de candidatos a señal, aun luego de aplicar los criterios de identificación, es estimada haciendo uso del aislamiento calorimétrico (E_T^{iso}). Es importante entonces entender el comportamiento del fondo en términos de esta variable, extrayendo su distribución directamente de los datos bajo estudio. Las variables de identificación *tight* construidas en la primera capa del ECAL descritas en la Sec. 5.2.1, han sido diseñadas para discriminar este tipo de decaimientos con dos fotones en el estado final, buscando subestructuras en el perfil lateral de la deposición de energía en la dirección de η (Fig. 5.3). Aún más, como el núcleo central ($\eta \times \phi = 5 \times 7$) de las celdas en la segunda capa del ECAL es removido del cono de aislamiento, estas variables de identificación —extraídas en general en una región más chica de la primera capa— están prácticamente no correlacionadas a E_T^{iso} , como se ha mostrado

en la Fig. 6.11. Así, para obtener una distribución no sesgada del aislamiento para fotones del fondo, se construye una muestra «enriquecida» en este tipo de candidatos revirtiendo algunos de los criterios de la identificación *tight*. Es decir, se seleccionan aquellos candidatos que pasen todos los criterios *tight* excepto (al menos) uno de los cuatro siguientes: $w_{s,3}$, F_{side} , E_{ratio} y ΔE . Esta identificación, conocida como «*non-tight*», ha sido elegida para asegurar suficiente estadística en la muestra de fondo seleccionada, manteniendo una correlación débil con la variable de aislamiento que se busca modelar. La distribución de aislamiento obtenida mediante esta inversión se puede observar en la Fig. 7.1 para datos y simulaciones MC de señal+fondo, en comparación con la distribución esperada en simulaciones exclusivas de jets QCD. En general, ambas distribuciones en el MC tienen un comportamiento similar, indicando un buen modelaje del fondo mediante inversión de los criterios de identificación. Sin embargo, se pueden observar algunas diferencias entre la distribución de aislamiento extraída de los datos y aquellas simuladas en el MC, lo que indica la necesidad de estimar la contribución del fondo directamente de los primeros. El método aplicado en el análisis de esta tesis se describe a continuación.

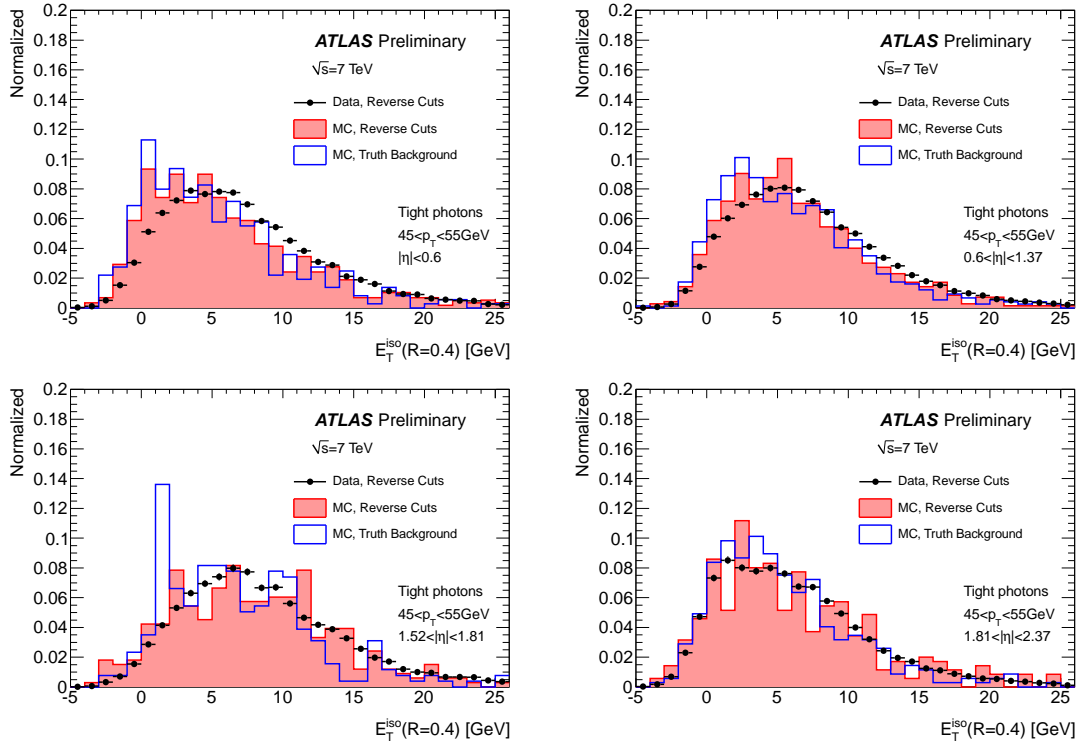


Figura 7.1. Distribución de la variable de aislamiento calorimétrico (E_T^{iso}) extraída de las muestras de datos y MC enriquecidas en fondo mediante la inversión de los cortes de identificación, en comparación a la observada en muestras MC de fondo (jets QCD), para candidatos con $45 \leq E_T < 55$ GeV como función de η .

7.2 El método de conteo bidimensional (ABCD)

Para estimar la cantidad de fondo en la muestra de candidatos seleccionada para la medida final de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados, se ha utilizado el llamado método ABCD o de conteo bidimensional. Esta técnica está basada en la definición —en un dado espacio de variables— de regiones de control (o *sidebands*¹), pobladas esencialmente por eventos de fondo. Luego, a partir de la cantidad de eventos observados en estas regiones, se puede inferir la cantidad de fondo remanente en la muestra de interés (i.e. en la región con población de señal dominante), cuya composición es desconocida. En este análisis, las cuatro regiones han sido delimitadas en el espacio bidimensional definido por el aislamiento calorimétrico (E_T^{iso}) y por los criterios de identificación:

- REGIÓN A : candidatos aceptados por la identificación *tight*, con $E_T^{\text{iso}} < 3$ GeV
- REGIÓN B : candidatos aceptados por la identificación *tight*, con $E_T^{\text{iso}} > 5$ GeV
- REGIÓN C : candidatos aceptados por la identificación *non-tight*, con $E_T^{\text{iso}} < 3$ GeV
- REGIÓN D : candidatos aceptados por la identificación *non-tight*, con $E_T^{\text{iso}} > 5$ GeV

En la Fig. 7.2, se puede observar la distribución de eventos en este espacio (Id vs E_T^{iso}) para los datos correspondientes a este estudio, en donde se señalan la región de señal (A) y las distintas regiones de control (B,C,D).

Las ventajas de este método es que no se requiere un conocimiento preciso de la señal y que el fondo es modelado directamente de los datos, según la prescripción de la sección anterior. La estimación de la pureza de señal en la región A, se basa en dos suposiciones principales:

Sea N_λ^s (N_λ^b) el número de eventos de señal (fondo) observados en la región λ ($\lambda = A, B, C, D$), y fijando $N_\lambda = N_\lambda^s + N_\lambda^b$, entonces:

1. la contaminación de señal en las regiones de control es despreciable

$$\rightarrow N_{(B,C,D)} = N_{(B,C,D)}^b \quad (7.1)$$

2. el fondo no está correlacionado entre las distintas regiones

$$\rightarrow N_B^b/N_A^b = N_D^b/N_C^b \quad (7.2)$$

Bajo estas hipótesis, el número de eventos de señal esperado en la región A se puede estimar como:

$$N_A^s = N_A - N_A^b = N_A - \frac{N_B^b \cdot N_C^b}{N_D^b} = N_A - \frac{N_B \cdot N_C}{N_D} \quad (7.3)$$

¹Esta técnica es también referida como «*2D-sideband method*» dentro de ATLAS.

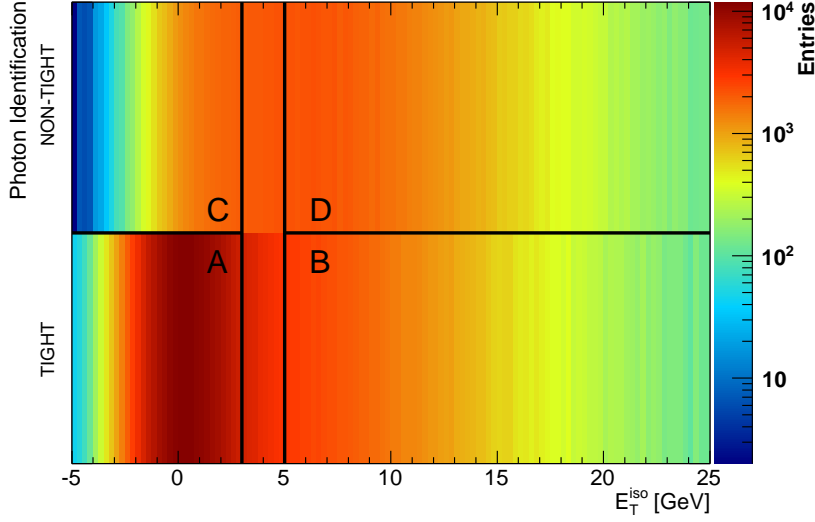


Figura 7.2. Método de conteo bidimensional (ABCD) : el número de eventos de fondo en la región A —donde yace la mayoría de los eventos de señal— es determinado por extrapolación de los eventos observados en las regiones de control dominadas por el fondo (B,C,D). La distribución de eventos en el espacio (Id vs E_T^{iso}) incluye todos los datos utilizados en este análisis (períodos G-I), aceptados por la preselección detallada en la Sec. 4.3.

simplemente a partir del número total de eventos observado en cada cuadrante. La pureza de señal de la muestra seleccionada queda definida entonces como:

$$P = \frac{N_A^s}{N_A} = 1 - \frac{N_B \cdot N_C}{N_A \cdot N_D} \quad (7.4)$$

En la Fig. 7.3 se muestra la aplicación del método, en distintos intervalos de E_T y η . La distribución de E_T^{iso} de los candidatos *non-tight* es normalizada a la de los candidatos *tight* en la zona no aislada ($E_T^{\text{iso}} > 5$ GeV), es decir, multiplicada por el factor de escala N_B/N_D . El acuerdo observado entre ambas distribuciones muestra cualitativamente la validez de las hipótesis originales. El exceso de la distribución para los candidatos *tight* en la región aislada $E_T^{\text{iso}} < 3$ GeV indica claramente la presencia de señal. Así, el número de eventos de señal en esta región es estimado como la diferencia entre la distribución de E_T^{iso} para los candidatos *tight* y *non-tight*, luego de la apropiada normalización de esta última.

En la sección próxima se describen los estudios de validez de las hipótesis del método, y las modificaciones introducidas en la aplicación del mismo para tener en cuenta la aproximación efectiva en cada caso.

7.2.1 Corrección por fuga de señal y correlación entre las regiones de control

La estimación de la pureza depende claramente de la separación entre la señal y el fondo, y de las regiones de control y normalización escogidas. Una contribución de la

7.2 EL MÉTODO DE CONTEO BIDIMENSIONAL (ABCD)

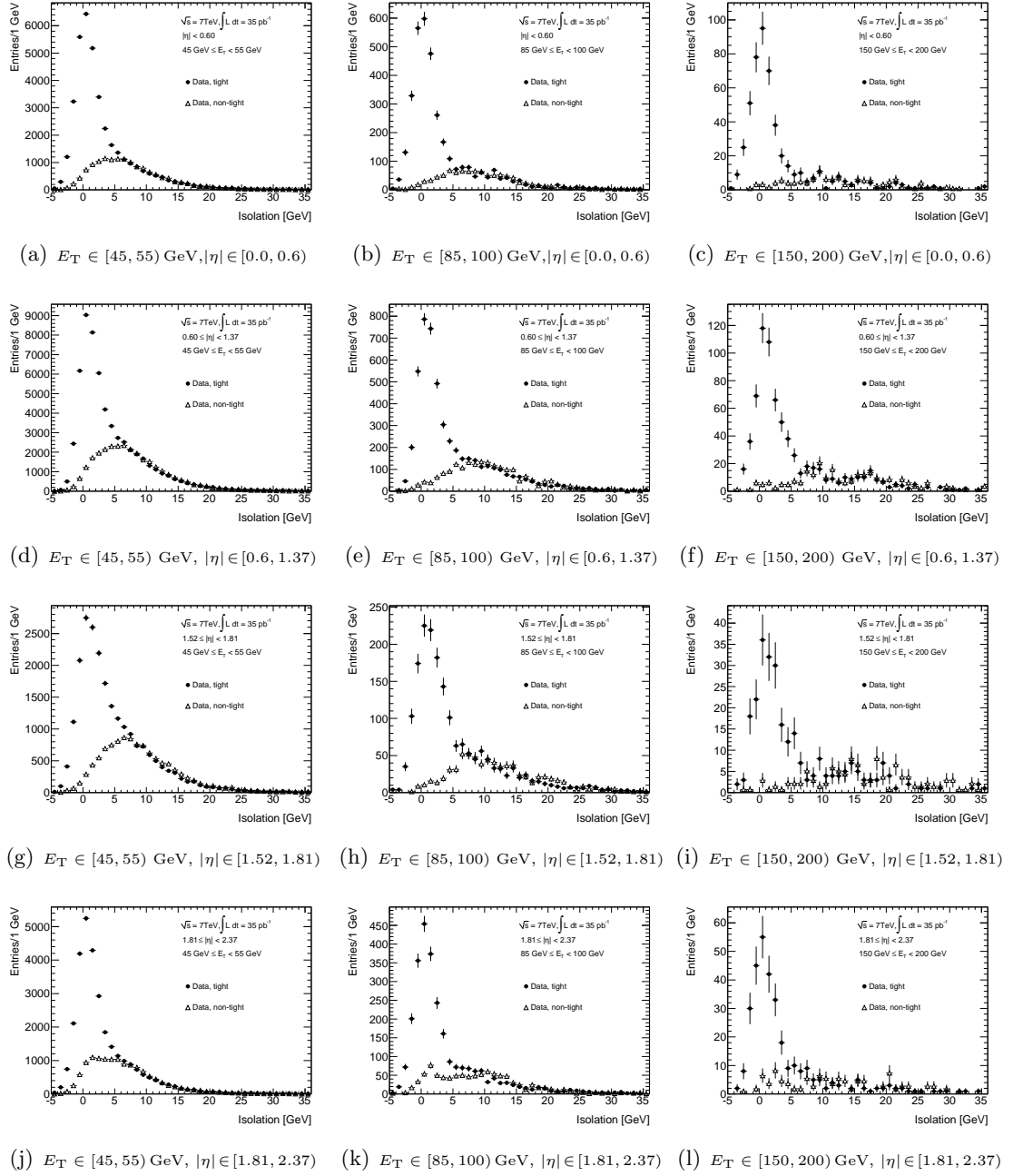


Figura 7.3. Distribución de la energía de aislamiento, E_T^{iso} , como función de E_T (columnas) y η (filas), observada en datos para fotones *tight* (puntos) y *non-tight* (triángulos). Esta última es normalizada a la primera en la región no aislada, $E_T^{\text{iso}} > 5 \text{ GeV}$, dominada por el fondo de QCD.

señal en las regiones de control *non-tight* (i.e. C,D) afectará la forma de la distribución del fondo a extraer. Asimismo, la contaminación de señal en la región de normalización (i.e. B,D) causará una sobrestimación de los eventos de fondo. La fracción de eventos de señal en cada región de control, $c_\lambda = N_\lambda^s/N_\lambda$ ($\lambda = \text{B,C,D}$), ha sido evaluada en muestras MC de fotones directos generadas con PYTHIA y figura en la Tabla 7.1. El efecto más importante ocurre en el cuadrante B (i.e. *tight*–no aislado), en donde la contaminación de

Tabla 7.1. Fracción de señal observada en cada una de las regiones de control, según las predicciones de PYTHIA, en los distintos intervalos de E_T y η . Las incertezas son en todos los casos < 0.01 .

E_T [GeV]	$ \eta < 0.6$			$0.6 \leq \eta < 1.37$			$1.52 \leq \eta < 1.81$			$1.81 \leq \eta < 2.37$		
	c_B	c_C	c_D	c_B	c_C	c_D	c_B	c_C	c_D	c_B	c_C	c_D
[45; 55)	0.07	0.03	0.00	0.08	0.03	0.00	0.12	0.04	0.02	0.08	0.05	0.01
[55; 70)	0.08	0.03	0.01	0.09	0.03	0.00	0.13	0.03	0.02	0.08	0.05	0.01
[70; 85)	0.08	0.02	0.00	0.10	0.03	0.00	0.14	0.03	0.02	0.09	0.05	0.02
[85; 100)	0.09	0.02	0.01	0.11	0.02	0.01	0.14	0.03	0.02	0.10	0.05	0.02
[100; 125)	0.09	0.02	0.01	0.10	0.02	0.01	0.15	0.03	0.02	0.10	0.05	0.02
[125; 150)	0.09	0.02	0.01	0.11	0.02	0.01	0.15	0.03	0.03	0.09	0.05	0.02
[150; 200)	0.09	0.02	0.01	0.11	0.02	0.01	0.17	0.03	0.03	0.11	0.06	0.02
[200; 400)	0.09	0.02	0.01	0.12	0.02	0.01	0.17	0.03	0.04	0.10	0.06	0.03

c_B : fuga de señal hacia la región *tight*, no aislada.

c_C : fuga de señal hacia la región *non-tight*, aislada.

c_D : fuga de señal hacia la región *non-tight*, no aislada.

señal observada alcanza un $\sim 17\%$ a alta E_T en el intervalo $1.52 \leq |\eta| < 1.81$, y es $\sim 10\%$ en el resto del detector. Para tener esto en cuenta, los factores c_λ son utilizados en la Ec. 7.3 para corregir el número de eventos observado en cada región de control:

$$N_\lambda \rightarrow N_\lambda - c_\lambda \cdot N_A, \quad \lambda = (B, C, D) \quad (7.5)$$

Por otro lado, la correlación entre las dos variables de discriminación causa una distorsión en la forma esperada de la distribución del fondo y, consecuentemente, se puede sub- o sobrestimar significativamente la contaminación de éste en la región de señal (A). La presencia de correlación implica una diferencia en los perfiles de aislamiento de los candidatos aceptados por la identificación *tight* o *non-tight*. Es decir, la cantidad

$$R^{bkg} = \frac{N_B^b \cdot N_C^b}{N_A^b \cdot N_D^b} \quad (7.6)$$

resulta $\neq 1$. Para tener en cuenta ambas desviaciones respecto de las suposiciones originales del método, la Ec. 7.3 es modificada, introduciendo las correcciones de las Ec. 7.5 y 7.6:

$$N_A^s = N_A - N_A^b = N_A - R^{bkg} \frac{N_B^b \cdot N_C^b}{N_D^b} = N_A - R^{bkg} \frac{(N_B - c_B N_A^s)(N_C - c_C N_A^s)}{N_D - c_D N_A^s} \quad (7.7)$$

que es ahora una ecuación cuadrática en N_A^s .

El efecto de correlación entre las variables ha sido evaluado en muestras de dijets QCD generadas con PYTHIA (círculos azules), como se observa en la Fig. 7.4, para los distintos intervalos de E_T y η . Aunque los resultados sugieren cierta correlación residual entre los distintos cuadrantes, las fluctuaciones estadísticas como función de E_T dificultan una apreciación concluyente.

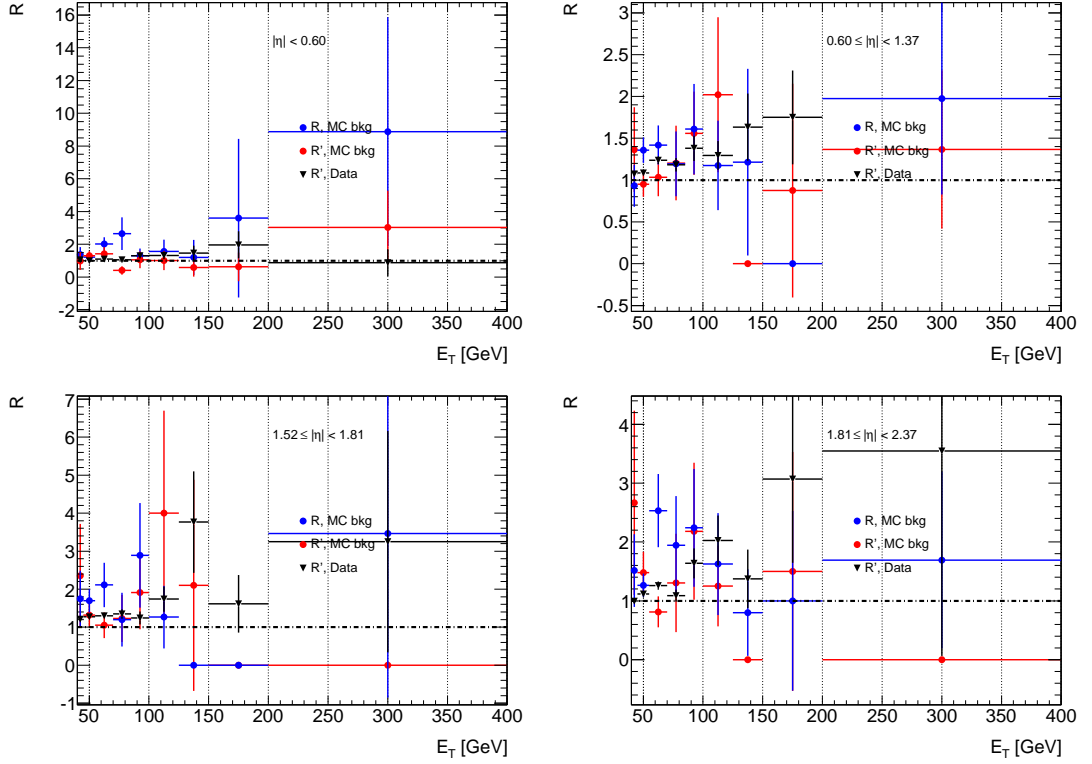


Figura 7.4. Factores de correlación (R_{bkg} , R') como función de E_T y η . Los valores de R_{bkg} (azul) y R' (rojo) son calculados en eventos de dijets generados con PYTHIA (Véase Tabla 4.3). En negro se muestran los valores de R' extraídos directamente de los datos. Las incertezas verticales son sólo estadísticas, las líneas horizontales indican el tamaño del intervalo de E_T considerado.

A fin de comparar estas predicciones, la presencia de correlación ha sido analizada también en datos. Sin embargo, el factor R^{bkg} no puede ser evaluado en este caso, debido a la componente de señal esperada (aún desconocida) en la región A. Para ello, se ha definido una cantidad similar

$$R' = \frac{N_{B'} \cdot N_{C'}}{N_{A'} \cdot N_{D'}} \quad (7.8)$$

en la región de alta energía de aislamiento ($E_T^{\text{iso}} > 6$ GeV), en donde se espera que la contaminación de señal sea despreciable (Fig. 7.5). Los valores de R' determinados tanto en datos como en MC se muestran en la Fig. 7.4. Nuevamente, las incertezas estadísticas no permiten una interpretación significativa de su comportamiento, especialmente a alta E_T . Tales fluctuaciones, de ser consideradas para la corrección de la Ec. 7.7, resultarían en un similar (e indeseable) comportamiento de la pureza estimada. Por esta razón, para el cálculo de los

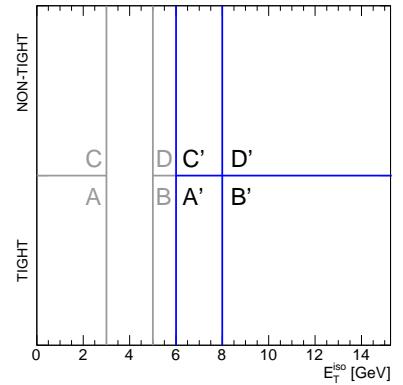


Figura 7.5. Esquema de las regiones de control redefinidas (A',B',C',D'), para estudiar la correlación del fondo directamente en datos.

valores centrales de la pureza se ha fijado $R^{bkg} = 1$. Las desviaciones observadas son consideradas en la estimación de las incertezas sistemáticas detallada en la sección siguiente.

7.3 Incertezas sistemáticas

Las principales fuentes de incerteza sobre la estimación del número de eventos de señal y de la pureza correspondiente en la muestra final son discutidas a continuación.

Definición de las regiones de control . $\sigma_{bkg}^{nontight}$, σ_{bkg}^{noniso}

La composición del fondo en las regiones de control, depende de los cortes de identificación invertidos y de la energía de aislamiento mínima requerida para la definición de las regiones de control *non-tight* y no aislada, respectivamente. En el primer caso, se requiere que los candidatos no satisfagan al menos uno de los cortes sobre $w_{s,3}$, F_{side} , E_{ratio} y ΔE . El efecto de tal elección sobre la estimación de la señal y de la pureza de la muestra final ha sido evaluado comparando los valores nominales con aquellos obtenidos por la inversión de sólo dos variables ($w_{s,3}$, F_{side})² o de todas las variables construidas en la primera capa del ECAL (i.e. agregando $w_{s,tot}$ a las cuatro variables nominales). Las diferencias observadas ($\sigma_{bkg}^{nontight}$) son $< 5\%$, decreciendo con E_T . La definición de la zona no aislada, $E_T^{iso} > 5$ GeV, es tal que minimiza la contaminación de señal en las regiones de control, manteniendo una estadística suficiente en cada una de ellas para una estimación significativa de la pureza (Fig. 7.3). Una variación de ± 1 GeV en el corte de aislamiento se traduce en una diferencia $\sigma_{bkg}^{nontight} < 1\%$ en la pureza estimada.

Correlación entre las regiones de control . σ_{bkg}^{corr}

La inclusión del coeficiente de correlación (R^{bkg}) resulta en un incremento (decremento) de la pureza estimada, si éste es < 1 (> 1). Dado que, como se ha mostrado en la Sec. 7.2.1, los valores de R^{bkg} varían significativamente alrededor de 1 con grandes incertezas estadísticas, se ha considerado sólo su valor global por región de η (integrando sobre todo el rango de E_T). La incerteza sistemática asociada (σ_{bkg}^{corr}) es determinada como la diferencia entre la pureza calculada conforme a la Ec. 7.7 usando este valor, y la pureza nominal (i.e. $R^{bkg} = 1$). El efecto es $< 5\%$ ($< 10\%$) en la zona del *barrel* (*endcap*), decreciendo con E_T según lo esperado, ya que la contribución del fondo disminuye como función de E_T ($\sim 1/P$).

Identificación y composición de la señal . σ_{sig}^{id} , $\sigma_{sig}^{d/f}$

La cantidad de señal presente en las regiones de control es estimada en muestras MC de fotones directos, incluyendo tanto fotones de la interacción dura (γ_d) como de

²aquellas que usan el menor número de celdas, dentro de la ventana espacial excluida en el cono de aislamiento.

fragmentación (γ_f). Sin embargo, como se ha mencionado en el Cap. 6, el MC no modela correctamente las (generalmente más anchas) distribuciones características de las lluvias electromagnéticas de fotones observadas en los datos. Por esta razón, la eficiencia nominal de la identificación *tight* ha sido modificada en un -3% , de acuerdo a la incerteza total sobre la eficiencia de identificación discutida en la Sec. 6.4. Esta variación incrementa la fracción de señal en la región *non-tight*, afectando principalmente al cálculo de c_C . El efecto estimado sobre la pureza ($\sigma_{\text{sig}}^{\text{id}}$) es $\sim 2\%$ en el *barrel* interno ($|\eta| < 0.6$), y varía entre 1.5% y 5% en el resto del detector, decreciendo con la energía transversa.

Además, el efecto de la composición de la señal (γ_d, γ_f) ha sido estudiado en muestras MC, en donde la fracción de γ_f varía conservativamente entre 0% y 100% . La diferencia en la pureza para las distintas mezclas ($\sigma_{\text{sig}}^{\text{d/f}}$), con respecto al valor nominal, es en todos los casos $< 8\%$, decreciendo con E_T .

Escala de energía . σ^{ES}

Como se ha mencionado en la Sec. 4.4, para corregir la escala de energía electromagnética medida por el ECAL en los datos se aplican ciertos factores de calibración. Las incertezas totales sobre estos factores ($\lesssim 0.5\%$ en el *barrel*, $\lesssim 1\%$ en el *endcap*) son utilizadas para variar el valor nominal y recalculan tanto la energía transversa del fotón como las variables de identificación sensibles a la escala de energía (i.e. $R_{\text{had}(1)}$ y ΔE). El efecto resultante sobre el número de eventos de señal varía entre 2 y 8% , mientras que el impacto sobre la pureza es $< 1\%$.

Concentración de material frente al ECAL . σ^{material}

Al igual que en el tratamiento de la Sec. 6.4.3, la cantidad de material previo al ECAL afecta la reconstrucción e identificación de fotones, y por ende a la población de eventos en las regiones de señal y de control. La sensibilidad del método de estimación del fondo a este efecto ha sido estudiada recalculando los factores de corrección c_λ , en muestras de señal MC con una geometría del detector «distorsionada» (Tabla 4.3). La variación de la pureza obtenida, respecto de la estimada con los factores derivados de la simulación nominal, es $< 1\%$ en todo el rango de E_T y η .

Corrección del aislamiento calorimétrico . $\sigma_{\text{iso}}^{\text{leak}}, \sigma_{\text{iso}}^{\text{ED}}$

La energía de aislamiento (E_T^{iso}) es calculada según la prescripción de la Sec. 5.3.1. Para tener en cuenta la energía de la lluvia electromagnética del propio fotón en el cono de aislamiento se aplican factores de corrección derivados de muestras MC, que remueven la dependencia de E_T^{iso} con E_T para fotones directos simulados. En datos, sin embargo, la dependencia es removida sólo parcialmente, producto del mayor desarrollo lateral de las lluvias observado con respecto al MC (Sec. 6.2.1). Correcciones adicionales han sido derivadas, en consecuencia, para compensar este comportamiento. La distribución de E_T^{iso}

para la señal, por cada intervalo de E_T y η , se define en los datos como la diferencia de aquella correspondiente a los fotones *tight* en la muestra y el perfil de aislamiento del fondo construido mediante la inversión de cortes detallada en la Sec. 7.1, normalizados al mismo número de eventos en la zona $E_T^{\text{iso}} > 8$ GeV (i.e. donde se espera sólo eventos de fondo, Fig. 7.3). El perfil de aislamiento resultante es ajustado a una función Gaussiana en la zona de alta pureza de señal, -2 GeV $\leq E_T^{\text{iso}} \leq 3$ GeV, para extraer la media (μ). En la Fig. 7.6 se pueden observar los valores medios estimados como función de E_T , en las distintas regiones de η , en donde la dependencia residual de la energía de aislamiento con E_T es evidente (aun luego de las correcciones aplicadas calculadas en el MC). La pendiente de la función lineal ajustada en cada caso ($c_{\text{leak}}^{\text{data}}$) ha sido utilizada para corregir E_T^{iso} como función de E_T , de acuerdo a la Ec. 5.9, donde ahora:

$$\mathcal{I}_{\text{leak}} = (c_{\text{leak}}^{\text{MC}} + c_{\text{leak}}^{\text{data}}) \times E_T \quad (7.9)$$

Las incertezas sobre los coeficientes $c_{\text{leak}}^{\text{data}}$ ($\lesssim 20\%$) son utilizadas para variar el valor central de los mismos, en cada intervalo de E_T y η . Una diferencia entre 1% y 4% es observada en el número de eventos de señal estimado, con respecto al valor nominal. El efecto en la pureza es $< 1\%$.

Los efectos remanentes del *in-time pile-up* sobre la energía de aislamiento corregida fueron también evaluados en datos. En la Fig. 7.7 se puede observar el valor medio de la distribución de E_T^{iso} —obtenido del ajuste gaussiano antes descrito— para electrones producto del decaimiento $W \rightarrow e\nu$ en datos y MC, como función del número de vértices primarios reconstruidos en el evento (N_{PV}). La dependencia observada en algunas regiones de η demuestra cierta insuficiencia de las correcciones por la actividad total subyacente aplicadas para remover los efectos no perturbativos que afectan la medida de E_T^{iso} (Sec. 5.3.1). Estas desviaciones son tratadas como incertezas sistemáticas en la definición del aislamiento, variando las correcciones nominales en un factor 1.5 tanto en los datos como en el MC, suficiente para reducir el comportamiento lineal con N_{PV} . El impacto sobre el número de eventos de señal oscila entre 2 y 8% en la región $1.52 \leq |\eta| < 1.81$, y entre 4 y 5% en el resto del detector. El efecto sobre la pureza es $< 1\%$, decreciendo con E_T .

Generador MC . σ^{gen}

La fracción de señal en las distintas regiones de control (c_λ) es estimada usando eventos MC generados con PYTHIA, incluyendo fotones de la interacción dura y de fragmentación. Para evaluar la dependencia del método a la elección particular de un generador, los factores c_λ fueron recalculados en muestras generadas con HERWIG (con la misma composición de señal anterior). El número de eventos de señal y la pureza correspondiente fueron estimados con estos nuevos factores, y comparados con los valores nominales. Sólo una pequeña diferencia $\sigma^{\text{gen}} < 1\%$ es observada, para todo E_T y η .

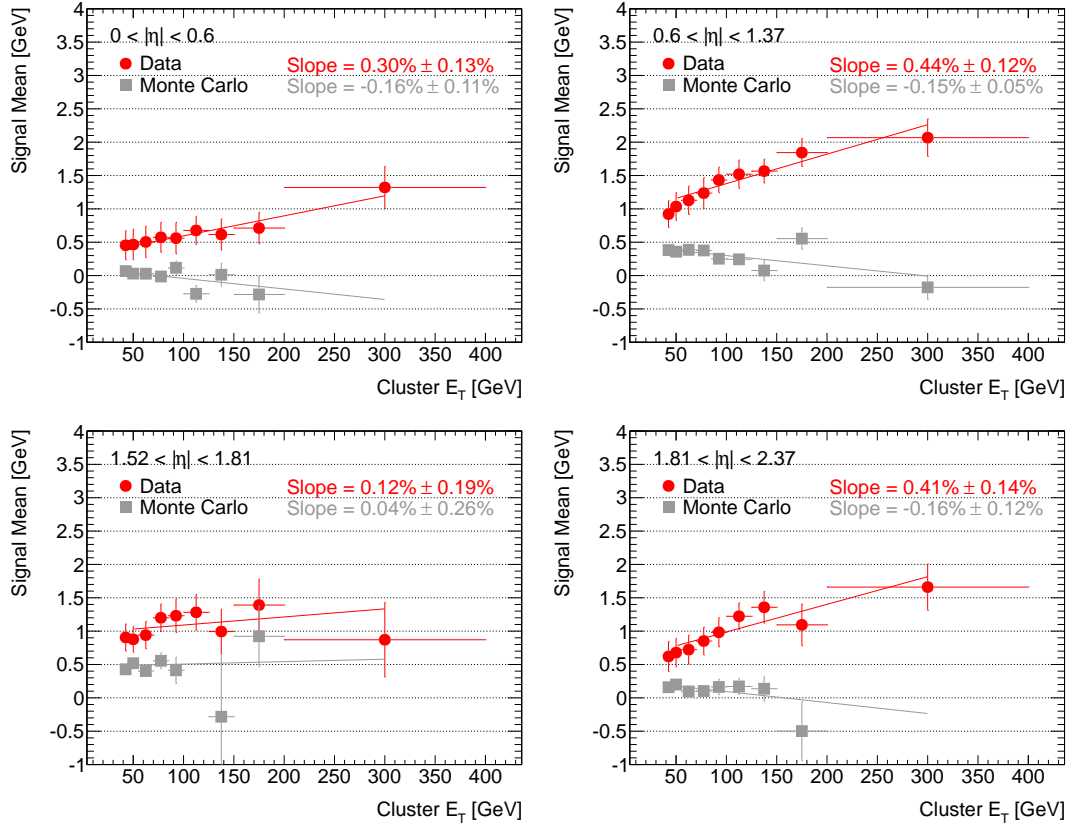


Figura 7.6. Valor medio (μ) de la energía de aislamiento estimado en los datos para fotones *tight*, como función de E_T en las distintas regiones de pseudorapidez. Las distribuciones de E_T^{iso} fueron ajustadas a una función Gaussiana en la región de alta pureza de señal ($-2 \text{ GeV} \leq E_T^{\text{iso}} \leq 3 \text{ GeV}$), de la cual se extrae el valor de μ . La dependencia de E_T^{iso} con E_T es clara evidencia de una fuga lateral de energía dentro del cono de aislamiento, más allá de aquella predicha por el MC.

En la Tabla 7.2 se resumen todas las incertezas sistemáticas sobre la estimación del número de eventos de señal estudiadas. La incerteza total es calculada como la suma cuadrática de todas las fuentes de incertezas, suponiendo que no existe correlación entre ellas.

7.4 Otras fuentes de fondo

Si bien el fondo de la producción de fotones directos aislados está ampliamente dominado por fotones del decaimiento de mesones livianos en jets de QCD, se han estudiado otras posibles fuentes de contaminación como la incorrecta identificación de electrones y la reconstrucción de falsos candidatos en eventos en donde no se ha producido una colisión pp .³

³ aunque el requerimiento sobre el vértice primario del evento elimina efectivamente esta última contribución.

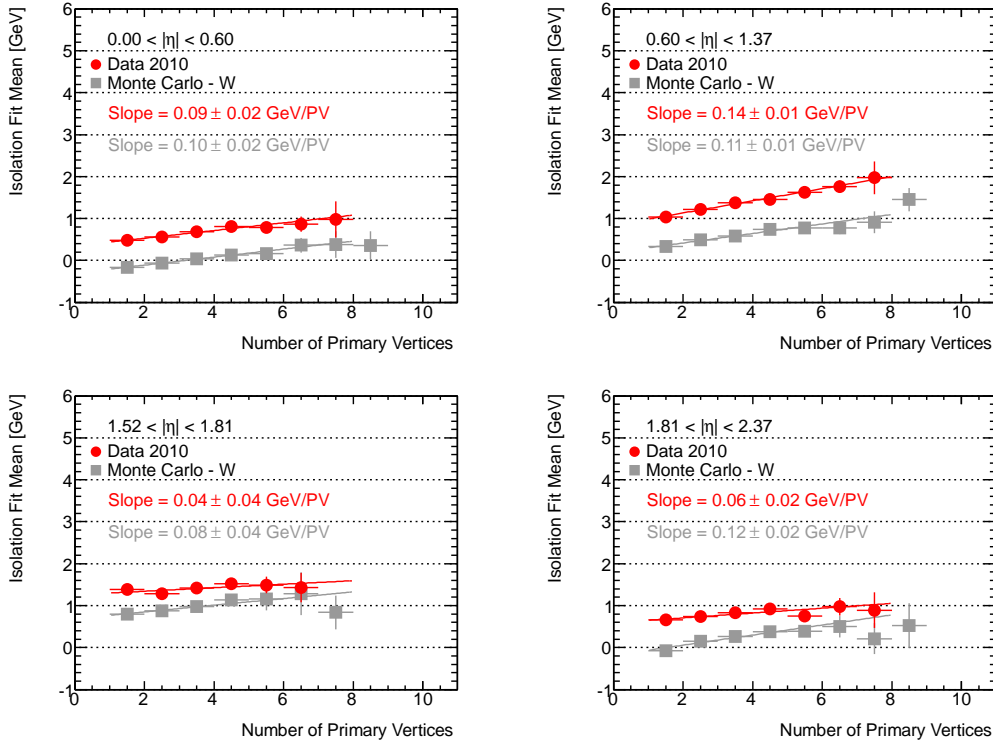


Figura 7.7. Valor medio de la energía de aislamiento estimado para electrones en eventos $W \rightarrow e\nu$ como función del número de vértices primarios reconstruidos, en las distintas regiones de pseudo-rapidez. Las distribuciones de E_T^{iso} fueron ajustadas a una función Gaussiana en la región de alta pureza de señal ($-2 \text{ GeV} \leq E_T^{\text{iso}} \leq 3 \text{ GeV}$), de la cual se extrae el valor de la media (μ). El impacto residual del *in-time pile-up* aun luego de las correcciones derivadas en MC es evidente, tanto en datos como en la simulación.

7.4.1 Electrones

Debido a la similitud de las lluvias electromagnéticas iniciadas por fotones y electrones, estos últimos pueden ser incorrectamente clasificados. En particular, esto ocurre cuando la traza del electrón no tiene un impacto asociado en la capa del detector interno más cercana al eje del haz (*B-layer*) y es entonces clasificado como un fotón convertido (Sec. 5.1).⁴ La principal contaminación de electrones luego de aplicar los criterios de identificación *tight* proviene del decaimiento de los quarks pesados c y b . Sin embargo, su energía de aislamiento es similar a la de los π^0 y otros mesones livianos, por lo que son tenidos en cuenta automáticamente en la estimación del fondo mediante el método ABCD. El decaimiento electrodébil de los bosones W y Z producen, en cambio, electrones aislados que pueden satisfacer todos los criterios de identificación y aislamiento aplicados para la selección de fotones directos, y requieren por lo tanto un tratamiento especial. Para estimar su contribución, se calcula primeramente la probabilidad de que un electrón sea reconstruido como un fotón ($\rho_{e\gamma}$), a partir del número de pares $e\gamma$ reconstruidos cuya

⁴ referido como «*single track conversion*» dentro de ATLAS.

Tabla 7.2. Incertezas sistemáticas (σ_i) sobre el número de fotones de señal estimado mediante el método de conteo bidimensional, en las distintas regiones de E_T y η . (Véase el texto para más detalles)

E_T [GeV]	$\sigma_{bkg}^{nontight}$	σ_{bkg}^{noniso}	σ_{sig}^{id}	$\sigma_{sig}^{d/f}$	σ_{bkg}^{corr}	σ^{ES}	$\sigma^{material}$	σ_{iso}^{ED}	σ_{iso}^{leak}	σ^{gen}
$ \eta < 0.6$										
[45, 55)	+379 -378	+58 -74	± 432	+1340 -448	± 1200	+218 -318	± 160	± 805	+124 -141	± 264
[55, 70)	+149 -183	+21 -30	± 287	+697 -190	± 484	+115 -244	± 6	± 566	+123 -58	± 125
[70, 85)	+32 -68	+1 -6	± 110	+243 -49	± 114	+50 -70	± 10	± 180	+40 -29	± 37
[85, 100)	+0 -22	+1 -1	± 50	+89 -19	± 33	+0 -28	± 1	± 84	+21 -18	± 15
[100, 125)	+2 -13	+1 -1	± 32	+64 -11	± 20	+36 -25	± 4	± 53	+17 -17	± 6
[125, 150)	+1 -1	+0 -0	± 11	+19 -3	± 4	+3 -15	± 3	± 15	+5 -5	± 3
[150, 200)	+0 -7	+0 -0	± 7	+13 -1	± 2	+5 -8	± 0	± 12	+8 -3	± 1
[200, 400)	+2 -2	+0 -0	± 3	+0 -0	± 0	+2 -5	± 0	± 8	+6 -5	± 0
$0.6 \leq \eta < 1.37$										
[45, 55)	+1120 -831	+62 -145	± 1086	+1429 -509	± 1517	+521 -1109	± 13	± 1454	+228 -218	± 216
[55, 70)	+523 -204	+34 -46	± 684	+611 -175	± 605	+270 -589	± 27	± 900	+165 -166	± 99
[70, 85)	+111 -125	+9 -12	± 291	+219 -56	± 136	+118 -262	± 7	± 303	+74 -84	± 50
[85, 100)	+1 -12	+2 -4	± 119	+55 -14	± 25	+52 -87	± 2	± 138	+27 -51	± 14
[100, 125)	+10 -0	+2 -4	± 71	+49 -9	± 20	+22 -100	± 12	± 88	+28 -43	± 7
[125, 150)	+0 -6	+0 -0	± 27	+9 -1	± 3	+21 -14	± 0	± 36	+16 -17	± 2
[150, 200)	+4 -0	+1 -1	± 13	+13 -1	± 3	+9 -18	± 3	± 24	+11 -7	± 2
[200, 400)	+1 -1	+0 -0	± 6	+6 -0	± 1	+4 -15	± 0	± 11	+5 -13	± 0
$1.52 \leq \eta < 1.81$										
[45, 55)	+60 -195	+42 -38	± 273	+309 -113	± 1016	+127 -390	± 47	± 664	+162 -153	± 77
[55, 70)	+27 -322	+12 -16	± 146	+160 -52	± 392	+141 -264	± 39	± 352	+96 -111	± 29
[70, 85)	+0 -44	+4 -5	± 52	+58 -15	± 87	+26 -110	± 4	± 109	+37 -56	± 10
[85, 100)	+6 -0	+1 -2	± 18	+15 -4	± 23	+20 -55	± 1	± 73	+30 -22	± 1
[100, 125)	+0 -3	+0 -1	± 11	+8 -2	± 8	+11 -26	± 2	± 33	+17 -10	± 1
[125, 150)	+0 -2	+0 -0	± 4	+4 -1	± 4	+13 -14	± 2	± 11	+5 -11	± 1
[150, 200)	+0 -0	+0 -0	± 3	+3 -0	± 3	+2 -6	± 1	± 11	+7 -4	± 0
[200, 400)	+0 -0	+0 -0	± 1	+0 -0	± 0	+1 -2	± 0	± 1	+4 -7	± 1
$1.81 \leq \eta < 2.37$										
[45, 55)	+594 -821	+21 -83	± 495	+1351 -483	± 1792	+215 -527	± 165	± 666	+94 -109	± 218
[55, 70)	+307 -494	+58 -43	± 333	+616 -189	± 785	+95 -344	± 46	± 401	+87 -91	± 89
[70, 85)	+96 -199	+11 -22	± 131	+236 -61	± 219	+52 -137	± 16	± 147	+41 -46	± 29
[85, 100)	+35 -56	+2 -6	± 55	+113 -22	± 76	+24 -79	± 7	± 78	+22 -22	± 12
[100, 125)	+25 -50	+2 -1	± 31	+69 -13	± 38	+19 -37	± 7	± 42	+17 -18	± 6
[125, 150)	+3 -5	+0 -0	± 8	+14 -3	± 7	+6 -11	± 2	± 13	+10 -6	± 1
[150, 200)	+3 -9	+1 -1	± 5	+10 -2	± 5	+0 -15	± 1	± 9	+5 -3	± 4
[200, 400)	+0 -1	+0 -0	± 1	+0 -0	± 0	+1 -0	± 0	± 2	+2 -2	± 0

masa invariante es compatible con la del bosón Z (i.e. en decaimientos $Z \rightarrow ee$) [138]. Los valores de $\rho_{e\gamma}$ obtenidos son ~ 0.08 en el *barrel* y ~ 0.13 en el *endcap*. El aumento de la probabilidad en el *endcap* ($|\eta| > 1.52$) responde a una mayor concentración de material inactivo en esta región (i.e. mayor probabilidad de conversión de los fotones).

La fracción de electrones reales esperada en la muestra de candidatos reconstruidos (I), luego de aplicar los criterios de identificación y aislamiento (i.e. en la región A), es

entonces:

$$I = \frac{\rho_{e\gamma} \cdot L \cdot \sigma_e}{N_A} \quad (7.10)$$

donde L es la luminosidad integrada correspondiente a los datos analizados, N_A es el número de fotones observados y $\sigma_e = \sigma_{eW}(\sigma_{eZ})$ es la sección eficaz MC de producción de electrones vía el decaimiento $W \rightarrow e\nu$ ($Z \rightarrow ee$). La contaminación de electrones en la muestra de fotones seleccionada varía entre 1.6% (1.7%) en el *barrel* (*endcap*) a bajo p_T y $\sim 1\%$ a alto p_T en todo el rango de η , como se observa en la Fig. 7.8. Estos valores han sido utilizados para corregir el número de eventos de señal estimado (Tabla 7.3), al momento de medir la sección eficaz de fotones directos aislados detallada en el capítulo siguiente.

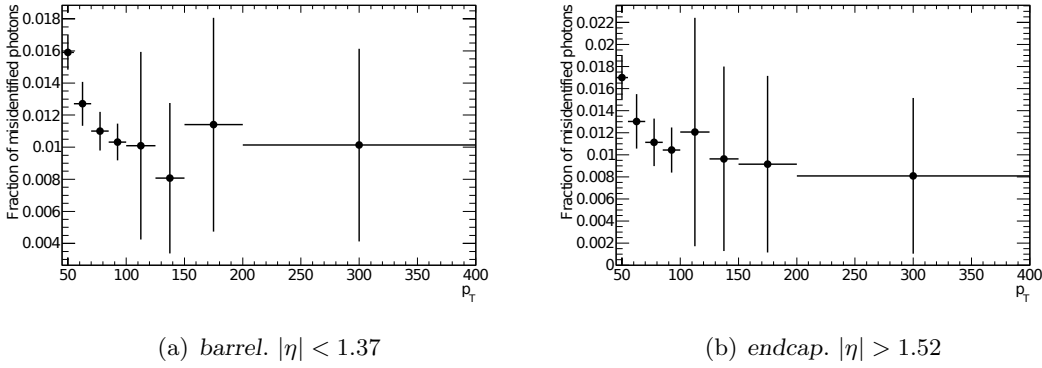


Figura 7.8. Fracción de candidatos a fotón correspondientes a electrones mal identificados provenientes del decaimiento de los bosones W y Z , como función de p_T , separadamente para la región del a) *barrel* y del b) *endcap*. La contribución más importante proviene del decaimiento $W \rightarrow e\nu$.

7.4.2 Rayos cósmicos

Las deposiciones de energía en el ECAL causadas por rayos cósmicos que atraviesan el detector —en su mayoría muones— pueden dar lugar a la reconstrucción de un fotón aislado. La contribución de estos falsos candidatos a la muestra de fotones final ha sido evaluada en eventos seleccionados por un *trigger* especial,⁵ el cual asegura que ninguno de los haces de protones atraviesa el punto de interacción y requiere además un cluster reconstruido en el ECAL con $E_T > 3$ GeV. En la Fig. 7.9(a) se puede observar la baja tasa de contaminación estimada, aun cuando sólo los criterios de identificación *loose* han sido aplicados. Luego de imponer los criterios de aislamiento e identificación *tight*, y requerir la presencia de un vértice primario en el evento, la contribución de este fondo es completamente despreciable.

⁵L1_EM3_EMPTY en la nomenclatura del trigger de ATLAS.

7.4.3 *Beam-gas y beam halo*

Producto de las imperfecciones del alto vacío en el tubo en que circulan los haces de protones (*beam pipe*), el haz puede interactuar con moléculas de gas remanentes, principalmente H_2 , CH_4 , CO y CO_2 [139]. Asimismo, la lluvia de partículas secundarias generadas por la interacción de los protones del haz más externos (*beam halo*) con el material de los colimadores dispuestos a lo largo del LHC a ambos lados del detector puede generar deposiciones de energía significativas en el ECAL, mayormente en el *endcap*. La reconstrucción de falsos candidatos debido a estos procesos es evaluada en los datos de eventos seleccionados por un *trigger* dedicado,⁶ donde se requiere la presencia de sólo un paquete de protones atravesando el punto de interacción (aislado de cualquier otro cruce de haces). La tasa de contaminación total calculada se observa en la Fig. 7.9(b), para todos los candidatos reconstruidos como función de p_T , en las distintas regiones de η . Luego de aplicar los criterios de identificación y aislamiento, aun sin requerir un vértice primario en el evento, la fracción es $< 0.1\%$. Esta contribución del fondo es, por tanto, ignorada en la estimación final de la pureza.

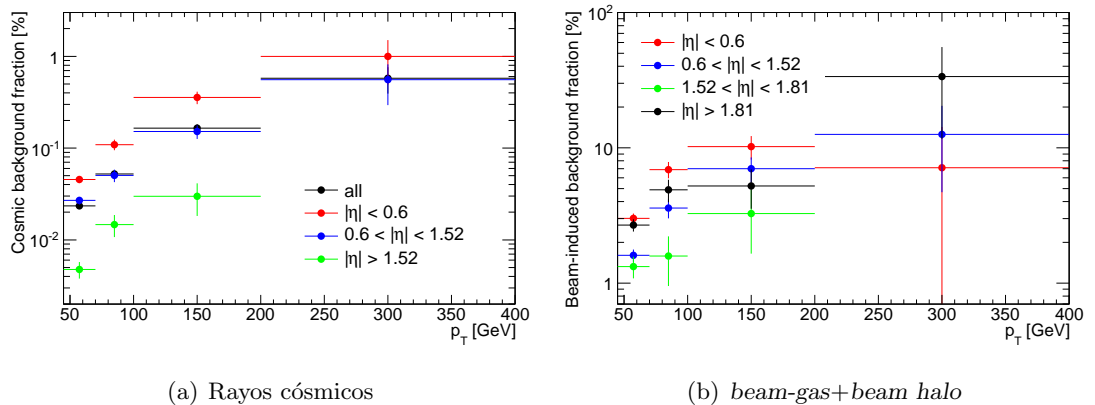


Figura 7.9. Fracción de los candidatos a fotón originados a) por rayos cósmicos o b) en eventos sin colisión pp (i.e. *beam-gas+beam-halo*), estimada en datos como función de p_T para las distintas regiones de η . En a) se han aplicado sólo los criterios de identificación *loose*, en b) se incluyen todos los candidatos reconstruidos.

7.5 Resultados

El número de eventos de señal y la pureza correspondiente estimados en la muestra final de candidatos seleccionada para la medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados se listan en las Tabla 7.3, y se muestran en las Fig. 7.10 y 7.11, respectivamente. En ambos casos, las incertezas estadísticas son calculadas mediante la propagación de aquellas observadas en el número de eventos y los coeficientes c_λ calculados en cada

⁶L1_EM2_UNPAIRED_ISO en la nomenclatura del trigger de ATLAS.

cuadrante, según la Ec. 7.7. Las incertezas sistemáticas totales se han obtenido como la suma cuadrática de todas aquellas detalladas en la sección anterior y listadas en la Tabla 7.2.

Tabla 7.3. Número de eventos de señal y la correspondiente pureza en la muestra de datos final, estimada mediante el método de conteo bidimensional (ABCD), para cada intervalo de E_T y η . La primera incerteza es estadística, la segunda es la sistemática total.

Eventos señal				
E_T [GeV]	$ \eta < 0.6$	$0.6 \leq \eta < 1.37$	$1.52 \leq \eta < 1.81$	$1.81 \leq \eta < 2.37$
[45; 55)	$22991 \pm 177^{+1832}_{-1336}$	$28166 \pm 215^{+3077}_{-2842}$	$10226 \pm 118^{+892}_{-938}$	$17110 \pm 173^{+1886}_{-1579}$
[55; 70)	$13663 \pm 131^{+1066}_{-849}$	$16071 \pm 155^{+1760}_{-1667}$	$5795 \pm 85^{+505}_{-615}$	$9750 \pm 127^{+1024}_{-969}$
[70; 85)	$5061 \pm 77^{+364}_{-295}$	$6269 \pm 92^{+578}_{-585}$	$2212 \pm 51^{+166}_{-199}$	$3608 \pm 75^{+386}_{-371}$
[85; 100)	$2333 \pm 51^{+134}_{-122}$	$2748 \pm 57^{+183}_{-195}$	$923 \pm 32^{+81}_{-94}$	$1608 \pm 48^{+177}_{-159}$
[100; 125)	$1532 \pm 41^{+91}_{-78}$	$1899 \pm 47^{+122}_{-151}$	$596 \pm 25^{+43}_{-47}$	$1006 \pm 37^{+96}_{-98}$
[125; 150)	$571 \pm 25^{+24}_{-27}$	$713 \pm 28^{+42}_{-47}$	$225 \pm 16^{+27}_{-27}$	$331 \pm 20^{+24}_{-23}$
[150; 200)	$362 \pm 20^{+19}_{-19}$	$403 \pm 21^{+30}_{-32}$	$140 \pm 12^{+17}_{-19}$	$208 \pm 16^{+18}_{-25}$
[200; 400)	$158 \pm 13^{+13}_{-13}$	$189 \pm 15^{+17}_{-26}$	$55 \pm 7^{+12}_{-14}$	$56 \pm 7^{+8}_{-8}$

Pureza				
E_T [GeV]	$ \eta < 0.6$	$0.6 \leq \eta < 1.37$	$1.52 \leq \eta < 1.81$	$1.81 \leq \eta < 2.37$
[45; 55)	$0.91 \pm 0.00^{+0.07}_{-0.05}$	$0.87 \pm 0.00^{+0.09}_{-0.07}$	$0.91 \pm 0.00^{+0.06}_{-0.06}$	$0.87 \pm 0.00^{+0.10}_{-0.08}$
[55; 70)	$0.93 \pm 0.00^{+0.07}_{-0.05}$	$0.90 \pm 0.00^{+0.09}_{-0.07}$	$0.94 \pm 0.00^{+0.06}_{-0.07}$	$0.89 \pm 0.00^{+0.09}_{-0.08}$
[70; 85)	$0.96 \pm 0.00^{+0.04}_{-0.05}$	$0.94 \pm 0.00^{+0.06}_{-0.07}$	$0.96 \pm 0.00^{+0.04}_{-0.05}$	$0.92 \pm 0.00^{+0.08}_{-0.09}$
[85; 100)	$0.97 \pm 0.00^{+0.03}_{-0.04}$	$0.97 \pm 0.00^{+0.03}_{-0.04}$	$0.98 \pm 0.01^{+0.02}_{-0.04}$	$0.93 \pm 0.01^{+0.07}_{-0.08}$
[100; 125)	$0.97 \pm 0.00^{+0.03}_{-0.04}$	$0.97 \pm 0.00^{+0.03}_{-0.04}$	$0.99 \pm 0.00^{+0.01}_{-0.03}$	$0.95 \pm 0.01^{+0.05}_{-0.08}$
[125; 150)	$0.98 \pm 0.01^{+0.02}_{-0.03}$	$0.99 \pm 0.00^{+0.01}_{-0.03}$	$0.98 \pm 0.01^{+0.02}_{-0.04}$	$0.97 \pm 0.01^{+0.03}_{-0.05}$
[150; 200)	$0.99 \pm 0.01^{+0.01}_{-0.03}$	$0.98 \pm 0.01^{+0.02}_{-0.03}$	$0.98 \pm 0.01^{+0.02}_{-0.04}$	$0.96 \pm 0.01^{+0.04}_{-0.08}$
[200; 400)	$1.00 \pm 0.00^{+0.00}_{-0.03}$	$0.98 \pm 0.01^{+0.02}_{-0.03}$	$1.00 \pm 0.00^{+0.00}_{-0.03}$	$1.00 \pm 0.00^{+0.00}_{-0.04}$

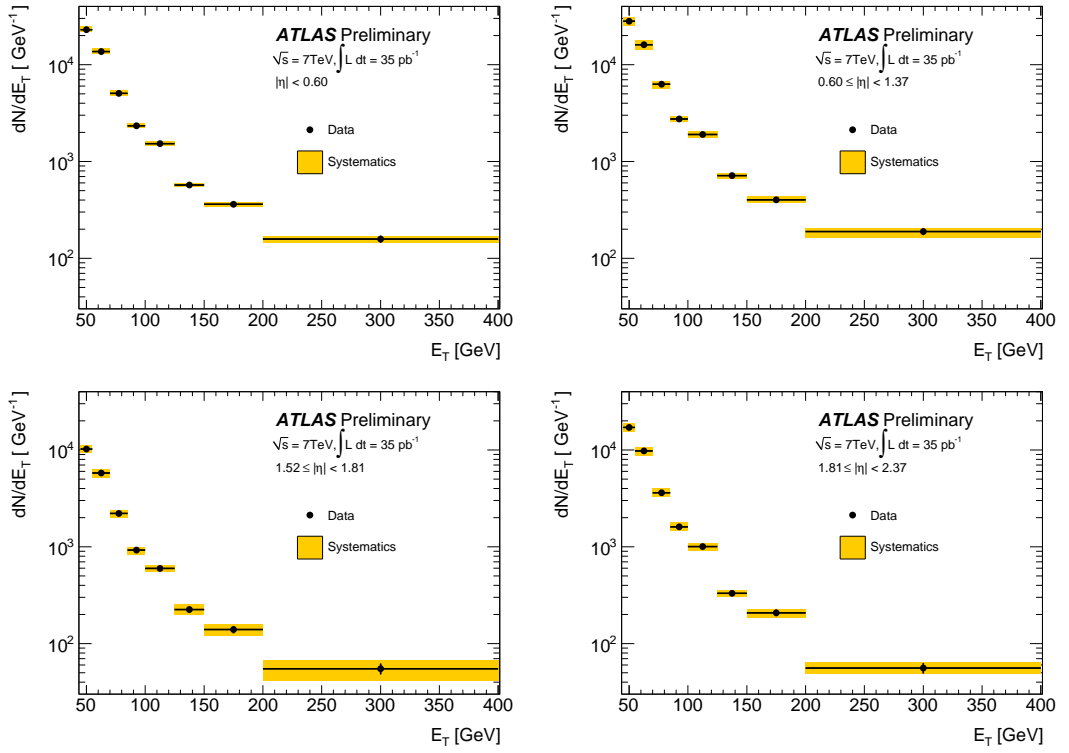


Figura 7.10. Número de eventos de señal estimados con el método de conteo bidimensional (ABCD), como función de E_T y η . Las bandas representan las incertezas sistemáticas totales.

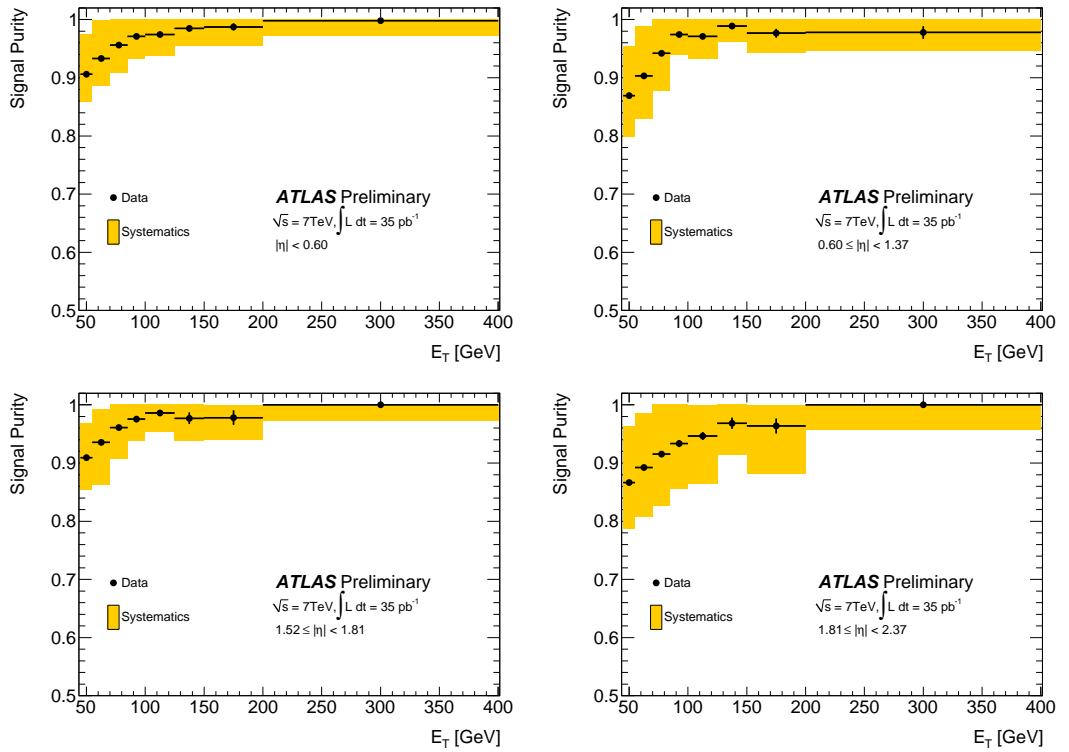


Figura 7.11. Pureza de señal en la muestra final estimada con el método de conteo bidimensional (ABCD), como función de E_T y η . Las bandas representan las incertezas sistemáticas totales.

8

MEDIDA DE LA SECCIÓN EFICAZ DE PRODUCCIÓN DE FOTONES DIRECTOS AISLADOS

En este capítulo se presenta la medida de la sección eficaz diferencial de producción de fotones directos aislados. En la primera sección se explican los detalles de la estimación y el método de deconvolución aplicado al espectro observado a fin de remover los efectos del detector. El tratamiento de las incertezas sistemáticas y de sus correlaciones, incluyendo aquellas estimadas en los Cap. 6 y 7, se describe en la Sec. 8.1.5. Los resultados de la medida se muestran en la Sec. 8.2, seguido de la descripción de las predicciones teóricas de la sección eficaz calculadas a NLO con el generador JETPHOX y la estimación de sus incertezas sistemáticas. La comparación final entre los resultados experimentales y la teoría es presentada en la Sec. 8.4. Se concluye el capítulo con una discusión de la sensibilidad de la función de distribución gluónica a los resultados de esta tesis, el impacto experimental sobre otras medidas dentro de ATLAS y los detalles de la futura extensión de este análisis.

8.1 Estimación de la sección eficaz diferencial

La sección eficaz diferencial media de producción de fotones directos aislados en un dado intervalo de energía transversa, $\Delta E_{T,j}^{\text{true}}$, e integrada sobre una dada región de pseudorapidez, $\eta_{k,1} \leq |\eta_k| < \eta_{k,2}$, se puede estimar como :

$$\left\langle \frac{d\sigma_j^{\text{isol},k}}{dE_T^{\text{true}}} \right\rangle = \frac{1}{\int \mathcal{L} dt} \frac{N_j^{\gamma,\text{true},\text{isol},k}}{\Delta E_{T,j}^{\text{true}}} \quad (8.1)$$

donde $N_j^{\gamma,\text{true},\text{isol},k}$ es el número esperado de fotones directos con una energía de aislamiento a nivel partónico < 4 GeV, y $\int \mathcal{L} dt = (34.6 \pm 1.2)$ pb⁻¹ es la luminosidad integrada

total correspondiente a los datos utilizados en este estudio. Por otro lado, experimentalmente se determina el número de fotones directos reconstruidos, $N_i^{\gamma,\text{reco,isol},k}$, con una energía de aislamiento $E_T^{\text{iso}} < 3 \text{ GeV}$,¹ como función de E_T y η . Los candidatos a fotones convertidos y no convertidos en eventos preseleccionados y aceptados por el trigger (Sec. 4.3), son reconstruidos y clasificados según se ha descrito en la Sec. 5.1. Para la reducción del fondo, debido principalmente a fotones provenientes del decaimiento de mesones livianos, se aplican los criterios de identificación *tight* detallados en la Sec. 5.2. Las eficiencias del trigger ($\varepsilon^{\text{trig}}$), reconstrucción ($\varepsilon^{\text{reco}}$) e identificación (ε^{ID}) han sido calculadas, junto a sus incertezas sistemáticas, en el Cap. 6. La primera es determinada directamente en datos mediante un método de «bootstrap», mientras que $\varepsilon^{\text{reco}}$ y ε^{ID} se derivan de simulaciones Monte Carlo generadas con PYTHIA. En la estimación de la eficiencia de identificación, se corrigen primeramente las variables de las lluvias electromagnéticas simuladas, para minimizar las discrepancias observadas en las mismas respecto a los datos. Por último, el número de fotones directos aislados ($N_i^{\gamma,\text{reco,isol},k}$) se ha estimado mediante el método de conteo bidimensional tratado en el Cap. 7, corregido por la contaminación de electrones del decaimiento electrodébil de bosones W/Z (Sec. 7.4.1).

Así, la medida de la sección eficaz en términos de los observables experimentales está dada por:

$$N_i^{\gamma,\text{reco,isol},k} = \left(\int \mathcal{L} dt \right) \varepsilon^{\text{trig}} \varepsilon_i^{\text{ID},k} \sum_j R_{ij}^k \varepsilon_j^{\text{reco},k} \Delta E_{T,j}^{\text{true}} \left\langle \frac{d\sigma_j^{\text{isol},k}}{dE_T^{\text{true}}} \right\rangle \quad (8.2)$$

donde ε_l es el valor medio de cada eficiencia en el l -ésimo intervalo de E_T y R_{ij}^k es la llamada «matriz respuesta» de la energía transversa en el k -ésimo intervalo de $|\eta|$. Los elementos de la matriz R_{ij}^k representan la probabilidad de que un fotón aislado producido con energía transversa en el intervalo del espectro $\Delta E_{T,j}^{\text{true}}$ posea —luego de pasar todos los criterios de preselección, identificación y aislamiento— una energía transversa reconstruida en el intervalo $\Delta E_{T,i}^{\text{reco}}$. Debido a efectos de aceptación y resolución finita del detector, la matriz respuesta difiere —en general— de la identidad I (i.e. $R_{ij} \neq \delta_{ij}$). Esta matriz puede ser determinada en simulaciones MC, en este caso, utilizando muestras de señal generadas con PYTHIA que contienen tanto fotones propios de la interacción dura como de fragmentación (Tabla 4.3).² Efectos de migración similares entre las distintas regiones de η son ignorados, dado el tamaño de las mismas en este análisis y la alta resolución del ECAL en esta coordenada ($\mathcal{O}(10^{-4})$).

¹de acuerdo a la correspondencia estudiada en la Sec. 5.3.2, entre el aislamiento a nivel partónico y a nivel detector.

²conocidas como *DPXX* en la jerga de ATLAS.

8.1.1 Deconvolución . El método SVD

La Ec. 8.2 sugiere la posibilidad de obtener la medida de la sección eficaz mediante la simple inversión de la matriz respuesta:

$$\left\langle \frac{d\sigma_i^{\text{isol},k}}{dE_T^{\text{true}}} \right\rangle = \frac{1}{(\int \mathcal{L} dt) \varepsilon^{\text{trig}} \varepsilon_i^{\text{reco},k} \Delta E_{T,i}^{\text{true}}} \sum_j (R^k)_{ij}^{-1} \frac{N_j^{\gamma,\text{reco,isol},k}}{\varepsilon_j^{\text{ID},k}} \quad (8.3)$$

es decir, corrigiendo el número de eventos observados por los efectos de resolución en forma directa. Sin embargo, en tal solución la matriz respuesta, calculada en simulaciones MC sobre una muestra finita, puede resultar singular. Aun en el caso en el que ésta sea invertible, el método puede ser sensible a grandes fluctuaciones estadísticas en el espectro medido y, en especial, en los elementos no diagonales de la matriz. Esto produce generalmente grandes oscilaciones espurias en el espectro corregido. Para evitar estos problemas, se han diseñado diversos métodos de deconvolución o *unfolding* [140, 141]. En este análisis se ha utilizado el método introducido en [142], basado en la descomposición en valores singulares (SVD) de la matriz R_{ij} . En este método, la «regularización» de la solución (i.e. el suavizado de la distribución deconvolucionada) se obtiene mediante un criterio de minimización discreta de la curvatura de la razón entre el espectro de energía transversa deconvolucionada y el espectro MC correspondiente, simulado en este caso con PYTHIA. Tal procedimiento, en cualquier método de deconvolución, introduce un potencial sesgo de la solución hacia la distribución MC de referencia. Para minimizar este efecto, la regularización del espectro se debe tratar cuidadosamente, como se discute en la Sec. 8.1.4. Cualquier sesgo remanente es luego evaluado y considerado dentro de las incertezas sistemáticas en la estimación de la sección eficaz final.

Asimismo, la definición de la medida en un intervalo finito de E_T puede causar un sesgo en el proceso de deconvolución. Si la migración de eventos debida a efectos de resolución es asimétrica alrededor de los límites superior e inferior del espectro, la deconvolución introducirá un sesgo en los extremos de la distribución. Los estudios realizados en pseudo-experimentos MC han mostrado que solamente el intervalo de más baja energía es afectado, consistente con la aproximación de una migración simple a primeros vecinos. Por esta razón, la deconvolución del espectro medido, y por tanto la estimación de las eficiencias y del fondo remanente, ha sido realizada en la región extendida $40 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$. Así, la medida de la sección eficaz, realizada en el rango $45 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$, no se ve afectada por el corte inferior del espectro aplicado. En la región superior del espectro de E_T , el efecto por migración es despreciable.

8.1.2 Corrección de la resolución MC

La resolución de energía en el ECAL (Sec. 3.3.3), parametrizada de la forma $\sigma(E)/E = a/\sqrt{E} \oplus c$, se ha evaluado tanto en datos como en MC, en eventos $Z \rightarrow ee$ y $J/\psi \rightarrow ee$ [98]. En estos estudios, se puede observar que el pico de la distribución de la masa invariante correspondiente al decaimiento del bosón Z no es correctamente reproducido por la simulación, aun luego de corregir la escala de energía reconstruida (Sec. 4.4). Por otro lado, el MC describe razonablemente bien el pico de masa del decaimiento $J/\psi \rightarrow ee$ para el caso de electrones centrales, donde la resolución está dominada por el término dependiente de la energía. Las diferencias observadas a más alta energía son entonces atribuidas al término constante de la resolución y son tenidas en cuenta mediante correcciones derivadas en eventos $Z \rightarrow ee$. Estos factores de corrección han sido aplicados para redefinir³ la energía transversa de los fotones simulados en la determinación de la matriz R_{ij} .

8.1.3 Determinación de la matriz respuesta

Las matrices respuesta de la energía transversa fueron evaluadas en muestras de fotones directos simuladas con PYTHIA, en cada uno de los intervalos de pseudorapidez reconstruida. Estas matrices muestran la migración de los fotones simulados con una dada energía transversa, E_T^{true} , hacia los distintos intervalos de energía transversa reconstruida, E_T^{reco} , luego de que todos los criterios de preselección, reconstrucción, identificación (*tight*) y aislamiento ($E_T^{\text{iso}} > 3$ GeV) han sido aplicados. Para minimizar los efectos estadísticos, se ha utilizado una combinación de las muestras de fotones directos que figuran en la Tabla 4.3, cuyos umbrales de filtro (E_T^{filter}) varían entre 17 y 140 GeV. Para obtener una muestra total no sesgada, se han aplicado factores de peso a cada muestra para obtener una luminosidad equivalente común y se ha removido explícitamente el solapamiento entre el espectro de E_T de cada una, requiriendo que la energía transversa del fotón simulado —teniendo en cuenta el efecto del filtro en torno al valor de corte— sea:

$$\begin{aligned}
 E_T^{\text{filter}} = 17 \text{ GeV (ID 115802)} & \rightarrow 40 \text{ GeV} \leq E_T < 45 \text{ GeV} \\
 E_T^{\text{filter}} = 35 \text{ GeV (ID 115803)} & \rightarrow 45 \text{ GeV} \leq E_T < 85 \text{ GeV} \\
 E_T^{\text{filter}} = 70 \text{ GeV (ID 115804)} & \rightarrow 85 \text{ GeV} \leq E_T < 200 \text{ GeV} \\
 E_T^{\text{filter}} = 140 \text{ GeV (ID 115809)} & \rightarrow 200 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}
 \end{aligned}$$

La matriz respuesta obtenida, en el rango $40 \leq E_T < 400$ GeV, se observa en la Fig. 8.1 para los distintos intervalos de η . Las migraciones fuera de la diagonal —prácticamente sólo a primeros vecinos— son en todos los casos $< 20\%$, decreciendo con E_T . En general, como se aprecia de los elementos de la diagonal superior, la energía transversa reconstruida tiende a ser menor que la simulada. Como es de esperar, los efectos de resolución son más importantes en el intervalo $1.52 \leq |\eta| < 1.81$, donde se concentra la mayor cantidad

³Técnicamente, se realiza un «*smearing*» del espectro de E_T , de acuerdo a la parametrización corregida de la resolución de energía del ECAL.

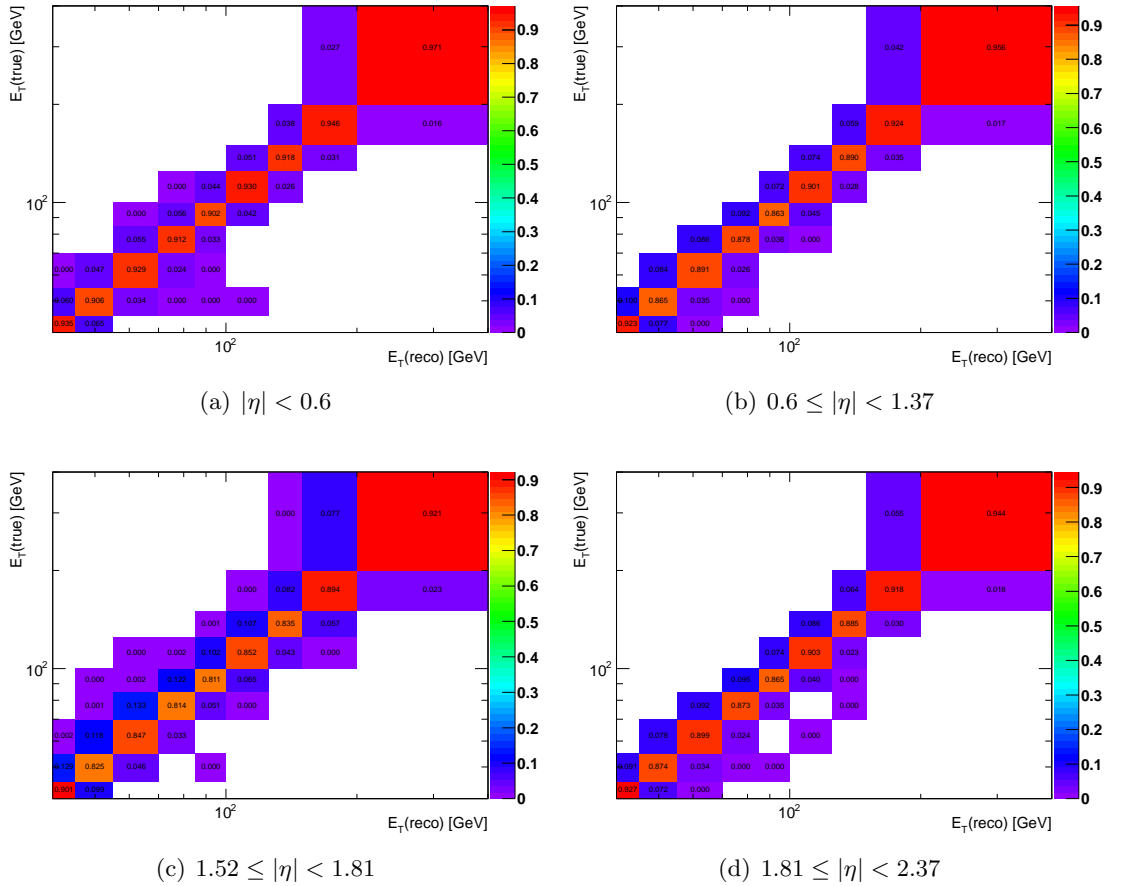


Figura 8.1. Matriz respuesta de la energía transversa (luego de aplicar todos los criterios de selección), calculada en simulaciones PYTHIA de fotones directos en las distintas regiones de η .

de material inactivo frente al ECAL. La migración ha sido estudiada separadamente para fotones convertidos y no convertidos, mostrando un efecto levemente mayor para los primeros. Por otro lado, no se han observado diferencias entre la matriz respuesta calculada para fotones producidos en la interacción dura y la correspondiente a fotones de fragmentación.

8.1.4 Regularización

La regularización de la deconvolución en el método SVD ha sido determinada según la prescripción propuesta en [142]. En una interpretación simplificada, este método representa una expansión en serie de Fourier de la razón entre la deconvolución del espectro medido en datos y la distribución simulada. Los coeficientes de esta expansión, $|d_i|$, permiten determinar la cantidad de términos estadísticamente significativos que deben retenerse a fin de obtener un resultado no sesgado en la deconvolución. Usualmente, para espectros relativamente suaves, se espera que sólo los primeros términos ($i < k$) sean significativos. Por otro lado, una regularización demasiado estricta (i.e. k pequeño) puede sesgar la distribución deconvolucionada hacia la distribución MC de referencia. En la Fig. 8.2 se

muestra la distribución de los valores de $|d_i|$ calculados en las distintas regiones de $|\eta|$. La deconvolución final se ha realizado considerando en todos los casos sólo los primeros nueve términos ($k = 9$), i.e. esencialmente sin regularización, para minimizar el sesgo antes mencionado.

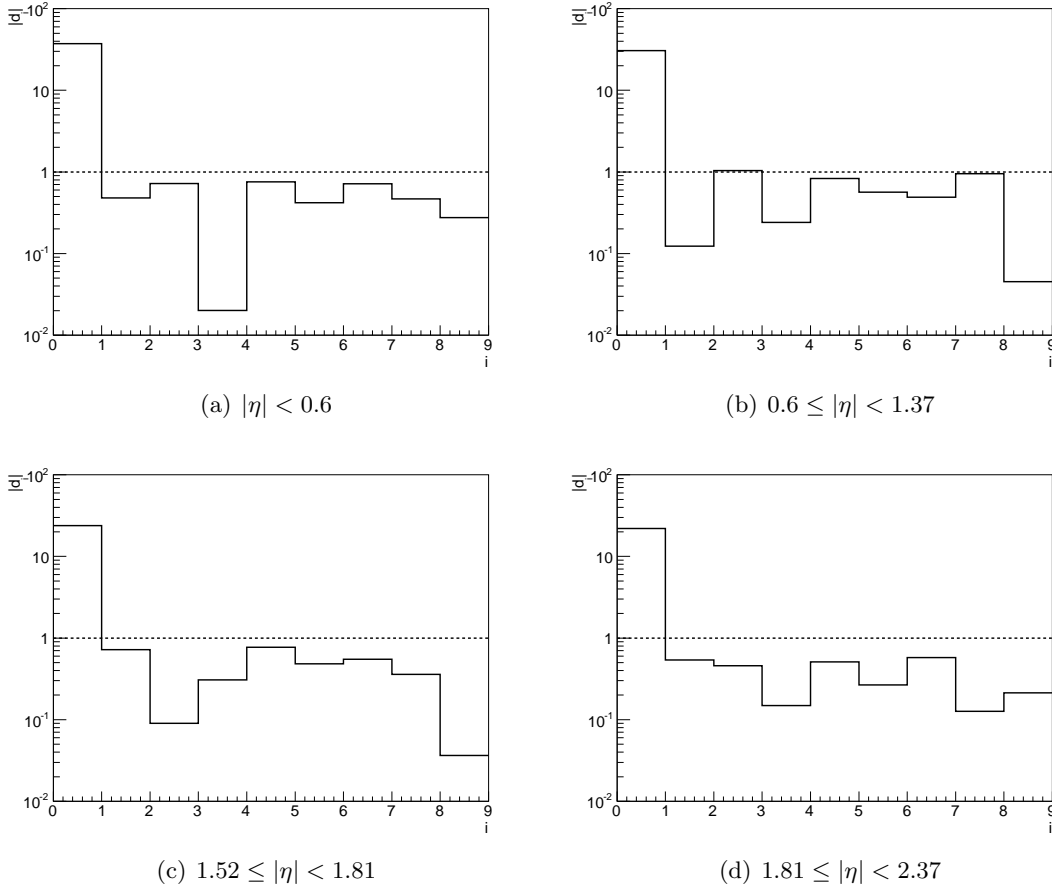


Figura 8.2. Distribución de los coeficientes $|d_i|$ en la deconvolución del espectro de energía transversa vía SVD.

8.1.5 Incertezas sistemáticas

Luminosidad

Existen dos detectores diseñados específicamente para la medida de la luminosidad en ATLAS [109]: LUCID (*LUMinosity measurement using Cherenkov Integrating Detector*) y BCM (*Beam Conditions Monitor*). La luminosidad es calculada midiendo la tasa de interacción durante la toma de datos mediante estos dispositivos dispuestos a cada lado de ATLAS, a pequeños ángulos respecto de la dirección del haz. La calibración absoluta se ha determinado a partir de los parámetros del acelerador mediante una serie de estudios dedicados, conocidos como *Van der Meer scans* [143], realizados durante el mes de Octubre

del 2010. La incerteza sistemática relativa en la medida de la luminosidad integrada estimada es 3.4%, que se traduce directamente en la misma incerteza asociada en la medida de la sección eficaz.

Trigger, reconstrucción e identificación

Las diversas fuentes de incertezas sistemáticas en la estimación de las eficiencias del trigger, reconstrucción e identificación han sido descritas en detalle en el Cap. 6 y los valores estimados se resumen en la Tabla 6.7. Estas incertezas son propagadas en el cálculo de la sección eficaz suponiendo que no existe correlación entre éstas y las asociadas al método de deconvolución y a la determinación de la luminosidad integrada. En relación a aquellas derivadas en el Cap. 7, asociadas a la estimación del fondo de QCD remanente, las incertezas en la fracción de fotones de fragmentación en los datos y debido a la elección del generador Monte Carlo (PYTHIA/HERWIG) han sido tratadas como correlacionadas, mientras que las restantes han sido consideradas sin correlación durante la propagación.

Pureza

Las incertezas sistemáticas asociadas a la estimación del número de fotones de señal en la muestra final se describen en detalle en el Cap. 7 y figuran en la Tabla 7.2. Estas incertezas han sido sumadas en cuadratura a la introducida por la contaminación de electrones detallada en la Sec. 7.4.1. Como se ha mencionado en la sección anterior, las incertezas en la estimación de la pureza y de las eficiencias de reconstrucción e identificación asociadas a la composición de la señal y a la elección del generador MC han sido tratadas como correlacionadas entre sí. Las incertezas restantes se han supuesto no correlacionadas durante su propagación en el cálculo de la sección eficaz.

La estabilidad de la producción de fotones aislados estimada ha sido evaluada a lo largo de la toma de datos, aplicando el método de conteo bidimensional para cada *Run* separadamente. El número de eventos de señal observados por unidad de luminosidad integrada en cada *Run* se muestra en la Fig. 8.3. Se ha observado una media de ~ 4.3 eventos de señal por cada pb^{-1} colectado, estable como función del tiempo dentro de las incertezas estadísticas. Asimismo, la fracción relativa entre fotones convertidos (γ_C) y no convertidos (γ_{NC}) en la muestra final se mantuvo constante durante toda la toma de datos, $\gamma_{NC}/\gamma_C \sim 1.6$.

Deconvolución

La incerteza causada por la estadística limitada de las muestras simuladas empleadas como referencia en la determinación de la matriz R_{ij} es evaluada mediante (1000) pseudo-experimentos MC, en los que se varía la matrix respuesta vía fluctuaciones gaussianas. Las desviaciones observadas en el espectro deconvolucionado por el uso de cada una de

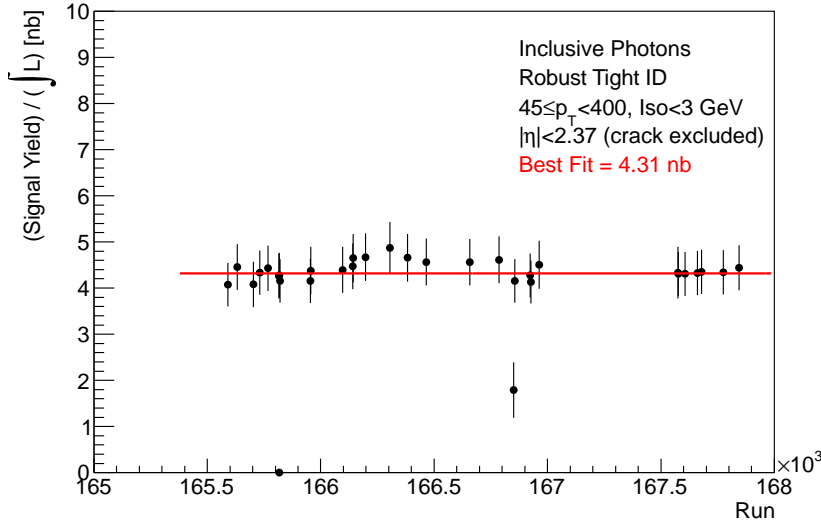


Figura 8.3. Número de fotones directos estimados con el método de conteo bidimensional en cada toma de datos (Run) para los períodos analizados en este estudio.

estas nuevas matrices, con respecto al caso nominal, resultaron menores al 2% en todas las regiones de η .

Si bien los métodos de deconvolución están diseñados para minimizar la dependencia de la distribución MC subyacente, en algunos casos se pueden observar efectos remanentes. Esto fue estudiado en pseudo-experimentos usando diferentes muestras de señal simuladas con PYTHIA y HERWIG, cuyas diferencias en el espectro de E_T se consideran una estimación razonable de la exactitud con que el MC describe la distribución en los datos. La diferencia relativa entre la sección eficaz estimada usando ambos espectros de referencia varía entre 1% y 3%. Conservativamente, se ha asignado un 3% de incerteza por este efecto, constante con E_T y η . Asimismo, los resultados se mostraron poco sensibles al grado de regularización del espectro (i.e. $k = 2, 5, 9$), dentro de las incertezas estadísticas y sistemáticas del método.

La incerteza en la determinación de la sección eficaz asociada a la resolución de la energía transversa en el ECAL —que afecta directamente a la matrix respuesta— se ha evaluado variando las correcciones aplicadas al MC descritas en la Sec. 8.1.2 dentro de sus incertezas. Las matrices respuesta son recalculadas en cada caso y utilizadas para deconvolucionar el espectro de E_T medido. Las diferencias respecto al espectro nominal fueron $\lesssim 1\%$, en todos los intervalos de E_T y η .

Por último, los resultados del método SVD fueron comparados con los obtenidos mediante una técnica alternativa, más simple, conocida como «corrección *bin-by-bin*». En ésta, se supone que los elementos fuera de la diagonal de la matrix respuesta equivalen a pérdidas de aceptación, por lo que basta con calcular los elementos diagonales R_{ii} de la Ec. 8.2. Estos elementos han sido extraídos en muestras MC de fotones directos generadas

con PYTHIA y aplicados como factores de corrección por los efectos de resolución y escala de energía en el espectro. Los valores de la sección eficaz finalmente obtenidos con esta técnica se mostraron en muy buen acuerdo con los estimados por el método SVD.

8.2 Resultados de la medida

La sección eficaz diferencial de producción de fotones directos aislados medida como función de E_T en las distintas regiones de pseudorapidez se muestra en la Fig. 8.4. Los valores centrales y las incertezas sistemáticas estimadas se listan en la Tabla 8.1. Las distintas fuentes de incerteza sistemática y el tratamiento de sus correlaciones han sido discutidas en la sección anterior. La incerteza total en la medida se obtiene como la suma cuadrática de todas las contribuciones individuales. En la Sec. 8.4 se presenta la comparación de los resultados de la medida con las predicciones teóricas a NLO, cuyo cálculo se detalla a continuación.

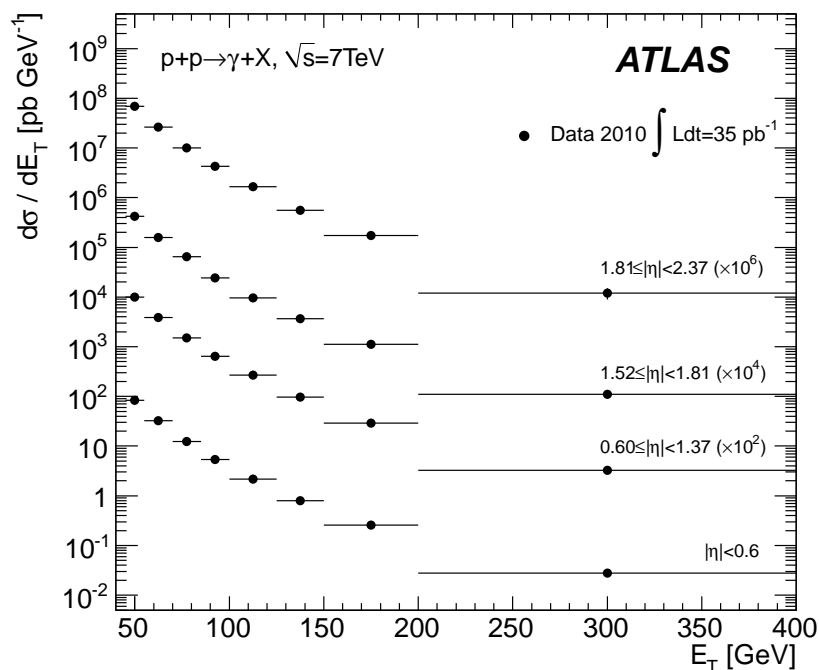


Figura 8.4. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados, medida como función de la energía transversa del fotón en las regiones $|\eta| < 0.6$, $0.6 \leq |\eta| < 1.37$, $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $1.81 \leq |\eta| < 2.37$. La medida en cada región de η ha sido normalizada por un factor arbitrario para facilitar la presentación.

Tabla 8.1. Sección eficaz de producción de fotones directos aislados, con sus incertezas estadísticas y sistemáticas, medida como función de E_T en las distintas regiones de η . La incerteza total ($\delta\sigma_{tot}$) se obtiene como la suma cuadrática de todas las fuentes de incerteza, excepto $\delta\sigma_{lumi}$ asociada a la determinación de la luminosidad integrada.

$ \eta < 0.6$										
E_T^{\min} [GeV]	E_T^{\max} [GeV]	$d\sigma/dE_T$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{stat}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{yield}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{efficiency}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{corr}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{unfolding}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{tot}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{lumi}$ [pb/GeV]	
45	55	83.3	0.5	4.8	3.3	3.4	2.5	7.2	2.8	
55	70	32.7	0.3	1.8	1.2	1.2	1.0	2.7	1.1	
70	85	12.3	0.2	0.6	0.4	0.4	0.4	0.9	0.4	
85	100	5.3	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2	0.4	0.2	
100	125	2.2	0.05	0.09	0.08	0.07	0.07	0.2	0.07	
125	150	0.80	0.03	0.03	0.03	0.02	0.03	0.06	0.03	
150	200	0.26	0.01	0.01	9×10^{-3}	7×10^{-3}	8×10^{-3}	0.02	9×10^{-3}	
200	400	2.8×10^{-2}	2×10^{-3}	2×10^{-3}	1×10^{-3}	4×10^{-4}	8×10^{-4}	3×10^{-3}	9×10^{-4}	
$0.6 \leq \eta < 1.37$										
E_T^{\min} [GeV]	E_T^{\max} [GeV]	$d\sigma/dE_T$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{stat}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{yield}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{efficiency}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{corr}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{unfolding}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{tot}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{lumi}$ [pb/GeV]	
45	55	99.0	0.7	8.1	4.4	3.8	3.0	10.4	3.4	
55	70	38.9	0.3	3.0	1.7	1.2	1.2	3.9	1.3	
70	85	14.9	0.2	1.1	0.7	0.4	0.5	1.4	0.5	
85	100	6.3	0.1	0.4	0.3	0.1	0.2	0.6	0.2	
100	125	2.7	0.06	0.2	0.1	0.06	0.08	0.2	0.09	
125	150	1.0	0.03	0.06	0.04	0.02	0.03	0.1	0.03	
150	200	0.29	0.01	0.02	0.01	7×10^{-3}	9×10^{-3}	0.03	0.01	
200	400	3.2×10^{-2}	2×10^{-3}	3×10^{-3}	2×10^{-3}	9×10^{-4}	1×10^{-3}	4×10^{-3}	1×10^{-3}	
$1.52 \leq \eta < 1.81$										
E_T^{\min} [GeV]	E_T^{\max} [GeV]	$d\sigma/dE_T$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{stat}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{yield}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{efficiency}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{corr}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{unfolding}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{tot}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{lumi}$ [pb/GeV]	
45	55	41.9	0.4	4.6	3.1	1.2	1.3	5.8	1.4	
55	70	15.7	0.2	1.6	1.0	0.4	0.5	2	0.5	
70	85	6.4	0.2	0.5	0.4	0.2	0.2	0.7	0.2	
85	100	2.4	0.08	0.2	0.2	0.05	0.08	0.3	0.08	
100	125	1.0	0.04	0.07	0.08	0.02	0.03	0.1	0.03	
125	150	0.36	0.02	0.03	0.03	8×10^{-3}	0.01	0.05	0.01	
150	200	0.11	9×10^{-3}	0.01	7×10^{-3}	3×10^{-3}	4×10^{-3}	0.02	4×10^{-3}	
200	400	1.1×10^{-2}	1×10^{-3}	1×10^{-3}	8×10^{-4}	2×10^{-4}	3×10^{-4}	2×10^{-3}	4×10^{-4}	
$1.81 \leq \eta < 2.37$										
E_T^{\min} [GeV]	E_T^{\max} [GeV]	$d\sigma/dE_T$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{stat}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{yield}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{efficiency}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{corr}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{unfolding}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{tot}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{lumi}$ [pb/GeV]	
45	55	68.9	0.6	7.6	3.8	3.9	2.1	9.6	2.3	
55	70	26.4	0.3	2.7	1.3	1.3	0.8	3.3	0.9	
70	85	10.0	0.2	0.9	0.5	0.5	0.3	1.2	0.3	
85	100	4.2	0.1	0.3	0.3	0.2	0.1	0.5	0.1	
100	125	1.7	0.06	0.1	0.1	0.08	0.05	0.2	0.06	
125	150	0.55	0.03	0.03	0.03	0.02	0.02	0.06	0.02	
150	200	0.17	0.01	0.01	0.01	6×10^{-3}	6×10^{-3}	0.02	6×10^{-3}	
200	400	1.2×10^{-2}	1×10^{-3}	6×10^{-4}	3×10^{-3}	3×10^{-4}	4×10^{-4}	3×10^{-3}	4×10^{-4}	

8.3 Cálculos teóricos

Las predicciones teóricas de la sección eficaz de producción inclusiva de fotones aislados como función de E_T han sido obtenidas, para cada intervalo de pseudorapidez bajo estudio, mediante el generador MC JETPHOX [29,31,144].⁴ Este generador a nivel partónico implementa el cálculo a NLO en pQCD e incluye la contribución tanto de fotones de la interacción dura como de fragmentación en la sección eficaz total (Sec. 2.4.3). Para la estimación de los valores centrales, se han utilizado las funciones de fragmentación BFG II a NLO [145] y las funciones de distribución partónica (PDFs) CTEQ 6.6 [25], provistas en el paquete LHAPDF [146]. La elección de escalas, PDFs y evaluación de las incertezas asociadas sigue las recomendaciones oficiales de ATLAS [147], de los autores de JETPHOX y del PDF4LHC WG [148,149].

El criterio de aislamiento a nivel partónico aplicado durante el cálculo, similar al definido a nivel experimental, requiere que el momento total transversal alrededor del fotón (p_T^{had}), en un cono de radio $R = 0.4$ en el plano $\eta - \phi$ transversal a la dirección del mismo, sea menor que un dado umbral (E_T^{cut}):

$$p_T^{\text{had}} < E_T^{\text{cut}}, \quad \text{para } (\eta - \eta^\gamma)^2 + (\phi - \phi^\gamma)^2 < R^2 \quad (8.4)$$

donde en este caso se ha definido $E_T^{\text{cut}} = 4$ GeV. Las incertezas introducidas por tal elección en las predicciones teóricas se describen a continuación, junto a las restantes fuentes de incerteza.

8.3.1 Incertezas sistemáticas

Aislamiento

La deconvolución SVD del espectro de energía transversa permite determinar la sección eficaz diferencial a nivel partícula, removiendo los efectos de aceptación y resolución finita del detector. Por otro lado, las predicciones teóricas a NLO se realizan a nivel partónico. Como se ha discutido en la Sec. 5.3.2, sin embargo, luego de las correcciones aplicadas a nivel partícula para remover los efectos no perturbativos que contribuyen a la energía de aislamiento, los criterios de aislamiento aplicados al nivel partónico/partícula resultan compatibles. Así, la diferencia observada en la sección eficaz diferencial por la aplicación del corte de aislamiento (4 GeV) a nivel partónico o a nivel partícula es $< 1\%$, y es ignorada en el cálculo de las predicciones a NLO (i.e. ninguna corrección se ha aplicado al nivel partónico para su comparación con la medida experimental).

La elección del corte de aislamiento a aplicar en JETPHOX responde asimismo a la equivalencia observada entre el requerimiento a nivel partónico/partícula ($E_T^{\text{iso,part}}$) y el corte aplicado a nivel experimental ($E_T^{\text{iso}} < 3$ GeV) en muestras MC generadas con PY-

⁴Para este análisis se ha utilizado JETPHOX v1.2.2, disponible *online* [38]

THIA. Sin embargo, esto implica la suposición de que la distribución de energía partónica en torno al fotón está descrita similarmente en JETPHOX. Si bien la aproximación es razonable para fotones de la interacción dura, generalmente creados lejos del resto de los jets en el evento, para fotones de fragmentación el caso es más incierto. Como se ha señalado en la Sec. 2.4.4, el tratamiento de los mismos varía entre PYTHIA (\sim LO) y JETPHOX (NLO). Para tener en cuenta el potencial impacto de estas diferencias en las predicciones de la sección eficaz final, el corte de aislamiento en JETPHOX se ha variado entre 2 GeV y 6 GeV. En la Fig. 8.5 se muestra el resultado de las diferencias obtenidas ($\sim 2\%$), con respecto al valor nominal (i.e. donde $E_T^{\text{cut}} = 4$ GeV), como función de p_T y η .

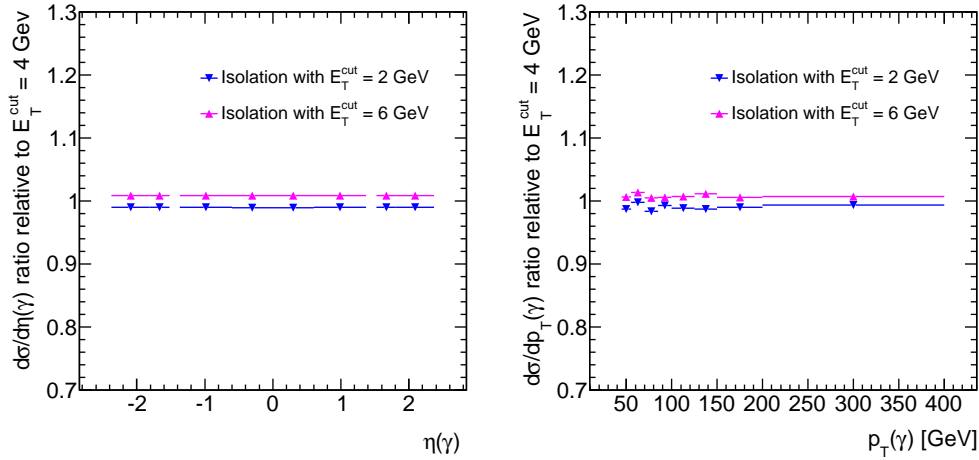


Figura 8.5. Efecto del criterio de aislamiento sobre las predicciones de JETPHOX para la sección eficaz diferencial de fotones directos aislados a NLO. Se observa la variación relativa de los resultados para una variación de ± 2 GeV en torno al valor de corte nominal (4 GeV), como función de η (Izq.) y p_T (Der.).

Escalas

En los cálculos perturbativos a NLO realizados en JETPHOX se involucran tres escalas: la escala de renormalización (μ_R) y las escalas de factorización del estado inicial (μ_F) y final (μ_f). Estas escalas intervienen en la predicción de la sección eficaz vía α_s , las PDFs y las funciones de fragmentación, respectivamente. Aunque, en principio, la sección eficaz es independiente de la escala si el cálculo se realiza a todo orden en teoría de perturbaciones, los cálculos efectivos a un orden fijo en α_s generan cierta dependencia con las mismas. Dado que estas escalas carecen de un sentido físico propio, las predicciones se consideran confiables generalmente sólo en las regiones del espacio de fase en las que la dependencia de la sección eficaz con las mismas es mínima. Este requerimiento fue estudiado en términos del llamado «Principio de Sensibilidad Mínima» que selecciona el punto estacionario de la sección eficaz como función de la variación de escala como valor central [150].⁵ Sin embargo,

⁵Esto implica encontrar un máximo o mínimo local de la sección eficaz como función de la escala.

como se detalla en [144], en el espacio de fase de interés para el presente análisis no es posible encontrar dicha escala óptima, dado que la sección eficaz a NLO es una función monótonamente decreciente con la escala. Por esta razón, se ha escogido fijar simplemente el p_T del fotón como la escala relevante del evento, $\mu_R = \mu_F = \mu_f = p_T$, que se ha utilizado como convención en otros experimentos anteriormente.

Como esta elección de escalas es arbitraria, se han estudiado las incertezas asociadas a la variación de las mismas. La incerteza total se obtiene de la combinación de las diferencias observadas en las predicciones de la sección eficaz variando cada escala independientemente (variación incoherente) o todas las escalas de forma simultánea (variación coherente). En ambos casos, las escalas se han modificado en un factor $\{0.5, 2\}$ respecto del valor nominal, es decir, se han considerado las siguientes variantes de escalas:

- $\mu_R = \mu_F = \mu_f \in \{0.5 p_T, 2.0 p_T\}$
- $\mu_R \in \{0.5 p_T, 2.0 p_T\}$, $\mu_F = \mu_f = p_T$
- $\mu_F \in \{0.5 p_T, 2.0 p_T\}$, $\mu_R = \mu_f = p_T$
- $\mu_f \in \{0.5 p_T, 2.0 p_T\}$, $\mu_R = \mu_F = p_T$

La comparación de las diferencias en la sección eficaz calculada se observa en la Fig. 8.6 para una variación coherente e incoherente, como función de E_T y η . La incerteza en la sección eficaz observada ($\sim 10\%$) está dominada por la variación en la escala de renormalización en la región $E_T < 100$ GeV y por la variación coherente de las tres escalas en la región superior del espectro. Se observa sólo una débil dependencia de la sección eficaz con la variación incoherente de las escalas de fragmentación inicial y final.

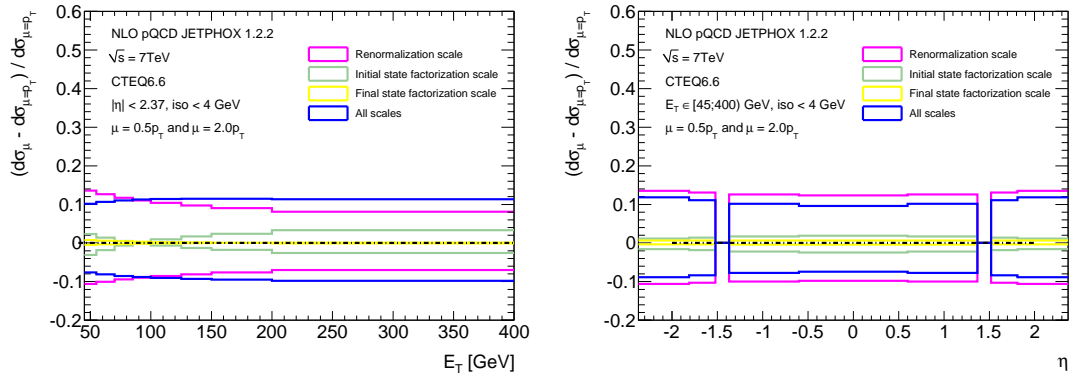


Figura 8.6. Efecto de la variación de escalas (coherente e incoherente) sobre las predicciones de la sección eficaz diferencial de fotones directos aislados en JETPHOX (CTEQ 6.6), como función de E_T (Izq.) y η (Der.).

Funciones de distribución partónica

Distintas parametrizaciones de las funciones de distribución partónica (PDFs) son provistas en el paquete LHAPDF [146], para el cálculo de la sección eficaz a NLO. En el presente análisis se ha utilizado CTEQ 6.6 [25] como PDF nominal y otras dos parametrizaciones alternativas: MSTW 2008 [26] y NNPDF 2.0 [27].

En general, cada PDF contiene una serie de pares de autovectores (x_i^\pm) que cuantifican la incerteza en cada uno de los parámetros usados en el ajuste global realizado para su determinación. A partir de las desviaciones en la sección eficaz causadas por las variaciones en cada uno de estos parámetros, se construye la banda de incerteza asociada a la PDF como:

$$\Delta\sigma^+ = \sqrt{\sum_i [\max(x_i^+ - x_0, x_i^- - x_0, 0)]^2} \quad (8.5)$$

$$\Delta\sigma^- = \sqrt{\sum_i [\max(x_0 - x_i^+, x_0 - x_i^-, 0)]^2} \quad (8.6)$$

donde la suma se realiza sobre el i -ésimo par de autovectores (x_i^+, x_i^-), en comparación con el valor central nominal x_0 . El grupo PDF4LHC [149] sugiere una banda de incerteza asociada con un nivel de confianza (CL) en los autovectores de 68 %. En el caso de CTEQ 6.6 se proveen sólo autovectores correspondientes a un 90 %CL, por lo que la incerteza estimada es dividida por un factor 1.645.

El caso en NNPDF es diferente, ya que contiene un número de réplicas N_{rep} del ajuste global, todas igualmente probables. El promedio de todas éstas es considerado como el valor central y las incertezas pueden calcularse como el límite para un 68 %CL, definido a partir de la distribución del 68 % central de las réplicas, o calculando la desviación como:

$$\Delta\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_{rep} - 1} \sum_i [x_i - \langle x \rangle]^2} \quad (8.7)$$

donde la suma se extiende sobre cada réplica x_i .

Las incertezas obtenidas para cada PDF se muestran en la Fig. 8.7, en todos los casos $\lesssim 4\%$ y decreciendo con E_T en el rango [45, 400) GeV. Se observan allí también las incertezas totales por la variación de escalas descrita en la sección anterior.

8.3.2 Predicción de la sección eficaz a NLO

Las predicciones a NLO de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados se listan en la Tabla 8.2, para las distintas PDFs bajo estudio, como función de E_T y η . La incerteza total está dominada por aquella asociada a la variación de escalas ($\sim 10\%$). Si bien las incertezas son similares en las tres parametrizaciones, se puede observar una clara diferencia en el valor central obtenido con cada una (Fig. 8.7). Los valores esperados

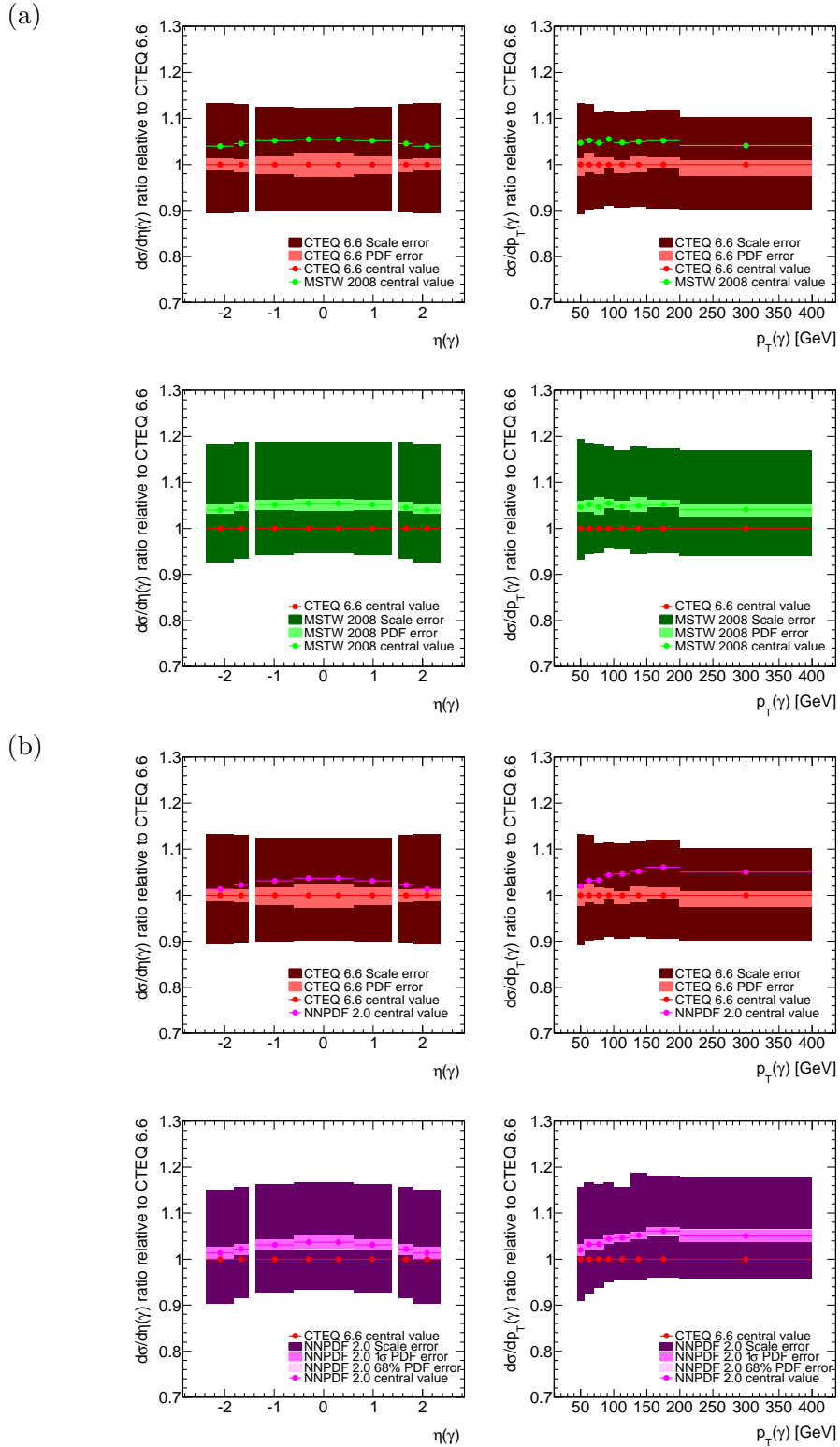


Figura 8.7. Comparación de las incertezas en las predicciones de la sección eficaz asociadas a la PDF en el caso de a) CTEQ 6.6 (rojo) vs MSTW 2008 (verde) y b) CTEQ 6.6 (rojo) vs NNPDF 2.0 (violeta). Los valores centrales obtenidos con cada PDF se muestran en ambos casos a modo de referencia.

Tabla 8.2. Predicción a NLO para $d\sigma/dp_T$ [pb GeV⁻¹] y sus incertezas estadísticas y sistemáticas, como función de p_T y η , para las distintas PDFs: CTEQ 6.6, MSTW 2008 y NNPDF 2.0.

 Intervalos de η : A) $|\eta| < 0.6$, B) $0.6 \leq |\eta| < 1.37$, C) $1.52 \leq |\eta| < 1.81$, D) $1.81 \leq |\eta| < 2.37$.

 Intervalos de p_T (en GeV): 1) [45,55), 2) [55,70), 3) [70,85), 4) [85,100), 5) [100,125), 6) [125,150), 7) [150,200), 8) [200,400).

p_T	$ \eta $	CTEQ	Stat	Scale	PDF	MSTW	Stat	Scale	PDF	NNPDF	Stat	Scale	PDF
1	A	79.72	± 0.16	+10.47 -8.25	+1.84 -2.85	83.88	± 0.17	+11.40 -8.93	+1.89 -0.77	82.71	± 0.21	+10.36 -9.07	+1.28 -1.28
2	A	30.08	± 0.06	+3.66 -2.92	+1.20 -0.34	31.74	± 0.06	+3.99 -3.17	+0.15 -0.87	30.96	± 0.11	+4.05 -2.85	+0.40 -0.40
3	A	11.12	± 0.02	+1.25 -1.01	+0.12 -0.67	11.77	± 0.02	+1.36 -1.10	+0.15 -0.58	11.61	± 0.07	+1.49 -1.01	+0.20 -0.20
4	A	4.87	± 0.01	+0.51 -0.42	+0.16 -0.06	5.16	± 0.01	+0.56 -0.46	+0.05 -0.09	5.16	± 0.02	+0.56 -0.44	+0.06 -0.06
5	A	2.00	± 0.00	+0.20 -0.16	+0.01 -0.08	2.12	± 0.00	+0.21 -0.18	+0.04 -0.03	2.10	± 0.01	+0.21 -0.17	+0.02 -0.02
6	A	0.75	± 0.00	+0.07 -0.06	+0.02 -0.02	0.80	± 0.00	+0.08 -0.06	+0.03 -0.02	0.80	± 0.01	+0.09 -0.06	+0.01 -0.01
7	A	0.25	± 0.00	+0.02 -0.02	+0.01 -0.00	0.26	± 0.00	+0.02 -0.02	+0.00 -0.00	0.27	± 0.00	+0.03 -0.02	+0.00 -0.00
8	A	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00
1	B	100.73	± 0.20	+13.48 -10.58	+1.40 -2.97	105.77	± 0.21	+14.64 -11.43	+1.43 -1.48	103.27	± 0.27	+13.46 -10.89	+1.31 -1.31
2	B	38.18	± 0.08	+4.75 -3.78	+1.19 -0.74	40.20	± 0.08	+5.16 -4.09	+0.44 -0.98	39.49	± 0.14	+5.13 -4.06	+0.49 -0.49
3	B	14.19	± 0.03	+1.63 -1.32	+0.42 -0.15	14.97	± 0.03	+1.78 -1.43	+0.58 -0.23	14.64	± 0.09	+1.92 -1.32	+0.21 -0.21
4	B	6.24	± 0.01	+0.68 -0.55	+0.14 -0.07	6.59	± 0.01	+0.74 -0.60	+0.04 -0.11	6.57	± 0.02	+0.76 -0.60	+0.06 -0.06
5	B	2.57	± 0.01	+0.26 -0.22	+0.04 -0.05	2.71	± 0.01	+0.28 -0.23	+0.05 -0.02	2.69	± 0.01	+0.26 -0.24	+0.02 -0.02
6	B	0.97	± 0.00	+0.09 -0.08	+0.02 -0.03	1.03	± 0.00	+0.10 -0.08	+0.02 -0.03	1.01	± 0.01	+0.13 -0.09	+0.01 -0.01
7	B	0.32	± 0.00	+0.03 -0.02	+0.01 -0.00	0.33	± 0.00	+0.03 -0.03	+0.00 -0.00	0.34	± 0.00	+0.04 -0.03	+0.00 -0.00
8	B	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00
1	C	36.92	± 0.07	+5.10 -3.98	+0.48 -0.51	38.61	± 0.07	+5.52 -4.28	+0.47 -0.49	37.35	± 0.09	+5.47 -3.88	+0.47 -0.47
2	C	14.05	± 0.03	+1.81 -1.43	+0.25 -0.30	14.71	± 0.03	+1.96 -1.54	+0.40 -0.13	14.38	± 0.05	+1.80 -1.59	+0.20 -0.20
3	C	5.23	± 0.01	+0.63 -0.50	+0.11 -0.13	5.48	± 0.01	+0.68 -0.54	+0.16 -0.08	5.49	± 0.03	+0.59 -0.57	+0.07 -0.07
4	C	2.29	± 0.00	+0.26 -0.21	+0.01 -0.03	2.40	± 0.00	+0.28 -0.23	+0.04 -0.02	2.37	± 0.01	+0.30 -0.22	+0.02 -0.02
5	C	0.93	± 0.00	+0.10 -0.08	+0.02 -0.01	0.98	± 0.00	+0.11 -0.09	+0.02 -0.01	0.97	± 0.00	+0.11 -0.09	+0.01 -0.01
6	C	0.35	± 0.00	+0.03 -0.03	+0.01 -0.01	0.36	± 0.00	+0.04 -0.03	+0.00 -0.02	0.37	± 0.00	+0.05 -0.04	+0.01 -0.01
7	C	0.11	± 0.00	+0.01 -0.01	+0.00 -0.00	0.11	± 0.00	+0.01 -0.01	+0.00 -0.00	0.11	± 0.00	+0.01 -0.01	+0.00 -0.00
8	C	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00
1	D	69.20	± 0.12	+9.83 -7.63	+0.86 -0.95	72.01	± 0.13	+10.58 -8.17	+1.14 -1.00	70.04	± 0.17	+9.86 -7.86	+0.93 -0.93
2	D	26.13	± 0.05	+3.48 -2.73	+0.30 -0.63	27.20	± 0.05	+3.74 -2.92	+0.39 -0.39	26.40	± 0.09	+3.64 -2.87	+0.37 -0.37
3	D	9.57	± 0.02	+1.19 -0.95	+0.35 -0.07	9.95	± 0.02	+1.28 -1.01	+0.45 -0.20	9.66	± 0.05	+1.20 -0.94	+0.15 -0.15
4	D	4.10	± 0.01	+0.48 -0.39	+0.03 -0.07	4.25	± 0.01	+0.52 -0.42	+0.06 -0.05	4.23	± 0.01	+0.55 -0.42	+0.06 -0.06
5	D	1.61	± 0.00	+0.18 -0.15	+0.03 -0.02	1.67	± 0.00	+0.19 -0.16	+0.02 -0.04	1.63	± 0.01	+0.21 -0.15	+0.02 -0.02
6	D	0.56	± 0.00	+0.06 -0.05	+0.03 -0.00	0.58	± 0.00	+0.06 -0.05	+0.03 -0.00	0.58	± 0.00	+0.08 -0.07	+0.01 -0.01
7	D	0.16	± 0.00	+0.02 -0.01	+0.00 -0.00	0.16	± 0.00	+0.02 -0.01	+0.00 -0.00	0.17	± 0.00	+0.02 -0.02	+0.00 -0.00
8	D	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00

usando MSTW 2008 (NNPDF 2.0) exceden entre 3 % y 5 % (1 % y 4 %) aquellos obtenidos para CTEQ 6.6.

8.4 Comparación de los resultados experimentales con las predicciones teóricas

Los resultados de la medida de la sección eficaz de producción de fotones aislados (Tabla 8.1) se muestran en la Fig. 8.8 como función de E_T , en comparación con las predicciones teóricas a NLO obtenidas con el generador MC JETPHOX y las PDFs CTEQ 6.6 (Tabla 8.2). Las cuatro regiones de pseudorapidez analizadas han sido multiplicadas por un factor arbitrario para facilitar la presentación. La misma comparación se puede observar en las Fig. 8.9 y 8.10 para MSTW 2008 y NNPDF 2.0, respectivamente.

La incerteza en los valores medidos representa la combinación de las incertezas estadísticas y sistemáticas, siendo estas últimas las dominantes en todo el rango de E_T y η . La incerteza en la determinación de la luminosidad integrada se muestra por separado. La banda de color indica la incerteza total en las predicciones de JETPHOX a NLO. La razón entre la sección eficaz medida y esperada se muestra en las Fig. 8.8(b), 8.9(b) y 8.10(b).

Los resultados de la primera medida de ATLAS, con una luminosidad integrada de 880 nb^{-1} [11] (triángulos rojos), han sido también incluidos en la comparación. Éstos se encuentran en muy buen acuerdo —dentro de las incertezas totales— con los obtenidos en el presente análisis en la región común del espacio de fase. Asimismo, las predicciones a NLO en el rango $E_T > 25 \text{ GeV}$ se hallan en muy buen acuerdo con ambas medidas experimentales. A baja E_T , como se discute en [11], la sección eficaz predicha por JETPHOX tiende a exceder los valores medidos. Sin embargo, la comparación en esta región ($E_T \lesssim 25 \text{ GeV}$) está limitada por las grandes incertezas sistemáticas tanto en la medida como en las predicciones teóricas. A tan bajos valores de $x_T = 2E_T/\sqrt{s}$, las escalas apropiadas no están claramente definidas y el método actual para determinar las incertezas teóricas asociadas puede no ser el adecuado. Aún más, en este régimen de baja energía transversa la componente de fragmentación es la contribución más importante a la sección eficaz total, por lo que la incerteza total asociada a la predicción a NLO puede estar subestimada.

Alternativamente, en la Fig. 8.11, se muestra la razón de las predicciones NLO obtenidas con las diferentes PDFs (CTEQ 6.6, MSTW 2008 y NNPDF 2.0) con respecto a la sección eficaz de producción medida. Si bien, como se ha observado en la Sec. 8.3.2, los valores centrales obtenidos con MSTW 2008 (NNPDF 2.0) son superiores a las predicciones para CTEQ 6.6, el acuerdo con los resultados experimentales es similar en todos los casos dentro de las incertezas. La incerteza teórica dominante es la asociada a la elección de escalas ($\sim 10 \%$), que limita actualmente la discriminación entre PDFs. Por esta razón, sólo las incertezas estadísticas, de la PDF y del criterio de aislamiento (2 %), sumadas en cuadratura se muestran en la Fig. 8.11.

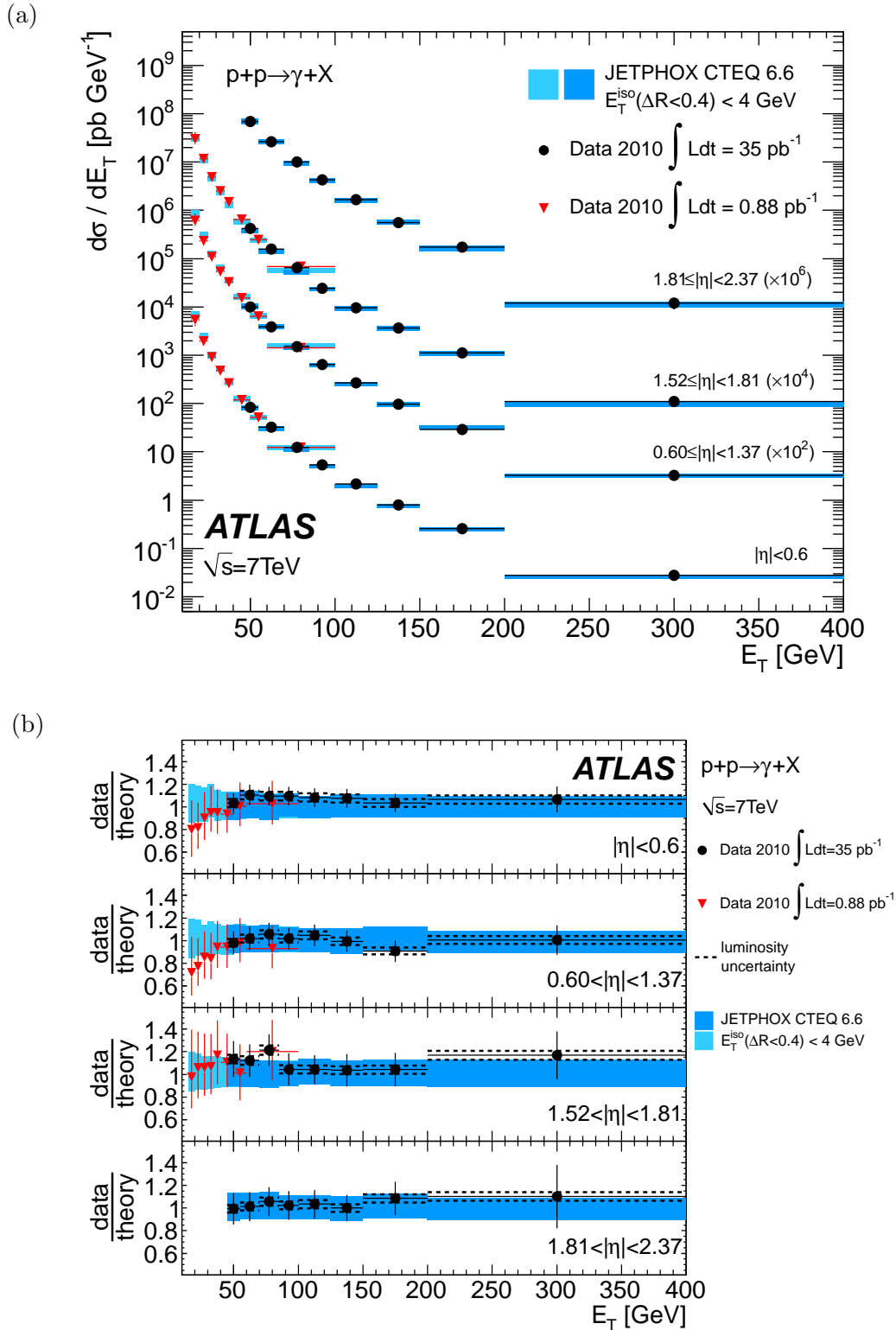


Figura 8.8. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada)(a), y la razón respectiva (b), como función de E_T en las regiones $|\eta| < 0.6$, $0.60 \leq |\eta| < 1.37$, $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $1.81 \leq |\eta| < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF CTEQ 6.6. En la región $|\eta| < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se han incluido los resultados de la primera medida de ATLAS [11].

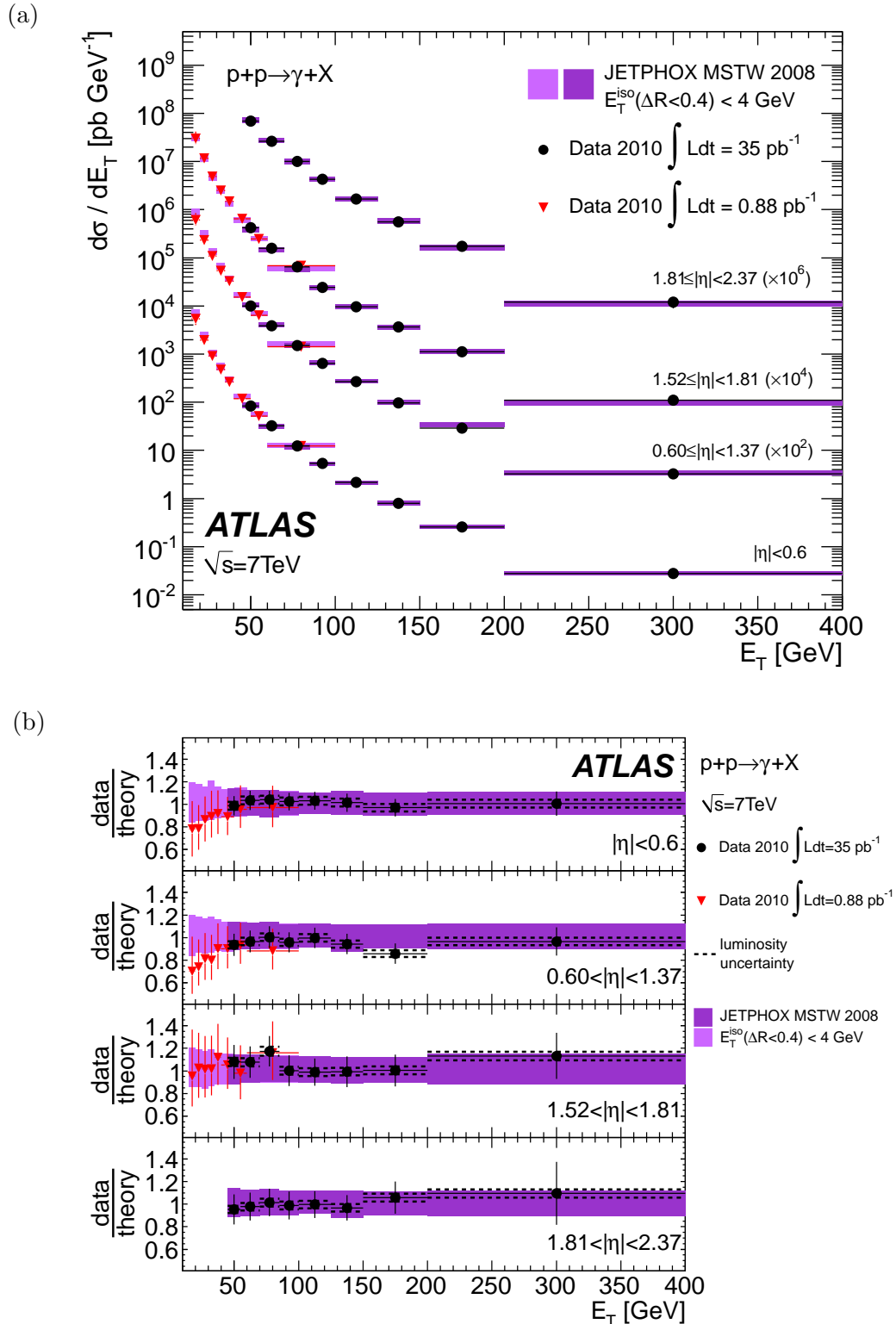


Figura 8.9. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada)(a), y la razón respectiva (b), como función de E_T en las regiones $|\eta| < 0.6$, $0.6 \leq |\eta| < 1.37$, $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $1.81 \leq |\eta| < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF MSTW 2008. En la región $|\eta| < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se han incluido los resultados de la primera medida de ATLAS [11].

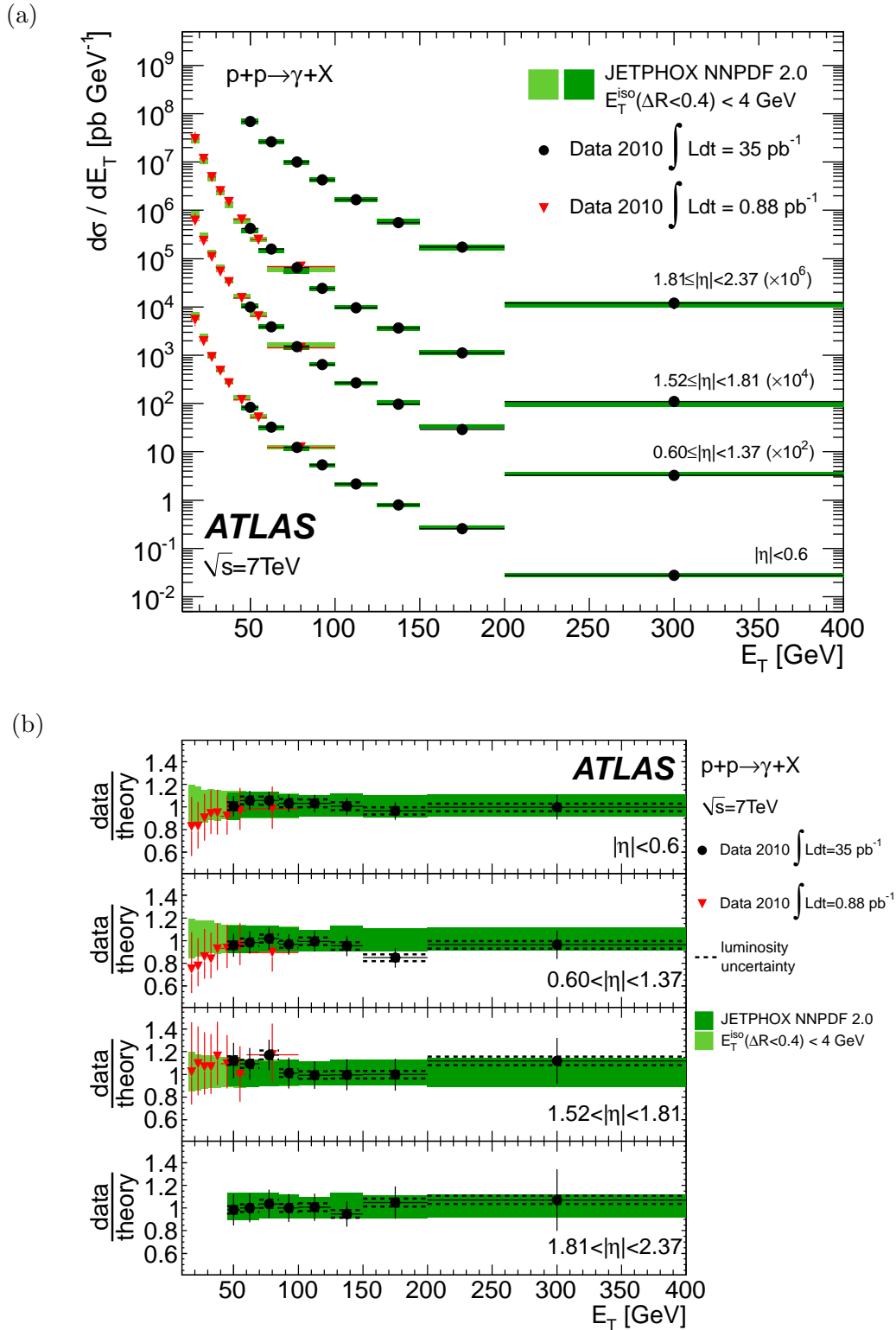


Figura 8.10. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada)(a), y la razón respectiva (b), como función de E_T en las regiones $|\eta| < 0.6$, $0.60 \leq |\eta| < 1.37$, $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $1.81 \leq |\eta| < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF NNPFD 2.0. En la región $|\eta| < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se han incluido los resultados de la primera medida de ATLAS [11].

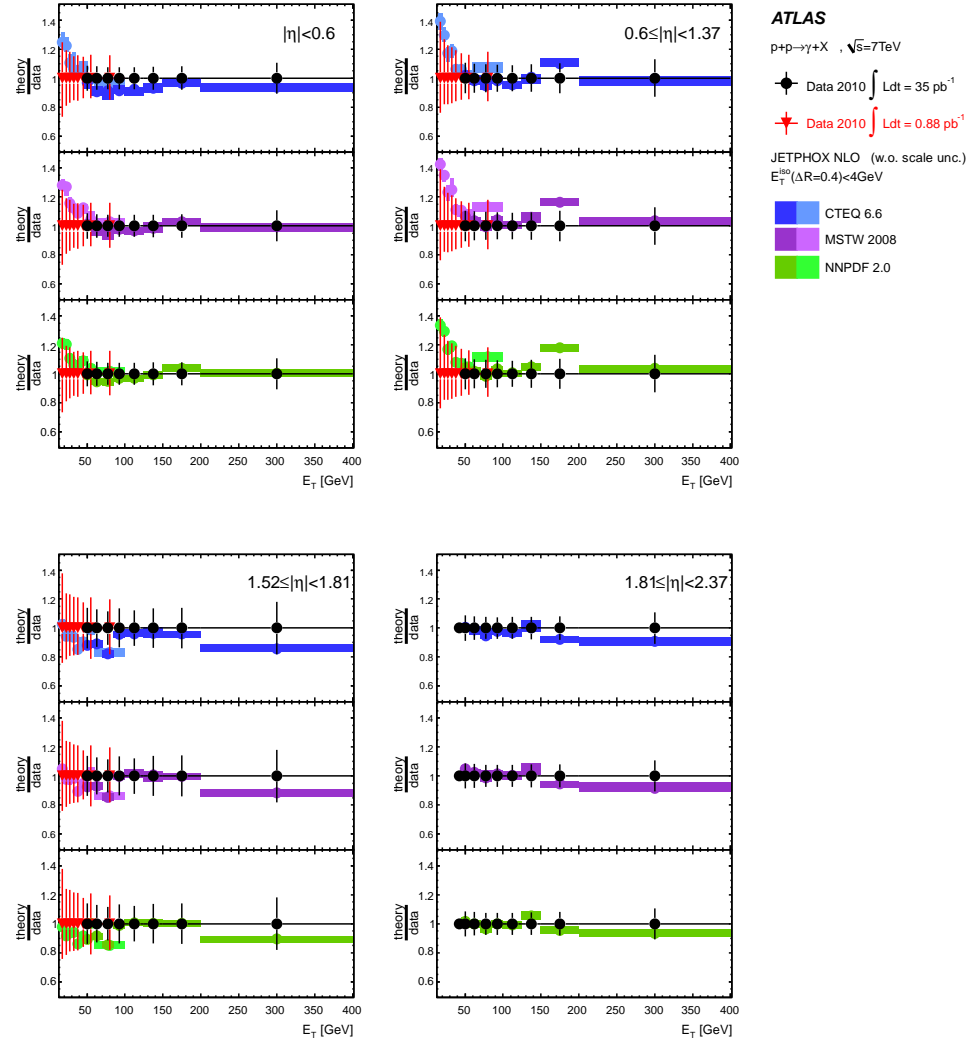


Figura 8.11. Razón entre la sección eficaz de producción de fotones aislados esperada (área en color) y medida (puntos), como función de la energía transversa del fotón en las regiones $|\eta| < 0.6$, $0.6 \leq |\eta| < 1.37$, $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $1.81 \leq |\eta| < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando las PDFs CTEQ 6.6 (panel superior), MSTW 2008 (panel medio) y NNPDF 2.0 (panel inferior). Las incertezas de escala en las predicciones a NLO ($\sim 10\%$) han sido excluidas para esta comparación. En la región $|\eta| < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se muestran también los resultados previos de ATLAS [11].

8.5 Extendiendo la medida

Las definiciones de los criterios de identificación, aislamiento y el desarrollo del método de estimación del fondo remanente presentados en esta tesis han sido utilizados por una variedad de análisis dentro de ATLAS. Entre éstos se encuentran la búsqueda del bosón de Higgs via $H \rightarrow \gamma\gamma$ [133], la producción de SM $\gamma\gamma$ [151] y, particularmente, la medida de la producción (exclusiva) de fotones aislados en asociación con jets [152]. En la Sec. 8.5.1 se describen los detalles principales de este último estudio y sus resultados

más importantes. Asimismo, los datos colectados por ATLAS durante el 2011/2012 serán utilizados para complementar las medidas presentadas en esta tesis, extendiendo la región de cobertura a más altas energías (~ 1 TeV). El estado actual de tal extensión y sus resultados preliminares se presentan en la Sec. 8.5.2.

8.5.1 Sección eficaz de producción fotones directos aislados en asociación con jets

La producción de fotones directos aislados en asociación de jets en colisiones protón-protón representa —al igual que el análisis de la producción inclusiva desarrollado en esta tesis— un importante escenario de prueba de las predicciones de pQCD, permitiendo un acceso directo a la función de distribución gluónica [153, 154] vía su principal mecanismo de producción, $qg \rightarrow q\gamma$ (Véase Sec. 2.3). Por esta misma razón, el estado final en estos procesos puede ser utilizado para extraer un muestra altamente pura de jets originados por quarks [155], facilitando el estudio de la respuesta del detector a esta clase de jets, y de las propiedades y la subestructura de los mismos. El estudio de las correlaciones angulares en el sistema γ – jet puede además brindar precisión sobre las funciones de fragmentación partón-fotón [154]. Por último, el entendimiento de su tasa de producción y distribución angular es crucial en diversos análisis, e.g. la búsqueda del bosón de Higgs vía su decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ [156] del cual conforma su principal fuente de fondo.

La medida de la producción de eventos γ +jet ha sido publicada recientemente por la Colaboración ATLAS [152], utilizando todos los datos colectados durante el año 2010 (37 pb^{-1}). Este análisis extiende (en cierto modo) el presentado en esta tesis, imponiendo requerimientos explícitos sobre la presencia de jets reconstruidos en el evento. Muchos aspectos del análisis desarrollados para esta tesis han sido implementados en este nuevo estudio, como se detalla a continuación. La preselección de eventos y fotones reconstruidos sigue los mismos criterios del análisis inclusivo descritos en la Sec. 4.3 y 4.4, respectivamente, con la sola adición del trigger `g20_loose` en la región de bajo E_T^γ (< 45 GeV).⁶ En este caso se requiere que los candidatos sean reconstruidos en la región central ($\eta^\gamma < 1.37$), con $E_T^\gamma > 25$ GeV y que satisfagan los cortes de identificación *tight* (Sec. 5.2) y de aislamiento calorimétrico, $E_T^{\text{iso}} > 3$ GeV (Sec. 5.3). Los jets son reconstruidos a partir de clusters topológicos tridimensionales construidos con las celdas de los calorímetros, mediante un algoritmo *anti- k_T* [157] con parámetro $R = 0.4$. El impulso transversal reconstruido, p_T^{jet} , es luego recalibrado a la escala de energía de los jets (JES) como se describe en [158], para tener en cuenta tanto efectos de instrumentación del detector (e.g. material, no compensación) como la energía adicional por *pile-up*. Para rechazar falsos jets reconstruidos a causa de señales espurias en los calorímetros (e.g. ruido coherente en el ECAL) se aplican ciertos criterios de calidad, detallados en [158]. Se retienen finalmente los eventos con al menos

⁶El trigger `g20_loose` selecciona eventos aceptados por el `L1_EM14` en donde existe al menos un fotón *loose* con $E_T > 20$ GeV. Véase la Sec. 4.3.3 para más detalles.

un jet con $p_T^{jet} > 20$ GeV,⁷ en la región $|y^{jet}| < 4.4$ y que se encuentre a una distancia $R > 1.0$ del fotón seleccionado en el espacio $(\eta - \phi)$. Para la estimación del fondo remanente se aplicó el mismo método de conteo bidimensional detallado en el Cap. 7. La pureza de señal calculada aumenta como función de E_T^γ de 50 – 70 % ($E_T^\gamma \sim 25$ GeV) a > 95 % ($E_T^\gamma > 150$ GeV). La sección eficaz final se obtuvo mediante la corrección «bin-by-bin» mencionada en la Sec. 8.1.5, que tiene en cuenta los efectos de aceptación, resolución y las eficiencias de reconstrucción, identificación y aislamiento sobre el espectro de energía transversa reconstruida. Los factores de corrección fueron calculados en muestras MC, luego de modificar las variables de identificación según el procedimiento descrito en la Sec. 6.2.2. Las diversas incertezas sistemáticas, similares a las del análisis de esta tesis, se discuten en detalle en [152, 159].

Los resultados finales de la medida fueron comparados con las predicciones a NLO obtenidas con el generador JETPHOX, con un corte en la energía de aislamiento del fotón $E_T^{iso} < 4$ GeV⁸ y para distintas configuraciones angulares del sistema γ –jet. Se estudiaron tres regiones de rapidez del jet ($|y^{jet}| > 1.2$, $1.2 \leq |y^{jet}| < 2.8$, $2.8 \leq |y^{jet}| < 4.4$), para los casos $(\eta^\gamma \cdot y^{jet} \geq 0)$ [SS=mismo signo] y $(\eta^\gamma \cdot y^{jet} < 0)$ [OS=signo opuesto]. Esta clasificación permite la comparación con la teoría en regiones con distinto rango del momento partónico (x) y diferentes contribuciones relativas de la componente de fragmentación. Para tener en cuenta los efectos sobre p_T^{jet} de la hadronización y de la actividad subyacente no incluidos a nivel partónico,⁹ se han aplicado factores de corrección a las predicciones de JETPHOX, calculados a partir de la comparación de la sección eficaz en muestras simuladas con PYTHIA, con (σ_{on}) y sin (σ_{off}) estas contribuciones activadas. Los factores σ_{on}/σ_{off} hallados son ~ 0.9 - 0.95 a baja E_T^γ , indicando que la hadronización es el efecto dominante. El efecto neto se desvanece como función de E_T^γ , conforme se aleja del corte aplicado sobre p_T^{jet} (correlacionado a la anterior). Como se muestra en la Fig. 8.12, se ha encontrado un buen acuerdo entre los datos y las predicciones a NLO, dentro de las incertezas experimentales y teóricas, para las seis configuraciones estudiadas. Al igual que en las medidas de la producción inclusiva en el LHC [10, 11, 84], los datos se encuentran sistemáticamente por debajo de las predicciones a NLO en la región de baja E_T (< 45 GeV), posiblemente debido a la necesidad de un cálculo al siguiente nivel en teoría de perturbaciones.

8.5.2 Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados (2011/2012)

Una continuación de la medida de la producción inclusiva de fotones aislados aquí presentada está llevándose a cabo al presente dentro de ATLAS utilizando todos los datos

⁷En caso de seleccionar más de un jet, se considera para la medida final el de más alto p_T^{jet} en el evento.

⁸Según la correspondencia de los criterios de aislamiento a nivel partónico-partícula discutida en la Sec. 5.3.2.

⁹La hadronización tiende a dispersar energía fuera del área del jet, mientras que el evento subyacente tiende a incrementar p_T^{jet} por la adición de partículas extra.

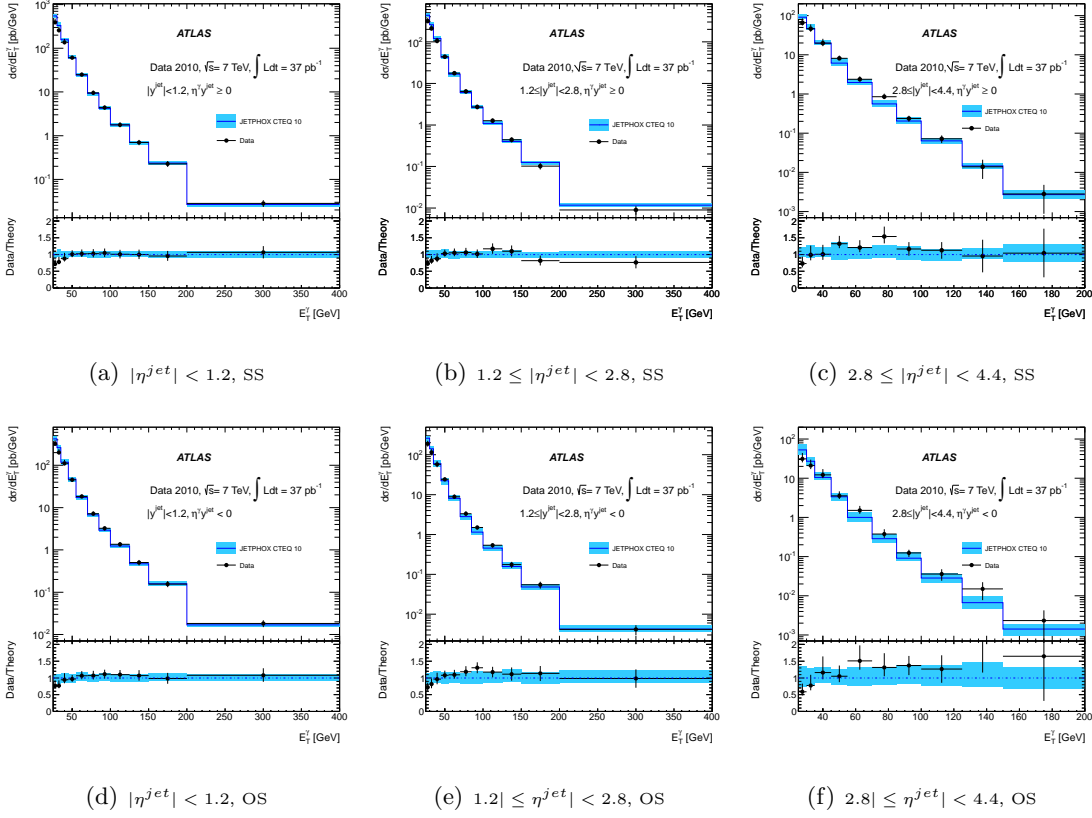


Figura 8.12. Sección eficaz de producción $\gamma + jet$ medida (puntos) y esperada (área sombreada) (panel superior), y su razón respectiva (panel inferior), como función de la energía transversa del fotón central ($|\eta^\gamma| < 1.37$) para las distintas configuraciones angulares estudiadas: $y^{jet} < 1.2$, $1.2 \leq y^{jet} < 2.8$, $2.8 \leq y^{jet} < 4.4$. [SS = ($\eta^\gamma \cdot y^{jet} \geq 0$), OS = ($\eta^\gamma \cdot y^{jet} < 0$)]. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF CTEQ 10 [160]. Las barras verticales (bandas) representan la incerteza experimental (teórica) total.

colectados durante el 2011 ($4.9 \pm 0.2 \text{ fb}^{-1}$ [161]), que permitirán extender los resultados de la sección eficaz a la región de alta energía transversa, $100 \leq E_T < 1 \text{ TeV}$. En el último año, respecto a las condiciones del 2010, la luminosidad instantánea fue progresivamente en aumento ($\mathcal{L}_{\text{max}} = 3.65 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), debido al incremento del número de *bunches* y de protones por *bunch*. El tiempo entre *bunches* fue reducido a 50 ns, con parámetros de *squeezing* $\beta^* = 1.5 \text{ m}$ y 1 m (Sec. 3.1),¹⁰ resultando en un aumento del número medio de interacciones por *bunch crossing* ($\langle \mu \rangle = 6.3$ y 11.6 , respectivamente). Estos cambios marcaron un desafío tanto para los distintos componentes del detector y de la adquisición de datos como para los algoritmos de reconstrucción e identificación de ATLAS. Asimismo, la definición de los criterios de selección (e.g. aislamiento) han debido ser re-optimizados. Por otro lado, el conocimiento del detector y su desempeño adquirido durante los primeros años de funcionamiento del LHC han servido para refinar la simulación de la geometría de ATLAS y disponer de muestras Monte Carlo más realistas para una gran variedad de

¹⁰ β^* fue reducido durante el *Technical Stop* programado por el LHC en Septiembre.

procesos, reproduciendo las condiciones de funcionamiento del acelerador.¹¹

En esta nueva medida, los eventos preseleccionados deben figurar en la más reciente EGamma GRL, satisfacer los requerimientos sobre el vértice primario (Sec. 4.3.2) y ser aceptados por el trigger `g80_loose`, el cual se mantuvo *unprescaled* durante toda la toma de datos y es 100% eficiente en el rango de E_T considerado. Los criterios de calidad impuestos sobre los clusters reconstruidos detallados en la Sec. 4.4 han sido unificados en una variable asociada a cada candidato a electrón/fotón, conocida como *Object Quality Flag*, que codifica la información sobre la integridad de los datos, la calidad de las celdas que conforman el cluster y posibles problemas de ruido o de *hardware* en el ECAL. La muestra final se selecciona requiriendo que los candidatos satisfagan los criterios de identificación *tight* y de aislamiento calorimétrico, $E_T^{\text{iso}} < 7$ GeV. En los datos del 2011, se observa una dependencia remanente de E_T^{iso} con el número de vértices primarios reconstruidos en el evento (\sim *pile-up*), asociada a la sustracción imperfecta de la energía extra en el cono de aislamiento mediante la técnica descrita en la Sec. 5.3.1.¹² Por esta razón, se ha relajado el corte de aislamiento a fin de asegurar una alta eficiencia para seleccionar fotones directos en todo el espectro de E_T . Diversos estudios se están llevando a cabo a fin de mejorar la definición de la variable de aislamiento y minimizar el impacto del evento subyacente y del *in-time/out-of-time pile-up* en la misma [127]. La contaminación del fondo remanente se ha estimado mediante el método detallado en el Cap. 7, con la zona aislada (no aislada) consecuentemente redefinida a $<(>)7$ GeV. Se prevee que métodos alternativos (e.g. ajuste del perfil de E_T/p_T [84]) permitan el tratamiento de fotones convertidos y no convertidos separadamente.

Para la estimación de la sección eficaz se aplicó una corrección «bin-by-bin», a fin de deconvolucionar en el espectro de E_T reconstruido los efectos de aceptación, resolución y las eficiencias de reconstrucción, identificación y aislamiento. Los factores de corrección fueron calculados en las nuevas muestras simuladas de fotones directos, tras modificar las variables de identificación según el procedimiento descrito en la Sec. 6.2.2. Nuevos métodos de estimación de la eficiencia de identificación están siendo desarrollados a fin de refinar el modelado de las diferencias observadas (e.g. transformación de Smirnov) y de minimizar el uso del MC (e.g. $Z \rightarrow ll\gamma$, extrapolación $e \rightarrow \gamma$).

En la Fig. 8.13 se muestra la comparación de los resultados preliminares (internos de ATLAS) con las predicciones teóricas a LO (PYTHIA, HERWIG) y NLO (JETPHOX). En el último caso, los valores centrales corresponden a las PDFs CTEQ 10 [160] y sus incertezas sistemáticas han sido estimadas al igual que en la Sec. 8.3.1. Aun en esta versión parcial, se puede observar un razonable acuerdo entre los datos y la teoría que será finalmente cuantificado luego de la estimación de todas las incertezas sistemáticas asociadas.

¹¹La campaña de producción es referida dentro de ATLAS como MC11. Los parámetros de configuración para los distintos generadores MC se detallan en [162–164].

¹²Probablemente debido al tratamiento inconsistente del ruido en el ECAL; la corrección a E_T^{iso} (calculada sin suprimir el ruido en las celdas) se calcula a partir de la energía de las celdas por encima del umbral de ruido (topoclusters).

Este análisis será publicado en el transcurso del presente año, incluyendo los datos a ser colectados en este nuevo período. La energía de centro de masa del LHC será promovida a 8 TeV durante todo el 2012, con un aumento significativo de la luminosidad instantánea. Esto permitirá —entre otras— la medida de la sección eficaz doble diferencial ($d\sigma/dp_T d\eta$) y de la razón de la sección eficaz a dos energías distintas, $\sigma(8 \text{ TeV})/\sigma(7 \text{ TeV})$, cancelando parte de las incertezas experimentales.

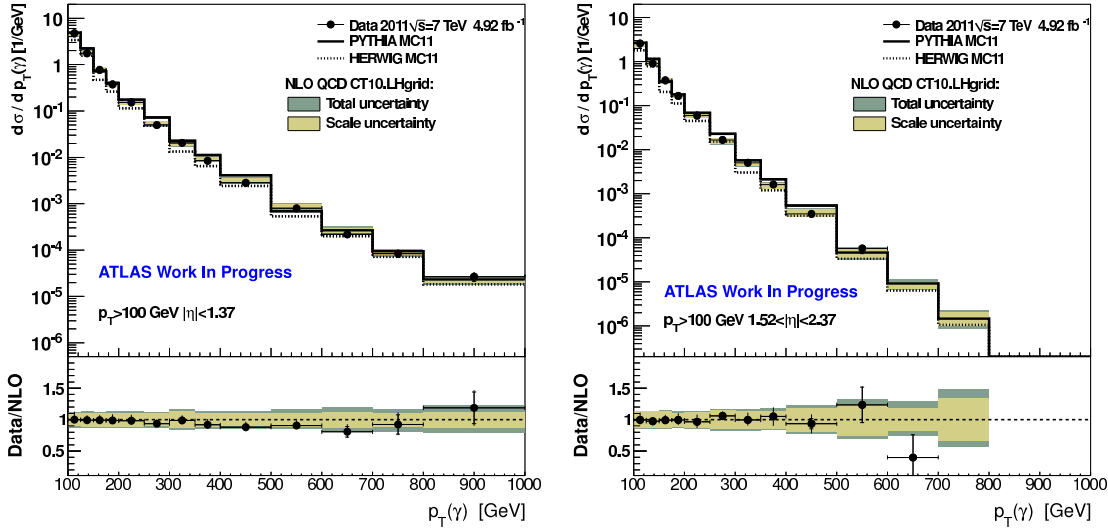


Figura 8.13. Resultados preliminares de la sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada), y la razón respectiva, como función de la energía transversa del fotón en las regiones $|\eta| < 1.37$ (Izq.) y $1.52 \leq |\eta| < 2.37$ (Der.). Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF CTEQ 10.

8.6 Sensibilidad a la función de distribución gluónica

Como fuera mencionado en la Sec. 8.6, la serie de medidas a bajas energías ($\sqrt{s} = 20 - 40 \text{ GeV}$) del experimento de blanco fijo E706 de Tevatron [72] mostraron un exceso en la sección eficaz de producción de fotones directos con respecto a las predicciones de pQCD a NLO. Por esta razón, y dada la gran precisión de las medidas de jets QCD en Tevatron, los datos de la producción de fotones directos han sido excluidos de los ajustes globales de parametrización de las PDFs en la última década.¹³ En todos los análisis globales de las PDFs desde entonces, la densidad gluónica ha sido acotada en forma directa principalmente por la producción de jets e indirectamente por las violaciones de escala de la función de estructura del protón $F_2(x, Q^2)$ en experimentos de DIS (*Deep Inelastic Scattering*) [166].

En vista de las nuevas medidas de precisión llevadas a cabo en el LHC, i.e. las presentadas en esta tesis [10, 11] junto a las realizadas por la colaboración CMS [83, 84], se ha

¹³La última parametrización en incluirlos fue MRST99 [165].

investigado recientemente el impacto de estos resultados sobre la función de distribución gluónica $g(x, Q^2)$ [87]. Los autores han analizado el efecto de la inclusión de las medidas de la producción de fotones directos aislados sobre $g(x, Q^2)$ en la parametrización de las PDFs NNPDF 2.1 mediante una técnica de *reweighting* bayesiano [167], basada en el cálculo del χ^2 entre los nuevos datos y las predicciones teóricas a NLO¹⁴ obtenidas para cada una de las réplicas Monte Carlo de las PDFs.

La función de distribución gluónica a NLO se muestra en la Fig. 8.14(Izq.) antes y después de incluir las medidas de la producción de fotones directos aislados en el LHC a $\sqrt{s} = 7$ TeV, evaluada a la escala $Q^2 = 100$ GeV². La reducción relativa de las incertezas en $g(x, Q^2)$ por la inclusión de los nuevos resultados se puede observar en la Fig. 8.14(Der.), para tres escalas de energía $Q^2 = 10, 100, 10^4$ GeV². Mientras que el valor central no se modifica, comprobando la universalidad de las PDFs y la validez de la factorización en pQCD, se observa una significativa reducción de la incerteza, de hasta 20 %, localizada en la zona $x \approx 0.002 - 0.05$.¹⁵ Con esta nueva parametrización se puede obtener, a su vez, una reducción de las incertezas teóricas asociadas a importantes procesos de producción en el LHC, e.g. del bosón de Higgs vía fusión de gluones ($gg \rightarrow H$). Para una masa $m_H \sim 120$ GeV (i.e. en la región no excluida al presente) las incertezas en la sección eficaz de este proceso se reducen hasta un 20 %.

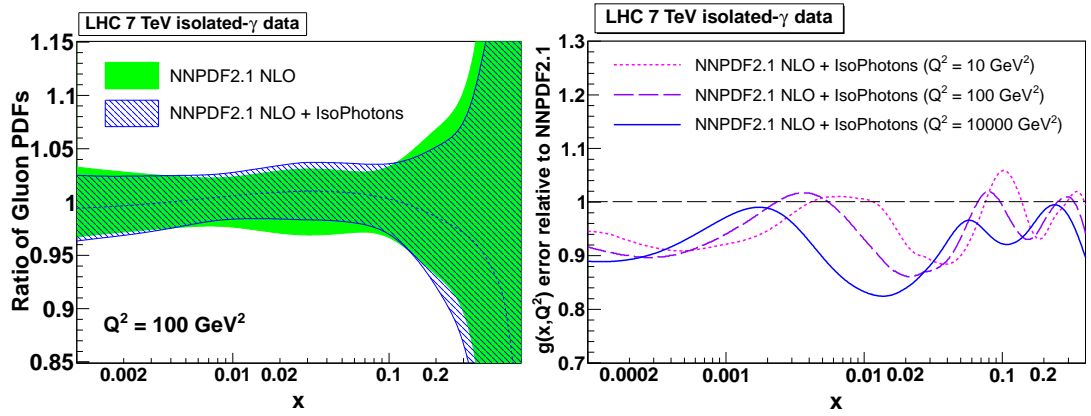


Figura 8.14. Comparación entre la PDF del gluón, $g(x, Q^2)$, a NLO antes (en verde) y después (en azul) de la inclusión de los datos de la producción de fotones aislados del LHC en el set NNPDF 2.1, a la escala $Q = 10$ GeV (Izq.). Reducción relativa de la incerteza en $g(x, Q^2)$, a las escalas $Q = 3.16, 10, 100$ GeV (Der.). Extraído de [87].

¹⁴Obtenidas con el generador JETPHOX v1.3.0 (BFG-II, $\mu_F = \mu_f = \mu_R = E_T^{\gamma}$).

¹⁵Algunas fluctuaciones causan un incremento de las incertezas en las PDFs a bajas energías, sólo debido a la estadística limitada en el procedimiento de *reweighting*.

9

CONCLUSIONES

La producción de fotones directos representa un escenario privilegiado para probar las predicciones de QCD, cuya medida brinda numerosas ventajas tanto desde un punto de vista experimental como teórico. El análisis de estos procesos es una clave importante en el entendimiento del contenido partónico de los hadrones y en la búsqueda de nuevas partículas como el bosón de Higgs o aquellas predichas por diversas teorías más allá del SM.

En esta tesis, se ha presentado la medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV, con los datos colectados por el experimento ATLAS durante todo el año 2010 (35 pb^{-1}) [10]. Los resultados fueron obtenidos en la región de energía transversa $45 \leq E_T < 400$ GeV, en cuatro intervalos de pseudorapidez en el rango $|\eta| < 2.37$. La mayor cantidad de datos utilizada en este análisis ha permitido mejorar la precisión en la sección eficaz respecto de la primera medida de ATLAS realizada con 880 nb^{-1} [11], y expandir significativamente el rango cinemático allí explorado ($15 \leq E_T < 100$ GeV, $|\eta| < 1.81$), con un muy buen acuerdo en la región común del espacio de fase [168]. La re-optimización de los criterios de identificación de fotones llevada a cabo para este análisis ha posibilitado la extensión de los resultados a la región $1.81 \leq |\eta| < 2.37$, reduciendo las incertezas sistemáticas del método de estimación de la eficiencia de identificación.

Las definiciones de los criterios de identificación y aislamiento [125, 169, 170], así como los diversos métodos de corrección y las técnicas de substracción del fondo [169, 171] desarrolladas para esta tesis en el marco de la determinación experimental de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados han sido empleadas en una gran variedad de análisis involucrando el estudio de fotones dentro de ATLAS, particularmente, la búsqueda del bosón de Higgs vía $H \rightarrow \gamma\gamma$ [133], la producción de SM $\gamma\gamma$ [151] y de fotones aislados en asociación con jets [152]. Asimismo, sentaron las bases para la extensión de la medida de la producción de fotones directos con todos los datos colectados durante el 2011 y previstos para este año, alcanzando un rango de E_T sin precedentes (~ 1 TeV).

Las predicciones teóricas a NLO obtenidas con el generador MC JETPHOX [144] han sido comparadas con la sección eficaz diferencial medida, usando diferentes parametrizaciones de las funciones de distribución partónica. Se ha observado, en general, un muy buen acuerdo en toda la región explorada, dominada por las incertezas teóricas. Las grandes incertezas de escala en las predicciones, $\mathcal{O}(10\%)$, limitan por el momento la discriminación entre las distintas PDFs consideradas. Sin embargo, estudios recientes han mostrado que la inclusión de las medidas de la producción de fotones directos aislados del LHC, en especial las realizadas por la Colaboración ATLAS aquí presentadas, permiten una reducción sustancial de las incertezas en la parametrización de la función de distribución gluónica y, por consecuencia, en el cálculo de la sección eficaz de numerosos procesos físicos de relevancia dentro del programa del LHC (e.g. la producción del SM Higgs vía fusión gg).

Las medidas de precisión que llevaron a obtener los resultados de esta tesis, junto a las futuras medidas del LHC y a los avances teóricos asociados, permitirán sin duda profundizar nuestro conocimiento de la producción de fotones directos aislados en colisiones hadrónicas y lograr que estos procesos recobren su papel protagónico en el ajuste de las funciones de distribución partónica en análisis globales de QCD.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] L. Evans and P. Bryant. *LHC Machine*. **J. Instrum.**, 3(08):S08001 (2008).
- [2] M.L. Mangano. *QCD and the physics of hadronic collisions*. **Phys. Usp.**, 53(2):109 (2010).
- [3] V.N. Gribov and L.N. Lipatov. *Deep inelastic scattering e p scattering in perturbation theory*. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15:438 (1972).
- [4] L.N. Lipatov. *The parton model and perturbation theory*. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 20:94 (1975).
- [5] G. Altarelli and G. Parisi. *Asymptotic Freedom in Parton Language*. **Nucl. Phys. B**, 126:298 (1977).
- [6] P.W. Higgs. *Broken symmetries and the masses of gauge bosons*. **Phys. Rev. Lett.**, 13:508–509 (1964).
- [7] G.F. Giudice and R. Rattazzi. *Theories with gauge mediated supersymmetry breaking*. **Phys. Rep.**, 322:419–499 (1999).
- [8] L. Randall and R. Sundrum. *Large mass hierarchy from a small extra dimension*. **Phys. Rev. Lett.**, 83:3370–3373 (1999).
- [9] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G.R. Dvali. *The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*. **Phys. Lett. B**, 429:263–272 (1998).
- [10] ATLAS Collaboration. *Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using 35 pb⁻¹ of ATLAS data*. **Phys. Lett. B**, 706(2-3):150–167 (2011).
- [11] ATLAS Collaboration. *Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*. **Phys. Rev. D**, 83:052005 (2011).
- [12] S. Glashow. *Partial-symmetries of weak interactions*. **Nucl. Phys.**, 22(4):579–588 (1961).
- [13] N. Svartholm. *Elementary particle theory: relativistic groups and analyticity*. Nobel symposium. John Wiley & Sons, 1968.
- [14] S. Weinberg. *A model of leptons*. **Phys. Rev. Lett.**, 19:1264–1266 (1967).

- [15] E. Noether. *Invariant variation problems*. **Transport Theory Stat. Phys.**, 1:186–207 (1971).
- [16] ATLAS Collaboration. *Search for the Standard Model Higgs boson in the diphoton decay channel with 4.9 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$ with ATLAS*. **arxiv:1202.1414v1**. (2012). Submitted to Phys. Rev. Lett.
- [17] S. Chatrchyan et al. *Search for the standard model Higgs boson decaying into two photons in pp collisions at $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$* . **arXiv:1202.1487v1**. (2012). Submitted to Phys. Lett. B.
- [18] 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, 2003.
- [19] R.P. Feynman. *Very high-energy collisions of hadrons*. **Phys. Rev. Lett.**, 23:1415–1417 (1969).
- [20] J.D. Bjorken and E.A. Paschos. *Inelastic electron-proton and γ -proton scattering and the structure of the nucleon*. **Phys. Rev.**, 185:1975–1982 (1969).
- [21] **SLAC National Accelerator Laboratory**, originalmente llamado *Stanford Linear Accelerator Center*.
- [22] J.D. Bjorken. *Asymptotic sum rules at infinite momentum*. **Phys. Rev.**, 179:1547–1553 (1969).
- [23] R.K. Ellis et al. *Factorization and the Parton Model in QCD*. **Phys. Lett. B**, 78:281 (1978).
- [24] F.P. Schilling. *Inclusive diffraction at HERA*. **Nucl. Phys. B - Proc Sup**, 117(0):403 – 407 (2003).
- [25] J. Pumplin et al. *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*. **JHEP**, 07:012 (2002).
- [26] A.D. Martin et al. *Parton distributions for the LHC*. **Eur. Phys. J. C**, 63:189–285 (2009).
- [27] R.D. Ball et al. *A first unbiased global NLO determination of parton distributions and their uncertainties*. **Nucl. Phys. B**, 838:136–206 (2010).
- [28] A. De Roeck and R.S. Thorne. *Structure Functions*. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, 66:727–781 (2011).
- [29] S. Catani et al. *Cross section of isolated prompt photons in hadron-hadron collisions*. **JHEP**, 05:028 (2002).
- [30] P. Aurenche et al. *Prompt photon production at large p_T scheme invariant QCD predictions and comparison with experiment*. **Nucl. Phys. B**, 297(4):661–696 (1988).
- [31] P. Aurenche et al. *Recent critical study of photon production in hadronic collisions*. **Phys. Rev. D**, 73:094007 (2006).

-
- [32] S. Frixione. *Isolated photons in perturbative QCD*. **Phys. Lett. B**, 429:369–374 (1998).
- [33] J.R. Andersen et al. *The SM and NLO Multileg Working Group: Summary report*. [arXiv:1003.1241v1](https://arxiv.org/abs/1003.1241v1), pages 21–189 (2010).
- [34] M. Tripania, M. Stockton, N. Chanon, et al. *Photon isolation and fragmentation contribution*. (2012). En preparación.
- [35] P. Aurenche, R. Baier, and M. Fontannaz. *Prompt photon production at colliders*. **Phys. Rev. D**, 42:1440–1449 (1990).
- [36] T. Sjöstrand et al. *High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1*. **Comput. Phys. Commun.**, 135:238 (2001).
- [37] G. Corcella et al. *HERWIG 6.5*. **JHEP**, 0101:010 (2001).
- [38] JETPHOX. http://lappweb.in2p3.fr/lapth/PHOX_FAMILY/main.html.
- [39] S. Frixione and B.R. Webber. *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*. **JHEP**, 0206:029 (2002).
- [40] S. Mrenna and P. Richardson. *Matching matrix elements and parton showers with HERWIG and PYTHIA*. **JHEP**, 0405:040 (2004).
- [41] S. Catani et al. *QCD Matrix Elements + Parton Showers*. **JHEP**, 2001(11):063 (2001).
- [42] M.L. Mangano. Exploring theoretical systematics in the ME-to-shower MC merging for multijet process. In *E-proceedings of Matrix Element/Monte Carlo Tuning Working Group*, 2002.
- [43] A.D. Doxiadis. *Searching for the Top : observation of the heaviest elementary particle at the LHC*. PhD thesis, U. Amsterdam, Amsterdam, 2011.
- [44] T. Gleisberg et al. *Event generation with SHERPA 1.1*. **JHEP**, 0902:007 (2009).
- [45] Ya.I. Azimov et al. *Similarity of parton and hadron spectra in QCD jets*. **Z. Phys. C**, 27:65–72 (1985).
- [46] B. Andersson et al. *Parton fragmentation and string dynamics*. **Phys. Rep.**, 97(2-3):31–145 (1983).
- [47] B.R. Webber. *A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference*. **Nucl. Phys. B**, 238(3):492–528 (1984).
- [48] P. Golonka and Z. Was. *PHOTOS Monte Carlo: A Precision tool for QED corrections in Z and W decays*. **Eur. Phys. J. C**, 45:97–107 (2006).
- [49] S. Agostinelli et al. *GEANT4 - a simulation toolkit*. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A**, 506:250 (2003).
- [50] M.C. Stockton and P.R. Newman. *Isolated direct photon production and the Atlantis event display for the ATLAS experiment*. PhD thesis, U. Birmingham, Birmingham, 2010.
-

- [51] G. Gustafson. *Dual description of a confined colour field*. **Phys. Lett. B**, 175(4):453–456 (1986).
- [52] J. Butterworth, J. Forshaw, and M. Seymour. *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*. **Z. Phys. C**, 72:637–646 (1996).
- [53] R. Ichou and D. d’Enterria. *Sensitivity of isolated photon production at TeV hadron colliders to the gluon distribution in the proton*. **Phys. Rev. D**, 82:014015 (2010).
- [54] R. Ichou. *Étude de la production de photons isolés en collisions proton-proton avec le calorimètre EMCAL de l’expérience ALICE au LHC*. PhD thesis, Université de Nantes, Nantes, 2010.
- [55] K. Johnsen. CERN Intersecting Storage Rings (ISR). In *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, volume 70.2, pages 619–626, Feb 1973.
- [56] P. Darriulat et al. *Large transverse momentum photons from high energy proton proton collisions*. **Nucl. Phys. B**, 110(4-5):365–379 (1976).
- [57] Angelis A.L.S. et al. *Search for direct single-photon production at large p_T in photon-proton collisions at $\sqrt{s} = 62.4$ GeV*. **Phys. Lett. B**, 94(1):106–112 (1980).
- [58] E. Anassontzis et al. *High- p_T direct photon production in pp collisions*. **Z. Phys. C**, 13:277–289 (1982).
- [59] T. Åkesson et al. *A comparison of direct photon, π^0 and η production in $p\bar{p}$ and pp interactions at the CERN ISR*. **Phys. Lett. B**, 158:282–288 (1985).
- [60] C. De Marzo et al. *Measurement of direct photon production at large transverse momentum in π^-p , π^+p , and pp collisions at 300 GeV/c*. **Phys. Rev. D**, 36:8–15 (1987).
- [61] M. Bonesini et al. *Production of high transverse momentum prompt photons and neutral pions in proton-proton interactions at 280 GeV/c*. **Z. Phys. C**, 38:371–382 (1987).
- [62] C. Albajar et al. *Direct photon production at the CERN proton-antiproton collider*. **Phys. Lett. B**, 209(2-3):385–396 (1988).
- [63] R. Ansari et al. *Direct photon production in anti-p p collisions at $s^{*(1/2)} = 630$ GeV*. **Z. Phys. C**, 41:395 (1988).
- [64] Angelis A.L.S. et al. *Direct photon production at the CERN ISR*. **Nucl. Phys. B**, 327(3):541–568 (1989).
- [65] J. Alitti et al. *A measurement of single and double prompt photon production at the CERN pp collider*. **Phys. Lett. B**, 288(3-4):386–394 (1992).
- [66] G. Alverson et al. *Direct photon production at high p_T in π^-Be and pBe collisions at 500 GeV/c*. **Phys. Rev. Lett.**, 68:2584–2587 (1992).
- [67] G. Ballocci et al. *Determination of α_s and the gluon distribution using direct photon production in $p\bar{p}$ and pp collisions*. **Phys. Lett. B**, 317:250–256 (1993).

-
- [68] D.L. Adams et al. *Measurement of single spin asymmetry for direct photon production in pp collisions at 200 GeV/c.* **Phys. Lett. B**, 345:569–575 (1995).
- [69] F. Abe et al. *A Precision measurement of the prompt photon cross-section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.* **Phys. Rev. Lett.**, 73:2662–2666 (1994).
- [70] S. Abachi et al. *Isolated photon cross-section in the central and forward rapidity regions in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.* **Phys. Rev. Lett.**, 77:5011–5015 (1996).
- [71] G. Balocchi et al. *Direct photon cross sections in proton-proton and antiproton-proton interactions at $\sqrt{s} = 24.3$ GeV.* **Phys. Lett. B**, 436(1-2):222–230 (1998).
- [72] L. Apanasevich et al. *Evidence for parton k_T effects in high- p_T particle production.* **Phys. Rev. Lett.**, 81:2642–2645 (1998).
- [73] B. Abbott et al. *The isolated photon cross-section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.* **Phys. Rev. Lett.**, 84:2786–2791 (2000).
- [74] V.M. Abazov et al. *The ratio of the isolated photon cross sections at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV.* **Phys. Rev. Lett.**, 87:251805 (2001).
- [75] D. Acosta et al. *Comparison of the isolated direct photon cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV and $\sqrt{s} = 0.63$ TeV.* **Phys. Rev. D**, 65:112003 (2002).
- [76] D. Acosta et al. *Direct photon cross section with conversions at CDF.* **Phys. Rev. D**, 70:074008 (2004).
- [77] L. Apanasevich et al. *Measurement of direct photon production at Tevatron fixed target energies.* **Phys. Rev. D**, 70:092009 (2004).
- [78] S.S. Adler et al. *Mid-rapidity direct-photon production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV.* **Phys. Rev. D**, 71:071102 (2005).
- [79] V.M. Abazov et al. *Measurement of the isolated photon cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV.* **Phys. Lett. B**, 639(3-4):151–158 (2006).
- [80] V.M. Abazov et al. *Erratum to: Measurement of the isolated photon cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV [Phys. Lett. B 639 (2006) 151].* **Phys. Lett. B**, 658(5):285–289 (2008).
- [81] S.S. Adler et al. *Measurement of direct photon production in $p+p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV.* **Phys. Rev. Lett.**, 98:012002 (2007).
- [82] T. Aaltonen et al. *Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV using the CDF detector.* **Phys. Rev. D**, 80:111106 (2009).
- [83] V. Khachatryan et al. *Measurement of the isolated prompt photon production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.* **Phys. Rev. Lett.**, 106:082001 (2011).
- [84] S. Chatrchyan et al. *Measurement of the Differential Cross Section for Isolated Prompt Photon Production in pp Collisions at 7 TeV.* **Phys. Rev. D**, 84:052011 (2011).
-

- [85] W. Vogelsang and M.R. Whalley. *A compilation of data on single and double prompt photon production in hadron-hadron interactions.* **J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.**, 23(7A):A1 (1997).
- [86] L. Apanasevich et al. *k_T effects in direct photon production.* **Phys. Rev. D**, 59:074007 (1999).
- [87] D. d’Enterria and J. Rojo. *Quantitative constraints on the gluon distribution function in the proton from collider isolated-photon data.* [arXiv:1202.1762v1](https://arxiv.org/abs/1202.1762v1), (2012).
- [88] D. d’Enterria. Photons and the PDFs. Confronting Theory with Experiment: Puzzles, Challenges and Opportunities en the LHC era, Fermilab, 2011. Disponible [online](#).
- [89] The Large Electron-Positron collider (LEP), from Design to Approval and Commissioning : <http://sl-div.web.cern.ch/sl-div/history/lep.doc.html>.
- [90] R. Bailey and P. Collier. *Standard filling schemes for various LHC operation modes.* Technical Report **LHC-PROJECT-NOTE-323**, CERN, 2003.
- [91] A. Yamamoto et al. *The ATLAS central solenoid.* **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A**, 584(1):53–74 (2008).
- [92] A. Foussat et al. *Assembly concept and technology of the ATLAS barrel toroid.* **IEEE Trans. Appl. Supercond.**, 16:565–569 (2006).
- [93] N. Wermes and G. Hallewel. *ATLAS pixel detector: Technical Design Report.* Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998.
- [94] J.N. Jackson. *The ATLAS semiconductor tracker (SCT).* **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A**, 541(1-2):89–95 (2005).
- [95] The ATLAS TRT collaboration. *The ATLAS TRT barrel detector.* **J. Instrum.**, 3(02):P02014 (2008).
- [96] The ATLAS TRT collaboration. *The ATLAS TRT end-cap detectors.* **J. Instrum.**, 3(10):P10003 (2008).
- [97] G. Ordonez Sanz. *Muon identification in the ATLAS calorimeters.* PhD thesis, U. Nijmegen, Amsterdam, 2009.
- [98] ATLAS Collaboration. *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data.* [arXiv:1110.3174v1](https://arxiv.org/abs/1110.3174v1) CERN-PH-EP-2011-117, (2011). Accepted for Eur. Phys. J. C (Feb 2012).
- [99] ATLAS Collaboration. *Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions.* **Eur. Phys. J. C**, 70:1193–1236 (2010).
- [100] ATLAS Collaboration. *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics.* [arXiv:0901.0512v4](https://arxiv.org/abs/0901.0512v4), (2009).
- [101] The ATLAS Collaboration. *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider.* **J. Instrum.**, 3(08):S08003 (2008).

-
- [102] ATLAS Collaboration. *ATLAS level-1 trigger: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998.
- [103] ATLAS Collaboration. *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2003.
- [104] ATLAS Collaboration. *ATLAS computing: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2005.
- [105] B. Lenzi. *The Physics Analysis Tools project for the ATLAS experiment*. Technical Report [ATL-SOFT-PROC-2009-006](#), CERN, 2009.
- [106] P. Calafiura et al. The ATHENA Control Framework in Production, New Developments and Lessons Learned. In *Computing in High Energy Physics and Nuclear Physics*, 2004.
- [107] G. Barrand et al. *GAUDI - A software architecture and framework for building HEP data processing applications*. [Comput. Phys. Commun.](#), 140(1-2):45–55 (2001).
- [108] R. Brun and F. Rademakers. *ROOT - An object oriented data analysis framework*. [Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A](#), 389(1- 2):81–86 (1997).
- [109] ATLAS Collaboration. *Updated luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*. [ATLAS-CONF-2011-011](#), (2011).
- [110] ATLAS Collaboration. *Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC*. [arXiv:1012.5104v2](#), (2010). Submitted to New J. Phys.
- [111] A. Sherstnev and R.S. Thorne. *Parton distributions for LO generators*. [Eur. Phys. J. C](#), 55:553 (2008).
- [112] ATLAS Collaboration. *First tuning of HERWIG/JIMMY to ATLAS data*. Technical Report [ATL-PHYS-PUB-2010-014](#), CERN, 2010.
- [113] ATLAS Collaboration. *The ATLAS Simulation Infrastructure*. [Eur. Phys. J. C](#), 70:823–874 (2010).
- [114] T. Golling et al. *The ATLAS Data Quality Defect Database System*. Technical Report [arXiv:1110.6119](#), 2011. Submitted to EPJ C.
- [115] M. Baak et al. *Data Quality Status Flags and Good Run Lists for Physics Analysis in ATLAS*. Technical Report [ATL-COM-GEN-2009-015](#), CERN, 2009.
- [116] ATLAS Collaboration. *Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS experiment*. Technical Report [ATLAS-CONF-2010-069](#), CERN, 2010.
- [117] R. Fruhwirth, W. Waltenberger, and P. Vanlaer. *Adaptive vertex fitting*. [J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.](#), 34:N343–N356 (2007).
- [118] ATLAS Collaboration. *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*. [Eur. Phys. J. C](#), 72:1–61 (2012).
-

- [119] *EnergyRescaler tool*, twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EnergyRescaler.
- [120] W. Lampl et al. *Calorimeter clustering algorithms: Description and performance*. Technical Report [ATL-LARG-PUB-2008-002](#), CERN, 2008.
- [121] ATLAS Collaboration. *Reconstruction of photon conversions*. Technical Report [ATL-PHYS-PUB-2009-006](#), CERN, 2009.
- [122] ATLAS Collaboration. *Reconstruction and identification of electrons*. Technical Report [ATL-PHYS-PUB-2009-004](#), CERN, 2009.
- [123] Atlantis Event display for ATLAS. <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlantis/>.
- [124] ATLAS Collaboration. *Expected photon performance in the ATLAS experiment*. Technical Report [ATL-PHYS-PUB-2011-007](#), CERN, 2011.
- [125] M. Tripiana and M.T. Dova. *Isolation of photons revisited*. Technical Report [ATL-PHYS-INT-2010-014](#), CERN, 2010.
- [126] L. Mandelli. *The ATLAS electromagnetic calorimeters: Features and performance*. [Int. J. Mod. Phys. A](#), 25:1739–1760 (2010).
- [127] M. Hance, D. Olivito, and H. Williams. *Performance studies for e/gamma calorimeter isolation*. Technical Report [ATL-COM-PHYS-2011-1186](#), CERN, 2011.
- [128] M. Cacciari, G.P. Salam, and G. Soyez. *The Catchment Area of Jets*. [JHEP](#), 04:005 (2008).
- [129] M. Cacciari, G.P. Salam, and S. Sapeta. *On the characterisation of the underlying event*. [JHEP](#), 04:065 (2010).
- [130] S. Catani et al. *Longitudinally-invariant k_{\perp} clustering algorithms for hadron-hadron collisions*. [Nucl. Phys. B](#), 406:187–224 (1993).
- [131] S.D. Ellis and D.E. Soper. *Successive combination jet algorithm for hadron collisions*. [Phys. Rev. D](#), 48:3160–3166 (1993).
- [132] G.F. Voronoi. *Nouvelles applications des paramètres continus à la théorie de formes quadratiques*. [J. reine angew. Math.](#), 134:198–287 (1908).
- [133] ATLAS Collaboration. *Search for the Standard Model Higgs boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*. [Phys. Lett. B](#), 705:452–470 (2011).
- [134] ATLAS Collaboration. *Measurement of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*. [JHEP](#), 1109:072 (2011).
- [135] ATLAS Collaboration. *A Search for High Mass Diphoton Resonances in the Context of the Randall-Sundrum Model in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp Collisions*. Technical Report [ATLAS-CONF-2011-044](#), CERN, 2011.
- [136] ATLAS Collaboration. *Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Energy with 36 pb^{-1} of 7 TeV Proton-Proton Collision Data with the ATLAS Detector*. [Eur. Phys. J. C](#), 71:1744 (2011).

-
- [137] D. Casadei. Efficiency measurement: A Bayesian approach, 2009. [arXiv:0908.0130v7](#).
- [138] R. Ishmukhametov, R.K. Daya, and R. Stroynowski. *Measurement of electron background to prompt photon sample on 34.6 pb^{-1} collision data using the ATLAS detector*. Technical Report [ATL-PHYS-INT-2011-073](#), CERN, 2011.
- [139] M. Boonekamp et al. *Cosmic Ray, Beam-Halo and Beam-Gas Rate Studies for ATLAS Commissioning*. Technical Report [ATL-GEN-2004-001](#), CERN, 2004.
- [140] G. Cowan. A Survey Of Unfolding Methods For Particle Physics. <http://www.ippp.dur.ac.uk/old/Workshops/02/statistics/proceedings/cowan.pdf>.
- [141] R. Barlow. Unfolding, SLUO Lectures on Statistics and Numerical Methods in HEP. http://www-group.slac.stanford.edu/sluo/lectures/stat_lecture_files/sluolec9.pdf.
- [142] A. Höcker and V. Kartvelishvili. *SVD approach to data unfolding*. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 372:469–481 (1996).
- [143] S. van der Meer. *Calibration of the effective beam height in the ISR*. Technical Report [CERN-ISR-PO-68-31](#), CERN, 1968.
- [144] R. Blair, M. Tripiana, et al. *NLO theoretical predictions for photon measurements using the PHOX generators*. Technical Report [CERN-OPEN-2011-041](#), CERN, 2011.
- [145] L. Bourhis et al. *Next-to-leading order determination of fragmentation functions*. *Eur. Phys. J. C*, 19:89–98 (2001).
- [146] LHAPDF program. <http://hepforge.cedar.ac.uk/lhapdf/>.
- [147] ATLAS SM Cross Section Task Force. twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/StandardModelCrossSectionTaskForce.
- [148] S. Alekhin et al. *The PDF4LHC working group interim report*. [arXiv:1101.0536v1](#).
- [149] M. Botje et al. *The PDF4LHC working group interim recommendations*. [arXiv:1101.0538v1](#).
- [150] P. Stevenson. *Sense and nonsense in the renormalization-scheme-dependence problem*. *Nucl. Phys. B*, 203:472–492 (1982).
- [151] ATLAS Collaboration. *Measurement of the isolated diphoton cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector*. *Phys. Rev. D*, 85:012003 (2012).
- [152] ATLAS Collaboration. *Measurement of the production cross section of an isolated photon associated with jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector*. [arXiv:1203.3161v1](#). Submitted to PRD.
- [153] D.V. Bandurin and N.B. Skachkov. *On the possibility of measuring the gluon distribution in proton with γ +jet events at LHC*. [arXiv:hep-ex/0210004v3](#), (2002).
- [154] Z. Belghobsi et al. *Photon-jet correlations and constraints on fragmentation functions*. *Phys. Rev. D*, 79:114024 (2009).
- [155] J. Gallicchio and M.D. Schwartz. *Pure Samples of Quark and Gluon Jets at the LHC*. *JHEP*, 1110:103 (2011).
-

-
- [156] ATLAS Collaboration. *Limits on the production of the Standard Model Higgs Boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*. *Eur. Phys. J. C*, 71:1728 (2011).
- [157] M. Cacciari, G.P. Salam, and G. Soyez. *The anti- k_T jet clustering algorithm*. *J. Instrum.*, 2008(04):063 (2008).
- [158] ATLAS Collaboration. *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. [arXiv:1112.6426v1](https://arxiv.org/abs/1112.6426v1), (2011). Submitted to *Eur. Phys. J. C*.
- [159] J. Cantero, M. Tripiana, et al. *Measurement of the isolated photon plus jet cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*. Technical Report [ATL-COM-PHYS-2011-870](https://arxiv.org/abs/1112.6426v1), CERN, 2011.
- [160] H. Lai et al. *New parton distributions for collider physics*. *Phys. Rev. D*, 82:074024 (2010).
- [161] ATLAS Collaboration. *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS Detector in 2011*. Technical Report [ATLAS-CONF-2011-116](https://arxiv.org/abs/1112.6426v1), CERN, 2011.
- [162] ATLAS Collaboration. *ATLAS tunes of PYTHIA 6 and PYTHIA 8 for MC11*. Technical Report [ATL-PHYS-PUB-2011-009](https://arxiv.org/abs/1112.6426v1), CERN, 2011.
- [163] ATLAS Collaboration. *Further ATLAS tunes of PYTHIA 6 and PYTHIA 8*. Technical Report [ATL-PHYS-PUB-2011-014](https://arxiv.org/abs/1112.6426v1), CERN, 2011.
- [164] ATLAS Collaboration. *New ATLAS event generator tunes to 2010 data*. Technical Report [ATL-PHYS-PUB-2011-008](https://arxiv.org/abs/1112.6426v1), CERN, 2011.
- [165] A.D. Martin et al. *Parton distributions and the LHC: W and Z production*. *Eur.Phys.J.*, C14:133–145 (2000).
- [166] I. Abt et al. *Scaling violations of the proton structure function F_2 at small x*. *Phys. Lett. B*, 321(1-2):161–167 (1994).
- [167] R.D. Ball et al. *Reweighting and Unweighting of Parton Distributions and the LHC W lepton asymmetry data*. *Nucl. Phys. B*, 855:608–638 (2012).
- [168] ATLAS Collaboration. *Compiled measurements of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*. Technical Report [ATL-PHYS-PUB-2011-013](https://arxiv.org/abs/1112.6426v1), CERN, 2011.
- [169] H. Abreu, M. Tripiana, et al. *Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector using 35 pb^{-1}* . Technical Report [ATL-PHYS-INT-2011-075](https://arxiv.org/abs/1112.6426v1), CERN, 2011.
- [170] L. Carminati, M. Tripiana, et al. *Reconstruction and identification efficiency of inclusive isolated photons*. Technical Report [ATL-PHYS-INT-2011-014](https://arxiv.org/abs/1112.6426v1), CERN, 2011.
- [171] H. Abreu et al. *Purity estimates for the inclusive isolated photons*. Technical Report [ATL-PHYS-INT-2011-015](https://arxiv.org/abs/1112.6426v1), CERN, 2011.
-

AGRADECIMIENTOS

Prueba irrefutable de que el tiempo vuela, acá estoy escribiendo estas palabras. Un intento de recordar a todos los que estuvieron junto a mí en estos años. Inevitablemente injusto, agradidamente difícil.

Viejo, Vieja, Kato, Rocha, como en todo en mi vida, ustedes van primero. Gracias por ser como son, por estar siempre ahí. Mi luz, mi sombra y mi espejo. Me hace la persona más afortunada que conozco el solo tenerlos. A toda mi familia. A mis abuelos que viven en mi recuerdo.

Al mariscal Ranaldi, por nuestra eterna amistad. Juano, Fofe, gracias por estar en todo momento, hasta la recta final. A todos mis amigos, de playa y diagonales, lillos y cobras, de hoy y de siempre. Por tantos días, y tantas noches. Por estar conmigo en cada estación de este viaje. En el que crucé el mundo para descubrir tanto, pero sobre todo a mí mismo.

Vale, Tere, les estaré siempre agradecido por ayudarme a dar aquellos primeros pasos, cuando hasta hablar era nuevo... but now that it is not so... I would like to express my gratitude to all the people I had the pleasure to meet and work with at CERN. It has been a pleasure for me to be part of the ATLAS community all these years, and to get involved within the SM Direct Photon and the EGamma groups. Francesca, Mark, Mike, Kerstin, Marcello, Giovanni... many thanks guys! I have learnt so much from working with you. I wish to thank Marco Delmastro, for trusting me with the co-edition of the ATLAS paper, and Thomas Koffas for sharing the bill and guiding me through it. I will be always grateful to Leonardo Carminati for the consistent confidence he placed in me and for his encouraging appreciation of my work. To Per Grafström, for our countless chats and his immutable good mood.

Dox, Matt, Olivier, Sere, David, Laugs... thanks for our great times together and for making the difference inside the CERN bubble. Kreature, i will never forget those perfect moments out of it...

¿Cómo olvidar a Javito, Jose, Carlos, Dani, Vincent, Garoé y a toda la linda tropa de Le Club? Que perdure la alegría, con esa energía que siempre «se nos va de las manos» ;)

Susanita, fue una bendición conocerte. Gracias por abrirme las puertas a tu inagotable bondad y a la casa que lograste sintiera mía.

Y volver a mi otra casa es volver a La Plata, al T-team. Al 0800 del aker, a los

BIBLIOGRAFÍA

tutoriales del Potro. Ale, Profe, Ernesto, Fran, Ceci, Nico, Jose...este grupo genial que sigue creciendo, en todo sentido. Infinitas gracias por la buena onda, por esta envidiable isla a la que viajo con una sonrisa cada día, sin excepción.

Gato, Vaskito, sin ustedes nada en esta aventura hubiera sido lo mism... bueno... simplemente no hubiera sido.

Dudo que muchos puedan expresar un agradecimiento tan sincero hacia su director de tesis. Super! por vos estoy en este camino, y por vos sigo en él «como el primer día». Gracias por tantas cosas, esas que no se aprenden en ningún libro, esas que sólo se enseñan con el ejemplo. Hoy sé que agoté mi suerte el día que la moneda cayó de tu lado...

A la música, que de tantas mágicas formas es siempre parte de mí.

A todos...

Gracias, thanks, grazie, merci!

Martín F. Tripiana

[Hypnotherapist:]
“ Open your eyes, Nicholas ”

[Nicholas:]
“ AAAH!! ”



Finally Free