



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

Producción de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ en ATLAS a $\sqrt{s}=7$ TeV.
Determinación de la eficiencia del Trigger de e y γ con $45pb^{-1}$
de datos para la búsqueda del Higgs en el canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

TESIS DOCTORAL

FERNANDO GABRIEL MONTICELLI

Directora: María Teresa Dova

La Plata, Marzo del 2011

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar quiero agradecer infinitamente a mi directora, Tere Dova, por haber sido al mismo tiempo directora, profesora, guía, inspiradora, maestra y motivadora. Gracias Tere por haberme confiado la responsabilidad de llevar adelante la primera Tesis de ATLAS, por enseñarme con el ejemplo a trabajar al 120% y por haberme dejado ser tu *young padawan*.

A Hernán por los miles de consejos de C++ que me han ahorrado días de trabajo y por enriquecer aún mas las discusiones de física con Tere.

A Ale por los consejos de física y redacción de Conceptos Teóricos.

A Luis Epele por sus consejos y su sabiduría.

A los gemelos fantásticos Basko y Tincho por ayudarme a estar al tanto de los detalles de los últimos análisis y por ser excelentes compañeros de aventuras.

A Fla por haberme aguantado 10 años de compañero de laboratorio.

A Maxi y Eli por ayudarme a traducir “*truncation of the perturbation serie*”.

A Vick y a Mati por acompañarme y apoyarme incondicionalmente. A ellos les dedico este trabajo.

Índice general

1	Introducción	1
2	Conceptos teóricos	5
2.1	El Modelo Estándar	6
2.1.1	El mecanismo de Higgs	9
2.1.2	Límites para la masa del Higgs	11
2.2	Estados <i>quarkonium</i> en ATLAS	13
2.2.1	Panorama teórico	13
2.3	Cinemática de la dispersión <i>hard</i> de partones	15
2.3.1	Factorización y renormalización	16
3	Producción de <i>quarkonium</i> en LHC	19
3.1	Sección eficaz partónica para la producción de quark c	20
3.2	El espectro de <i>charmonium</i>	20
3.2.1	Decaimientos de <i>charmonium</i> , producción de J/ ψ	21
3.3	Formación de <i>charmonium</i>	23
3.3.1	Modelo de Evaporación de Color (CEM)	23
3.3.2	Modelo de Singlete de Color (CSM)	24
3.3.3	Modelo de Octete de Color (COM) - Factorización NRQCD	26
3.3.4	Factorización de \vec{k}_T	27
4	Producción de Higgs del Modelo Estándar en LHC	29
4.1	Contexto General	30
4.2	Mecanismos de producción	30
4.3	Decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$	33
4.3.1	Fondo de $H \rightarrow \gamma\gamma$	35
5	El detector ATLAS en el LHC	37
5.1	LHC	38

5.2	ATLAS	39
5.3	Los subdetectores de ATLAS	40
5.3.1	Sistema de imanes	41
5.3.2	El detector de trazas (o detector interno)	41
5.3.3	Calorímetro electromagnético	43
5.3.4	Calorímetro hadrónico	44
5.3.5	El espectrómetro de muones	45
5.4	El modelo computacional de ATLAS	46
5.4.1	ATHENA, el entorno de análisis de ATLAS	47
5.4.2	El modelo de Datos de los eventos (EDM) y formatos de datos	48
5.5	La toma de datos de ATLAS del 2010	49
6	El sistema de trigger de ATLAS	53
6.1	Descripción general	54
6.1.1	Arquitectura del sistema de adquisición de datos	55
6.2	El L1 Trigger	57
6.3	El Trigger de alto nivel (HLT) de ATLAS	59
6.3.1	El Trigger L2	60
6.3.2	El <i>Event Filter</i> (EF) Trigger	60
6.4	Software de selección de eventos (ESS)	60
6.4.1	El Steering	61
6.4.2	Modelo de Datos de los Eventos (EDM)	62
6.4.3	Los Algoritmos del HLT	63
6.4.4	Administrador de Datos (DM)	63
6.5	Ítems, cadenas y menús del Trigger	64
7	Reconstrucción de electrones y fotones en ATLAS	67
7.1	Electrones y fotones en ATLAS	68
7.1.1	Variables y cortes de selección en los calorímetros	68
7.2	Selección de electrones y fotones en el Trigger de ATLAS	72
7.2.1	L1	73
7.2.2	L2	73
7.2.3	EF	74
7.3	Listas de buenos <i>Runs</i> y mapas OTx	75
8	Producción de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ con los primeros datos de ATLAS	77
8.1	Introducción general	78

Índice general	vii
8.2 Datos y simulaciones Montecarlo usados	79
8.3 Selección y reconstrucción del J/ψ	80
8.3.1 Electrones de clusters topológicos	81
8.3.2 Electrones estándares	84
8.4 J/ψ con clusters topológicos	85
8.4.1 Distribución de la masa invariante	85
8.5 J/ψ con electrones estándares	89
8.5.1 Distribución de la masa invariante	90
8.5.2 Estudio preliminar de respuesta de uniformidad	93
8.6 Espectro de $m_{e^+e^-}$ entre 0.9 y 120 GeV	94
9 Primera determinación de la eficiencia del Trigger de electrones a partir de datos usando $J/\psi \rightarrow e^+e^-$	99
9.1 Eficiencia del trigger de electrones	100
9.2 Datos y simulaciones Montecarlo	100
9.2.1 Datos	100
9.2.2 Montecarlo	101
9.3 <i>Tag&Probe</i> para determinar la eficiencia del trigger	102
9.4 Sustracción del fondo de la distribución de $m_{e^+e^-}$	103
9.5 Resultados con datos de ATLAS a $\sqrt{s} = 7$ TeV	107
9.6 Sistemáticos	112
10 Trigger de fotones para la búsqueda del Higgs en ATLAS a $\sqrt{s}=7$ TeV en el canal $H \rightarrow \gamma\gamma$	117
10.1 Reconstrucción del $H \rightarrow \gamma\gamma$ en ATLAS	118
10.1.1 Conversión de fotones	118
10.1.2 Aislamiento de fotones	119
10.2 Trigger en $H \rightarrow \gamma\gamma$	120
10.3 Método para obtener la eficiencia	121
10.4 Triggers de fotones en candidatos $H \rightarrow \gamma\gamma$	122
10.4.1 Conversión de fotones	129
10.5 Búsqueda del $H \rightarrow \gamma\gamma$	134
11 Conclusiones	137

1

Introducción

El LHC (*Large Hadron Collider*) es el acelerador de partículas más potente del planeta, diseñado para colisionar protones a 14 TeV de energía de centro de masa. Este instrumento permitirá abrir las puertas al entendimiento de la naturaleza más fundamental con mucho más detalle de lo que hasta ahora se ha podido explorar en aceleradores de partículas. El experimento ATLAS, un detector multipropósito de $\approx 25\text{m} \times 25\text{m} \times 45\text{m}$ y 7000 toneladas, ha sido diseñado para estudiar un amplio espectro de fenómenos físicos. Su principal objetivo es explorar la escala del TeV donde se esperan nuevos y fascinantes descubrimientos. En particular la búsqueda del bosón de Higgs y física más allá del Modelo Estándar.

El diseño del detector está optimizado para la búsqueda del bosón de Higgs en un amplio rango de masas, búsquedas de supersimetría y nuevas partículas e interacciones predichas por modelos de física más allá del Modelo Estándar (MS).

Para la detección de partículas cargadas, ATLAS posee un complejo detector de trazas (o detector interno) preparado para detectar el decaimiento de partículas muy cerca del punto de interacción y un sistema magnético que genera campos de hasta 2T para curvar sus trayectorias. Contiene un calorímetro electromagnético con altísima granularidad que permite medir con precisión la posición y el impulso de electrones y fotones y un calorímetro hadrónico para detectar cascadas hadrónicas (jets) y realizar medidas de la energía transversa faltante (E_T^{miss}), ambos cubriendo herméticamente la región de pseudorapidez $0 < |\eta| < 2.5$. El detector se complementa con un espectrómetro de muones inmerso en un sistema magnético de toroides que producen campos de $\sim 4\text{T}$.

La excelente resolución en energía y posición del calorímetro electromagnético [1] le permite a ATLAS hacer la búsqueda del bosón de Higgs en su decaimiento a dos fotones, canal principal de búsqueda para Higgs livianos.

El trabajo realizado para la presente Tesis de Doctorado incluye:

1. Primera observación de la resonancia J/ψ en su canal de decaimiento a electrón-positrón (e^+e^-) con los datos de ATLAS a 7 TeV de energía de centro de masa, con el fin de contribuir al estudio de producción de *charmonium* en el LHC, obtener una fuente limpia de electrones a ser usada para calibrar y poner a punto los calorímetros de ATLAS y determinar las eficiencias de reconstrucción y selección de electrones.
 2. Performance del trigger de electrones con datos de ATLAS, utilizando el decaimiento $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ como fuente de electrones, con el fin de evaluar el sistema de trigger y extraer las eficiencias correspondientes directamente de
-

datos sin recurrir a modelos o simulaciones del detector, relevantes para la determinación de la sección eficaz de procesos físicos del MS y física nueva con electrones en su estado final.

3. Performance del trigger de fotones con datos de ATLAS, para la detección de dos fotones satisfaciendo los requisitos de la reconstrucción de candidatos $H \rightarrow \gamma\gamma$ contribuyendo a la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar con masa $100 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$.

El enfoque general de este trabajo de Tesis está puesto en el sistema de trigger de ATLAS para electrones y fotones, con especial énfasis en la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar.

En el capítulo 2 se describe el Modelo Estándar de las partículas fundamentales y sus interacciones y el mecanismo de Higgs para el rompimiento espontáneo de simetría electrodébil. En el capítulo 3 se introducen los modelos de producción de *quarkonium* en colisionadores de hadrones, enfocados en la producción del J/ψ en el LHC. El capítulo 4 describe los mecanismos de producción del Higgs del Modelo Estándar para distintos valores de la masa del Higgs y su decaimiento a dos fotones. La descripción del detector ATLAS y los subdetectores se encuentran en el capítulo 5, precedida de una breve descripción del LHC. El sistema de trigger de ATLAS está descrito en el capítulo 6 y la reconstrucción y selección de electrones y fotones se describe en el capítulo 7, en particular la selección en el trigger de ATLAS a cuya optimización se contribuyó en las etapas tempranas de esta Tesis.

Los capítulos restantes contienen los estudios realizados para la presente Tesis Doctoral. En el capítulo 8 se presenta la primera observación del J/ψ en su canal de decaimiento a e^+e^- con distintos métodos de identificación de electrones. En el capítulo 9 se describe la primera determinación del desempeño del trigger de electrones de ATLAS con la señal observada del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ implementando un método de sustracción del fondo desarrollado para este fin e incluyendo la estimación de incertezas sistemáticas. Dado que electrones y fotones dejan prácticamente la misma señal en el calorímetro electromagnético, es posible determinar la eficiencia de reconstrucción y trigger de fotones a partir de resonancias en e^+e^- . La observación de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ como fuente de electrones de alta pureza y la determinación de la performance del trigger de electrones son el primer paso en esa dirección.

Por último, el capítulo 10 contiene un estudio detallado del desempeño del trigger de fotones obtenido a partir de eventos simulados Montecarlo $H \rightarrow \gamma\gamma$ y utilizando candidatos fotones en datos reales de ATLAS colectados durante 2010. Los resul-

tados de este estudio han sido implementados en el primer análisis de procesos de dos fotones en estado final en ATLAS para la determinación de la sensibilidad en el descubrimiento del Higgs del Modelo Estándar a energías de centro de masa de 7 TeV.

2

Conceptos teóricos

2.1 El Modelo Estándar

A continuación se introduce un panorama general del Modelo Estándar y se describe brevemente el mecanismo de rotura espontánea de simetría que introduce el mecanismo de Higgs y un panorama de las cotas y restricciones que existen para la masa del bosón de Higgs. Se puede encontrar una descripción más detallada del Modelo Estándar y del mecanismo de Higgs en la literatura [2, 3]

En física de partículas, el Modelo Estándar (SM) [4], es una teoría cuántica de campos que describe las partículas fundamentales de la materia y sus interacciones. Incluye tres de las cuatro fuerzas fundamentales. Las interacciones electromagnética fuerte y débil están descritas en términos de simetrías en teorías de *gauge*. Los términos de masa rompen la invariancia de *gauge* de la teoría. Para permitir que las partículas adquieran masa se introduce el llamado mecanismo de Higgs que rompe espontáneamente la simetría del SM generando términos de masa para los bosones de *gauge*, términos de masa para los fermiones e introduce además un bosón escalar: el bosón de Higgs. La masa de este bosón es un parámetro libre de la teoría. Pero su valor está acotado por las teorías y los experimentos.

En teorías cuánticas de campos, las interacciones fundamentales están descritas por el principio de simetrías locales de *gauge*. El Modelo Estándar es una combinación de los grupos de simetría de *gauge* $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes SU(3)_c$.

- Las interacciones electromagnéticas y las interacciones débiles están descritas por el grupo de simetría de *gauge* $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ propuesto por Glashow, Salam y Weinberg (GSW) [5, 6] en los 60s. El grupo abeliano $U(1)_Y$ con acoplamiento g' es mediado por un único bosón B . El grupo no abeliano $SU(2)_L$ con acoplamiento g es mediado por tres bosones vectoriales W^1 , W^2 y W^3 . Los números cuánticos asociados a estos grupos son respectivamente la hipercarga Y y el isospín débil T .
- Las interacciones fuertes se describen con la teoría no abeliana de cromodinámica cuántica (QCD) con simetría $SU(3)_c$. Este grupo tiene 8 generadores que se corresponden con los gluones que median la interacción fuerte.

Los campos que representan la materia están compuestos por tres generaciones de leptones de helicidad izquierda (“leptones izquierdos”) y de helicidad derecha (“leptones derechos”). Los fermiones izquierdos son dobletes de isospín débil de

leptones (L) y de quarks (Q):

$$L_1^L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad L_2^L = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad L_3^L = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (2.1)$$

$$Q_1^L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad Q_2^L = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad Q_3^L = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (2.2)$$

No hay neutrinos derechos en el Modelo Estándar.

$$L_1^R = e_R^-, \quad L_2^R = \mu_R^-, \quad L_3^R = \tau_R^- \quad (2.3)$$

$$U_1^R = u_R, \quad U_2^R = c_R, \quad U_3^R = t_R \quad (2.4)$$

$$D_1^R = d_R, \quad D_2^R = s_R, \quad D_3^R = b_R \quad (2.5)$$

Los leptones izquierdos con proyección $-1/2$ de isospín débil tienen carga $-Q$, mientras que los que tienen proyección $+1/2$, los neutrinos, tienen carga 0 . Los quarks en cambio tienen carga fraccionaria. Los de proyección $+1/2$ de isospín débil tienen carga $2/3$ y los de proyección $-1/2$ tienen carga $-1/3$. La tabla 2.1 muestra los valores de masa, spin, carga para los leptones y quarks.

Leptones				Quarks			
Partícula	Carga	Spin	Masa (GeV)	Partícula	Carga	Spin	Masa (GeV)
e	-1	1/2	$5.11 \cdot 10^{-4}$	u	2/3	1/2	$4 \cdot 10^{-3}$
ν_e	0	1/2	$\leq 1.8 \cdot 10^{-8}$	d	-1/3	1/2	$7 \cdot 10^{-3}$
μ	-1	1/2	0.106	c	2/3	1/2	1.5
ν_μ	0	1/2	$\leq 2.5 \cdot 10^{-4}$	s	-1/3	1/2	0.2
τ	-1	1/2	1.78	t	2/3	1/2	172
ν_τ	0	1/2	$\leq 7.0 \cdot 10^{-2}$	b	-1/3	1/2	4.7

Tabla 2.1: Carga, spin y masa de los leptones y de los quarks.

Bosón	interacción	masa (GeV)	Carga eléctrica
γ (fotón)	electromagnética	0	0
W^\pm	débil	80.398 ± 0.025	± 1
Z^0	débil	91.1875 ± 0.0021	0
g (8 gluones)	fuerte	0	0

Tabla 2.2: Bosones de *gauge*, interacciones que median, masas y cargas

Para construir un Lagrangeano invariante de *gauge* electrodébil se puede partir escribiendo un Lagrangeano para los dobletes izquierdos y singletes derechos como:

$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = i\bar{\Psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_L + i\bar{\Psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_R \quad (2.6)$$

Ante una transformación local de $SU(2)_L$ los campos de los fermiones izquierdos y derechos del Lagrangeano de la ecuación 2.6 cambian del siguiente modo:

$$\begin{aligned} \Psi_L(x) &\rightarrow \Psi_L(x)' = (1 - ig\Lambda^a(x)\tau^a/2)\Psi_L(x) \\ \Psi_R(x) &\rightarrow \Psi_R(x)' = \Psi_R(x), \end{aligned} \quad (2.7)$$

y ante una transformación de $U(1)_Y$:

$$\begin{aligned} \Psi_L(x) &\rightarrow \Psi_L(x)' = (1 - i\frac{g'}{2}\lambda(x)Y)\Psi_L(x) \\ \Psi_R(x) &\rightarrow \Psi_R(x)' = (1 - i\frac{g'}{2}\lambda(x)Y)\Psi_R(x). \end{aligned} \quad (2.8)$$

Las funciones $\Lambda^a(x)$ y $\lambda(x)$ son funciones arbitrarias del espaciotiempo y $\tau^a/2$ (las matrices de Pauli) e $Y/2$ son los generadores de los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente.

Para que el Lagrangeano de las interacciones electrodébiles sea invariante ante estas transformaciones de *gauge*, hay que introducir nuevos campos (W_μ^a y B_μ), cuyas transformaciones cancelen los términos que aparecen de las transformaciones de las ecuaciones (2.7) y (2.8):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{EW}} = &\bar{\Psi}_L\gamma^\mu(i\partial_\mu - g\tau^a/2W_\mu^a - \frac{g'}{2}YB_\mu)\Psi_L \\ &+ \bar{\Psi}_R\gamma^\mu(i\partial_\mu)\frac{g'}{2}YB_\mu\Psi_R - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.9)$$

donde

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - gW_\mu^a \times W_\nu^a \quad (2.10)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.11)$$

En este modelo unificado de interacciones electromagnéticas y débiles desarrollado por Glashow, Salam y Weinberg (GSW) la simetría $SU(2)_L \otimes SU(1)_Y$ está espontáneamente rota a $U(1)_{em}$, una simetría de *gauge* de carga eléctrica mediada por el fotón. La carga eléctrica está dada por la relación de Gell-Mann Nishijima:

$$Q = T + \frac{Y}{2} \quad (2.12)$$

Para el caso de las interacciones fuertes, el Lagrangeano invariante de *gauge* ante transformaciones de $SU(3)$ se puede escribir:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu)q - g_s(\bar{q}\gamma^\mu T_\alpha q)G_\mu^\alpha - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^\alpha G_{\mu\nu}^\alpha \quad (2.13)$$

donde T_α son los generadores generadores del grupo $SU(3)$ y

$$G_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu G_\nu^\alpha - \partial_\nu G_\mu^\alpha - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c. \quad (2.14)$$

Los quarks son tripletes de $SU(3)_c$.

2.1.1 El mecanismo de Higgs

La invariancia de *gauge* no permite agregar términos de masa ($i\bar{\Psi}m\Psi$) para los campos fermiónicos ni para los bosones de interacción. Sin embargo, las masas de estas partículas se han podido medir experimentalmente (ver tabla 2.2). Esto evidencia que la simetría electrodébil está rota. El mecanismo de Higgs se introduce como solución para romper espontáneamente la simetría electrodébil y conseguir que los fermiones y los bosones W^\pm y Z adquieran masa.

El mecanismo de Higgs consiste en introducir un nuevo bosón en la teoría, un doblete de un campo escalar complejo, llamado el campo de Higgs:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

con un potencial $V(\Phi)$ que permite degenerar el vacío con un valor de expectación distinto de cero. $V(\Phi)$ es función del campo escalar, y se elige de tal forma que respete la simetría $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ y que rompa la simetría del vacío. El potencial V más simple que satisface estos requisitos es:

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi^\dagger \Phi| + \lambda |\Phi^\dagger \Phi|^2. \quad (2.16)$$

El potencial está parametrizado por λ y μ . En la figura 2.1 se muestra el potencial $V(\Phi)$ para el caso ($\lambda > 0, \mu^2 < 0$). El estado fundamental del campo de Higgs está dado por el mínimo de potencial que está infinitamente degenerado. El valor absoluto del campo en el mínimo se llama valor de expectación del vacío (*vev*) es

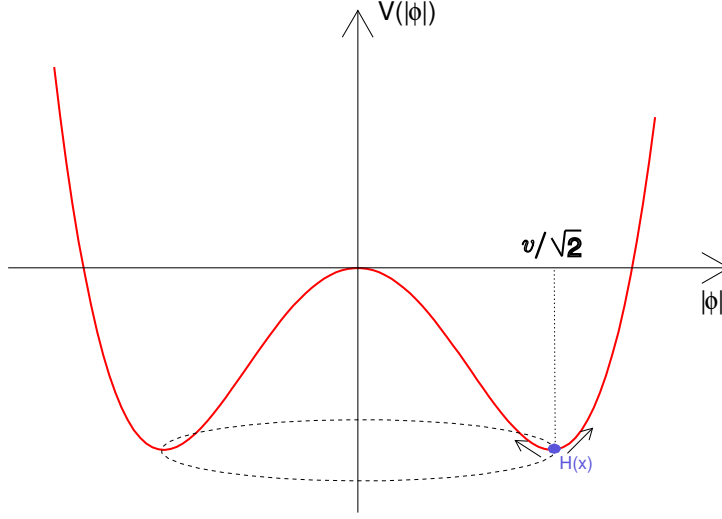


Figura 2.1: Forma del potencial del campo de Higgs $V(\Phi)$ para $\lambda > 0$ y $\mu^2 < 0$. La elipse punteada ilustra los infinitos mínimos de potencial. $H(x)$ corresponde a una excitación alrededor del estado fundamental elegido.

$|\Phi| = v/\sqrt{2}$. De los infinitos posibles valores del estado fundamental, generalmente se utiliza:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, (\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \phi_3 = v) \quad (2.17)$$

donde el valor de expectación del vacío tiene el valor $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \sim 246$ GeV.

En el sector de Higgs del Modelo Estándar, el Lagrangeano de la teoría se escribe:

$$\mathcal{L}_{\mathcal{H}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (2.18)$$

El primer término del Lagrangeano representa las interacciones entre los bosones electrodébiles con el campo de Higgs. Para que este Lagrangeano sea invariante ante transformaciones de *gauge* ($SU(2)_L \otimes U(1)_Y$), la derivada covariante [7] tiene que tener la forma:

$$D_\mu = \partial_\mu - igT\sigma^a W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (2.19)$$

donde σ^a ($a=1,2,3$) son las matrices de Pauli, T e Y son el isospín e hipercarga asociados a los grupos de simetría $U(1)_Y$ y $SU(2)_L$ con constantes de acoplamiento g' y g respectivamente.

Una excitación del estado fundamental de la siguiente forma:

$$\phi_0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

genera en el Lagrangeano del Modelo Estándar los términos de masa (a partir del término v) y los términos de interacción del campo de Higgs (a partir del término $H(x)$).

El Lagrangeano del modelo estándar contiene el Lagrangeano electrodébil, el Lagrangeano de las interacciones fuertes (QCD) y el sector de Higgs y queda de la forma:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^\alpha G^{\mu\nu}_\alpha \\
 & + \bar{\Psi}_L \gamma^\mu (i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\tau^a W_\mu^a - g'\frac{Y}{2}B_\mu)\Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma^\mu (i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)\Psi_R \\
 & + |(\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)\Phi|^2 - V(\Phi) + g''(\bar{q}\gamma^\mu T_\alpha q)G_\mu^\alpha \\
 & + Y_{ij}^d \bar{Q}_i^L \Phi D_j^R + Y_{ij}^u \bar{Q}_i^L \Phi^* U_j^R + Y_{ij}^l \bar{L}_i^L \Phi L_j^R + c.c. \quad (2.21)
 \end{aligned}$$

Donde Ψ_L representa los dobletes de isospín izquierdo y Ψ_R los singletes de isospín derecho, g , g' y g'' son las constantes de acoplamiento de los grupos $U(1)$, $SU(2)_L$ y $SU(3)_Y$ respectivamente e $Y_{ij}^{u,d,l}$ son los acoplamientos de Yukawa.

2.1.2 Límites para la masa del Higgs

Búsquedas directas

El LEP [8] fue un acelerador que colisionó e^+e^- a energías de centro de masa entre $90 < \sqrt{s} < 209$ GeV en el CERN. El bosón de Higgs se buscó principalmente en su decaimiento a $b\bar{b}$. Combinando resultados de ALEPH, DELPHI, OPAL y L3, se estableció un límite inferior para la masa del Higgs de 114.4 GeV a 95% de nivel de confianza [9]. ALEPH observó un exceso de 2.8σ en 115 GeV que no fue confirmado por ninguno de los otros experimentos del LEP [10].

En los experimentos CDF y DØ de Tevatron, colisionador de $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, el Higgs se busca principalmente en el canal de producción asociado con un bosón débil en el canal de decaimiento $b\bar{b}$. Combinando resultados de DØ y de CDF [11] con $4.2 fb^{-1}$ la región $160 < m_H < 170$ GeV está excluida para el Higgs, como se ve en la figura 2.2

Búsquedas indirectas

El bosón de Higgs se manifiesta en correcciones radiativas de los parámetros del Modelo Estándar. En LEP, SLAC (SLD) y en Tevatron se han realizado mediciones

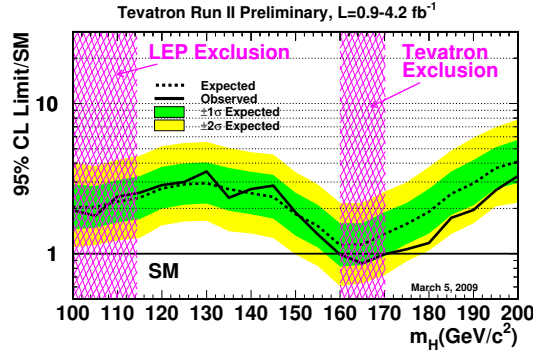


Figura 2.2: Límites superiores observados y esperados para las secciones eficaces en relación al Modelo Estándar a 95% C.L. en función de la masa del Higgs.

de precisión en observables electrodébiles que permiten inferir límites en la masa del Higgs.

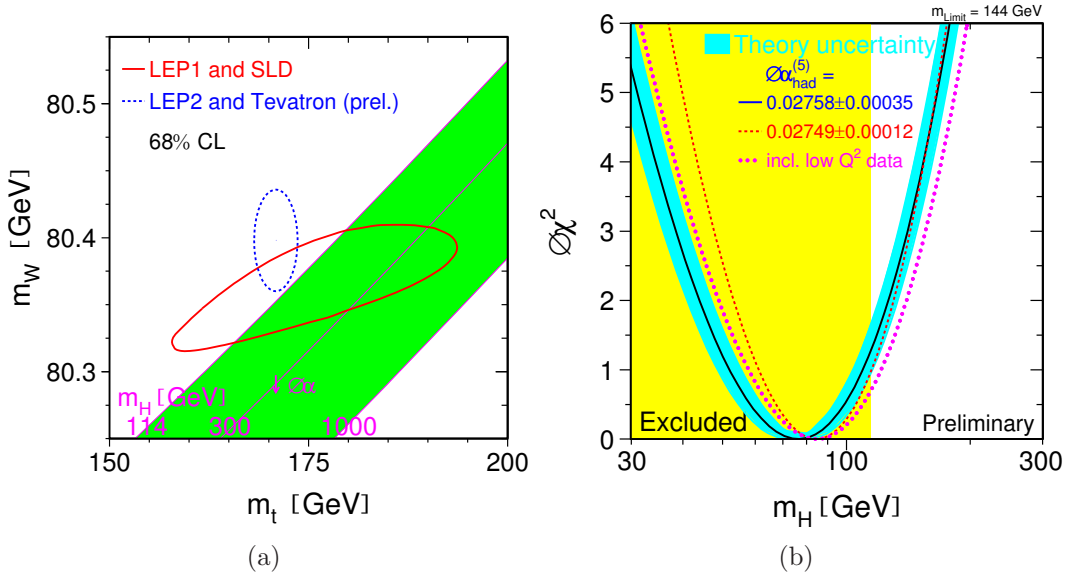


Figura 2.3: (a) Medición de condiciones sobre la masa del W directas (línea sólida) e indirectas (línea punteada) en función de la masa del quark top en LEP, SLAC y Tevatron. (b) ajuste global del Modelo Estándar en función de la masa del Higgs. La región amarilla corresponde al límite puesto por el LEP (no incluida en el ajuste) y la banda azul representa las incertezas teóricas.

Dado que el acoplamiento del Higgs con el W y con el quark top es fuerte, las correcciones a sus masas dependen de la masa del Higgs. La figura 2.3 (a) ilustra los límites de la masa del Higgs en función de la masa del bosón W y del quark top y la figura 2.3 (b) la distribución del ajuste global del Modelo Estándar en función de la masa del Higgs [12]. La banda amarilla representa la zona excluida por el LEP en búsqueda directa y la banda azul representa las incertezas teóricas. Los

resultados de LEP y de Tevatron no están incluidos en el ajuste. El grupo Gfitter hizo recientemente este ajuste pero incluyendo los resultados de LEP y Tevatron y obtiene una condición más estricta a la masa del Higgs: $m_H = 120_{-5}^{+15}$ [13].

Los resultados de los experimentos sugieren que el Higgs del Modelo Estándar tiene una masa baja, haciendo que su búsqueda en el canal de decaimiento a dos fotones sea la más prometedora en la era LHC.

2.2 Estados *quarkonium* en ATLAS

En ATLAS se espera que la producción de J/ψ y de Υ y sus decaimientos a electrones y muones sea muy abundante. La motivación de estudiar en ATLAS estados de *quarkonium* se puede sintetizar en tres puntos.

1. En primer lugar se pueden usar estas resonancias agudas como herramientas de calibración y alineación de los subdetectores y de los sistemas de trigger, de reconstrucción de trazas y de muones en el régimen de bajo p_T .
2. La producción de *onia* es un buen entorno para poner a prueba distintos cálculos de QCD, abarcando tanto regímenes perturbativos como no perturbativos. Los mecanismos de producción de hadrones no está descrita aún con precisión y los estados de polarización de los estados *quarkonium* son desconocidos.
3. Una medición precisa de la producción de *onia* permitirá extraer el fondo en procesos de interés donde un *onia* se produzca en forma indirecta. Eventos con un *onia* son una buena *signature* para estos procesos.

Tanto para (2) como para (3) hace falta una buena capacidad para separar entre producción *prompt* y *non-prompt* de J/ψ y de Υ .

2.2.1 Panorama teórico

La producción de *quarkonium* originalmente fue descrita en un modelo donde se asumía que un par de quarks se producía dotado de los números cuánticos del estado en el que evolucionarían. Este enfoque, llamado luego Modelo de Singlete de Color (CSM), fué exitoso hasta que la colaboración de CDF midió un exceso de la producción directa de J/ψ más de un orden de magnitud por encima de lo predicho (ver figura 2.4).

El método de factorización *Non-Relativistic QCD*(NRQCD) (también llamado Modelo de Octete de Color (COM)) fué propuesto como una solución a este déficit de producción de *quarkonium*. COM sugiere que los pares de quarks pesados producidos en los procesos *hard* no son necesariamente producidos con los números cuánticos del *quarkonium* físico, pero evolucionan a algún estado *quarkonium* particular emitiendo gluones *soft* en la hadronización. En este enfoque se separan el proceso *hard* perturbativo de los elementos de matriz no perturbativos de largo alcance que son considerados como parámetros libres de la teoría. Sin embargo su universalidad significa que sus valores se pueden extraer independientemente de distintos procesos, como ser *deep inelastic scattering*, *hadroproduction* y *photoproduction*.

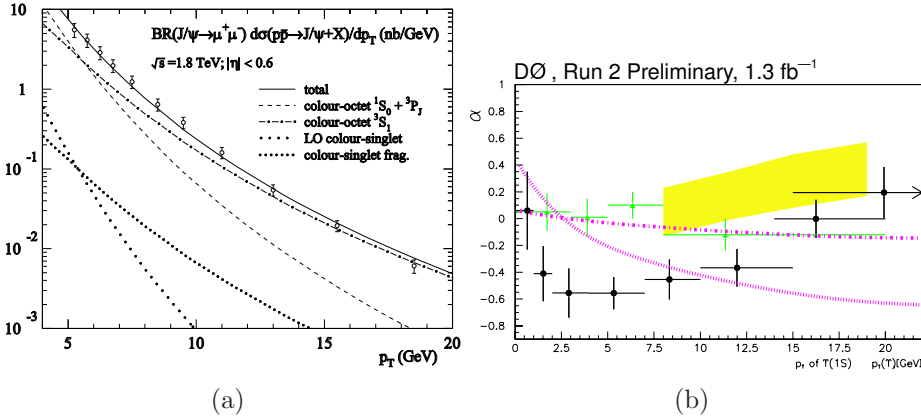


Figura 2.4: (a) La sección eficaz de producción de J/ψ en CDF, con predicciones de CSM y COM [14]. (b) Polarización del Υ en función de p_T en DØ (puntos negros) y en CDF (triángulos verdes), comparados con los límites del modelo de factorización de \vec{k}_T (curvas rayadas y curvas punteadas) y predicciones de COM [15]

Por consiguiente la buena descripción del Modelo de Octete de Color de los datos de Tevatron en la figura 2.4(a) se debe en parte a que algunos de los parámetros del modelo se ajustaron con esos datos. Otros tests de COM no han sido tan exitosos: la figura 2.4(b) muestra el coeficiente de polarización en decaimientos $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en función de su momento transverso, donde la predicción discrepa con los datos.

Un modelo basado en la factorización de las lluvias de QCD en el momento transverso intrínseco \vec{k}_T [16] dice ser capaz de describir tanto la falta de polarización transversa en decaimientos del J/ψ [15] como el alto valor de sección eficaz de producción del J/ψ . Otro modelo [17] argumenta que el déficit en la sección eficaz predicha por el CSM es debido a que cuando se produce el estado *quarkonium* hay una producción adicional de un quark pesado. También predice menores niveles de polarización.

Dado que no hay disponibles generadores Montecarlo que reproduzcan todos estos escenarios, en ATLAS las señales de J/ψ usadas están generadas con PYTHIA versión 6.403 incorporando el Modelo de Octete de Color, con sus parámetros fijados teniendo en cuenta una combinación de condiciones teóricas y experimentales [18] correspondientes a las condiciones del LHC y de ATLAS.

2.3 Cinemática de la dispersión *hard* de partones

El modelo mejorado de partones de QCD describe el proceso de dispersión entre dos hadrones como el resultado de la interacción entre los partones, los quarks y los gluones que forman al hadrón. La sección eficaz de un proceso iniciado por dos hadrones denominados 1 y 2 puede escribirse como la convolución entre sus densidades partónicas (PDF) $f_{i,j}$ y la sección eficaz partónica $\hat{\sigma}_{ij}$:

$$\sigma(P_1, P_2) = \sum_{ij} \int dx_1 dx_2 f_i^{(1)}(x_1) f_j^{(2)}(x_2) \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_S) + \mathcal{O}\left(\frac{\Lambda_{QCD}^2}{Q^2}\right) \quad (2.22)$$

donde i y j indican un quark, un anti-quark o un gluón y Q^2 la escala *hard* del proceso. Los cuadrimomentos de los partones $p_{1,2}$ son fracciones $x_{1,2}$ de los cuadrimomentos totales de los hadrones $P_{1,2}$:

$$p_1 = x_1 P_1, \quad (2.23)$$

$$p_2 = x_2 P_2. \quad (2.24)$$

La figura 2.5 muestra un diagrama de la dispersión hadrón-hadrón en el modelo partónico. Aunque la figura muestra como ejemplo que la interacción es entre quarks de valencia de los hadrones, a energías de centro de masa del LHC, lo más probable es que la interacción se de entre gluones o quarks del mar, de acuerdo a la función de distribución partónica a esas energías, como se ve en la figura 2.6.

La diferencia entre las fracciones de impulso partónico da como resultado un impulso neto total longitudinal p_z en el sistema de centro de masa ($\vec{P}_1 = -\vec{P}_2$):

$$x_1 - x_2 \approx \frac{2p_{z,cm}}{\sqrt{s}} \equiv x_F. \quad (2.25)$$

donde $s = (P_1 + P_2)^2$, es la energía de centro de masa al cuadrado. La cinemática de

las partículas producidas se describen en general con la variable x_F (' x de Feynman') y el impulso transversal p_T .

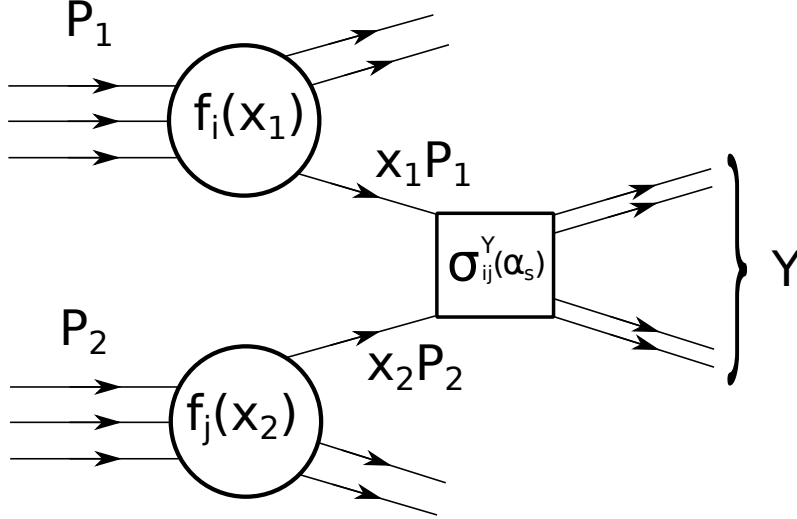


Figura 2.5: Descripción de la dispersión hadrón-hadrón en el modelo de partones. Los hadrones 1 y 2 con cuatrimomento P_1 y P_2 interactúan a través de partones con fracciones x_1 y x_2 de los cuatrimomentos de los hadrones para crear Y en el estado final.

Para el caso particular de la producción del J/ψ las fracciones x_1 y x_2 de los cuatrimomentos tienen que ser suficientemente grande como para producir la masa invariante del J/ψ , $m_{J/\psi} \approx 3.1 \text{ GeV}/c^2$:

$$m^2 = (p_1 + p_2)^2 \approx x_1 x_2 s > m_{J/\psi}^2 \quad (2.26)$$

2.3.1 Factorización y renormalización

Cuando la sección eficaz partónica para una interacción fuerte es calculada en potencias de α_s aparecen dos tipos de divergencias: divergencias infrarrojas, y divergencias ultravioletas.

Las divergencias ultravioletas aparecen cuando el impulso del partón $p \rightarrow \infty$. Estas divergencias desaparecen haciendo uso de renormalización, introduciendo una escala μ_R a la cual se hacen las restas que eliminan las divergencias. La constante de acoplamiento “desnuda” α_s se reemplaza por una constante de acoplamiento renormalizada $\alpha_s(\mu_R)$, que depende de la elección de μ_R .

Las divergencias infrarrojas ($p \rightarrow 0$) se factorizan en una parte no perturbativa de la sección eficaz. El teorema de factorización de QCD permite separar la interacción

en partes de distancias cortas (*hard*) y de distancias largas (*soft*). Los procesos *hard* y *soft* están separados por la escala de factorización μ_F .

En la parte de distancias cortas de la sección eficaz el impulso transferido $|Q|$ es suficientemente grande como para asegurar la convergencia del tratamiento perturbativo. Los valores de $|Q|$ tienen que ser varias veces Λ_{QCD} (≈ 0.2 GeV), para obtener resultados razonables truncando la serie del tratamiento perturbativo.

Por el contrario, procesos con poca transferencia de impulso no se puede calcular perturbativamente y debe recurrirse a modelos fenomenológicos.

Ambas escalas μ_F (factorización) y μ_R (renormalización) son parámetros arbitrarios. El valor que suele elegirse para ellas es la escala de la interacción *hard* Q .

$$\mu_F = \mu_R = Q. \quad (2.27)$$

Un modo de estimar la incerteza asociada al truncamiento de la serie perturbativa es variar el valor de ambas escalas. Cuanto mayor sea el orden a la cual la serie se trunca, menor será la dependencia en la selección de los valores μ_F y μ_R . Una vez factorizados los procesos con escalas $Q^2 < \mu_F^2$ en las densidades partónicas, la sección eficaz de producción del proceso de dispersión *hard* calculado a orden n se puede escribir como:

$$\sigma(P_1, P_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i^{(1)}(x_1, \mu_F^2) f_j^{(2)}(x_2, \mu_F^2) \sum_{m=2}^n \hat{\sigma}_{ij}^m(p_1, p_2, \alpha_s^m(\mu_R^2), \frac{Q^2}{\mu_F^2}, \frac{Q^2}{\mu_R^2}) \quad (2.28)$$

donde i (j) denota el índice que identifica al partón del hadrón 1 (2), f_i (f_j) la PDF del partón del hadrón 1 (2) y $\hat{\sigma}_{ij}^m$ es la sección eficaz de interacción de los partones i y j calculada a orden m .

Las densidades partónicas $f_i(x, Q^2)$ no se pueden calcular perturbativamente. Existen muchas parametrizaciones disponibles que han sido ajustadas a datos experimentales abarcando grandes regiones de x y de Q^2 . La figura 2.6 muestra las funciones de distribución partónicas en el protón según CTEQ6M para $Q = 2$ GeV y para $Q = 10$ GeV [19]. CTEQ6M es el nombre con el que se refiere al conjunto estándar de distribuciones partónicas en el esquema \overline{MS} , y provee un ajuste global a los datos más recientes de experimentos como H1, ZEUS, DØ, E866, NMC, CCFR, CDF y otros (ver los detalles en [19]).

Una propiedad importante de las densidades partónicas es que la dependencia

en la escala de factorización es débil, de modo que $f_i(x, Q^2) \approx f_i(x)$.

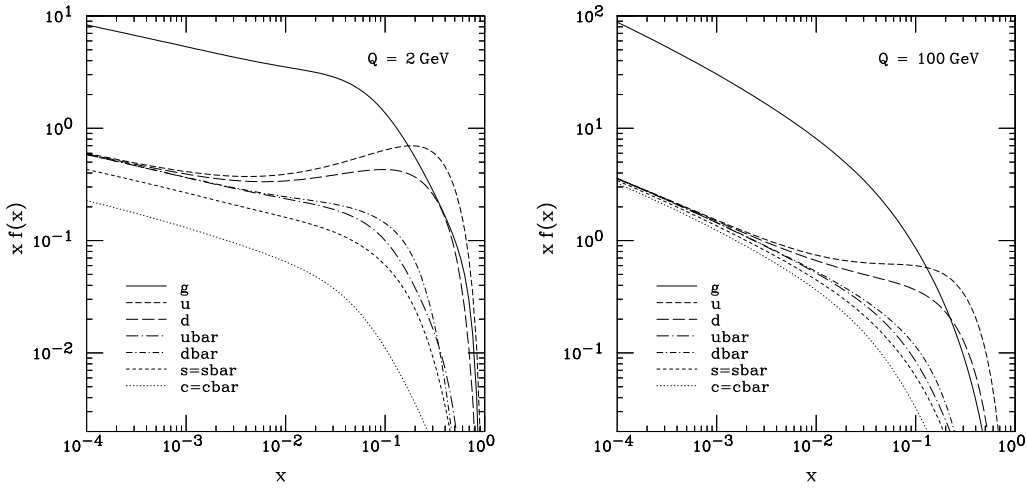


Figura 2.6: Distribución de partones en el protón según CTEQ6M para $Q = 2$ GeV y para $Q = 10$ GeV [19]

3

Producción de *quarkonium* en LHC

3.1 Sección eficaz partónica para la producción de quark c

A orden más bajo en α_s (*Leading Order* o LO), la producción de un par $c\bar{c}$ tiene contribuciones de fusión de gluones y aniquilación quark anti-quark. Todos los propagadores en los correspondientes diagramas de Feynman (ver figura 3.1) están *off-shell* en al menos m_c^2 . La masa del quark c es el valor natural para elegir la escala del proceso, considerado en general como la mínima virtualidad de un intercambio de canal s:

$$\mu_F^2 = Q^2 = 4m_c^2 \quad (3.1)$$

Para estimar la incerteza teórica de la sección eficaz calculada, se varía la masa del quark c m_c entre su límite inferior hasta su límite superior. Según PDG 2010, $m_c = 1.27_{-0.11}^{+0.07}$ GeV/c².

Dado que $m_c > \Lambda_{QCD}$, una enfoque perturbativo debería dar resultados razonables para la sección eficaz partónica de la producción de quark c. Este argumento no es válido para los quarks livianos. Las secciones eficaces partónicas a LO son [20–22]:

$$\sigma_g^{c\bar{c}} g(m^2) = \frac{\pi\alpha_s^2}{3m^2} \left[\left(1 + 4\frac{m_c^2}{m^2} + \frac{m_c^4}{m^4}\right) \ln\left(\frac{1+\lambda}{1-\lambda}\right) - \frac{1}{4}\left(7 + \frac{31m_c^2}{m^2}\right)\lambda \right], \quad (3.2)$$

$$\sigma_c^{c\bar{c}} c(m^2) = \frac{8\pi\alpha_s^2}{27m^2} \left(1 + \frac{2m_c^2}{m^2}\right) \lambda \quad (3.3)$$

donde $\lambda \equiv \sqrt{1 - 4m_c^2/m^2}$ y $m^2 = x_1x_2s$.

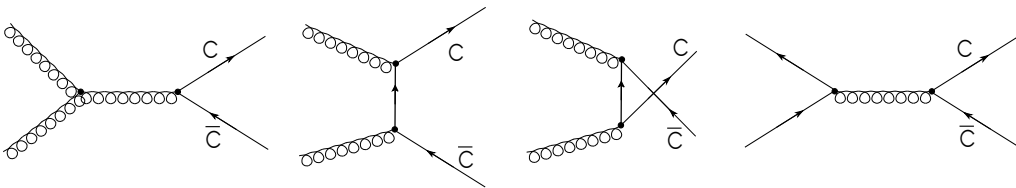


Figura 3.1: Diagramas de Feynman a LO para la producción de $c\bar{c}$.

3.2 El espectro de *charmonium*

Dado que la masa del quark c es grande comparado con Λ_{QCD} , la escala hadrónica típica, es razonable asumir que un sistema de dos quarks pesados es no relativista.

El par $c\bar{c}$ está fuertemente ligado. La interacción entre los $c\bar{c}$ está dominada por el intercambio de un gluón. En analogía con el *positronium*, los estados del *charmonium* (ver figura 3.2) se pueden describir con mecánica cuántica no relativista, utilizando un potencial de interacción tipo Coulomb y agregando un término que asegure confinamiento a distancias largas:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S(1/r^2)}{r} + K^2 r \quad (3.4)$$

donde r es la distancia entre los quarks y $K \approx 430$ MeV.

3.2.1 Decaimientos de *charmonium*, producción directa e indirecta de J/ψ .

Todos los estados con masas por encima del umbral $m_{D\bar{D}} = 2M_D$ (*Open Charm Threshold*) decaen via interacción fuerte a pares $D\bar{D}$, de modo que no se los puede considerar como estados ligados (ver figura 3.2). Por debajo de ese umbral, los estados *charmonium* pueden decaer electromagnéticamente o hadronicamente. Tales decaimientos están regidos por leyes de conservación:

Simetría de color SU(3) Dado que los estados ligados son singletes de color, no pueden aniquilarse en un sólo gluón (octeto de color).

Conservación de la paridad C La cantidad $C = (-1)^{L+S}$ se tiene que conservar en el decaimiento. Los estados η_c , χ_{c0} y χ_{c2} tienen $C=+1$, y puede decaer a dos gluones o dos fotones ($C(\gamma)=-1$). Estos decaimientos están prohibidos para J/ψ y para el ψ' dado que estos estados tienen $C=-1$.

Teorema de Yang Una partícula masiva de espín 1 no puede decaer a dos partículas sin masa de espín 1. Esto prohíbe el decaimiento de χ_{c1} a dos fotones o gluones aunque ese decaimiento conserve la paridad C.

Regla de OZI La regla de Okubo-Xweig-Izuka establece que los decaimientos mediados por al menos un gluón *hard* tienen tasas de decaimientos reducidas. Esto hace que estados ligados $c\bar{c}$ con masa por debajo del umbral de $D\bar{D}$ sean relativamente estables.

Los estados J/ψ y ψ' tienen los mismos números cuánticos que el fotón. Pueden decaer a dos leptones via un fotón virtual. Dado que la tasa de decaimiento fuerte está suprimida por la regla de OZI, la tasa de decaimiento a canales leptónicos es

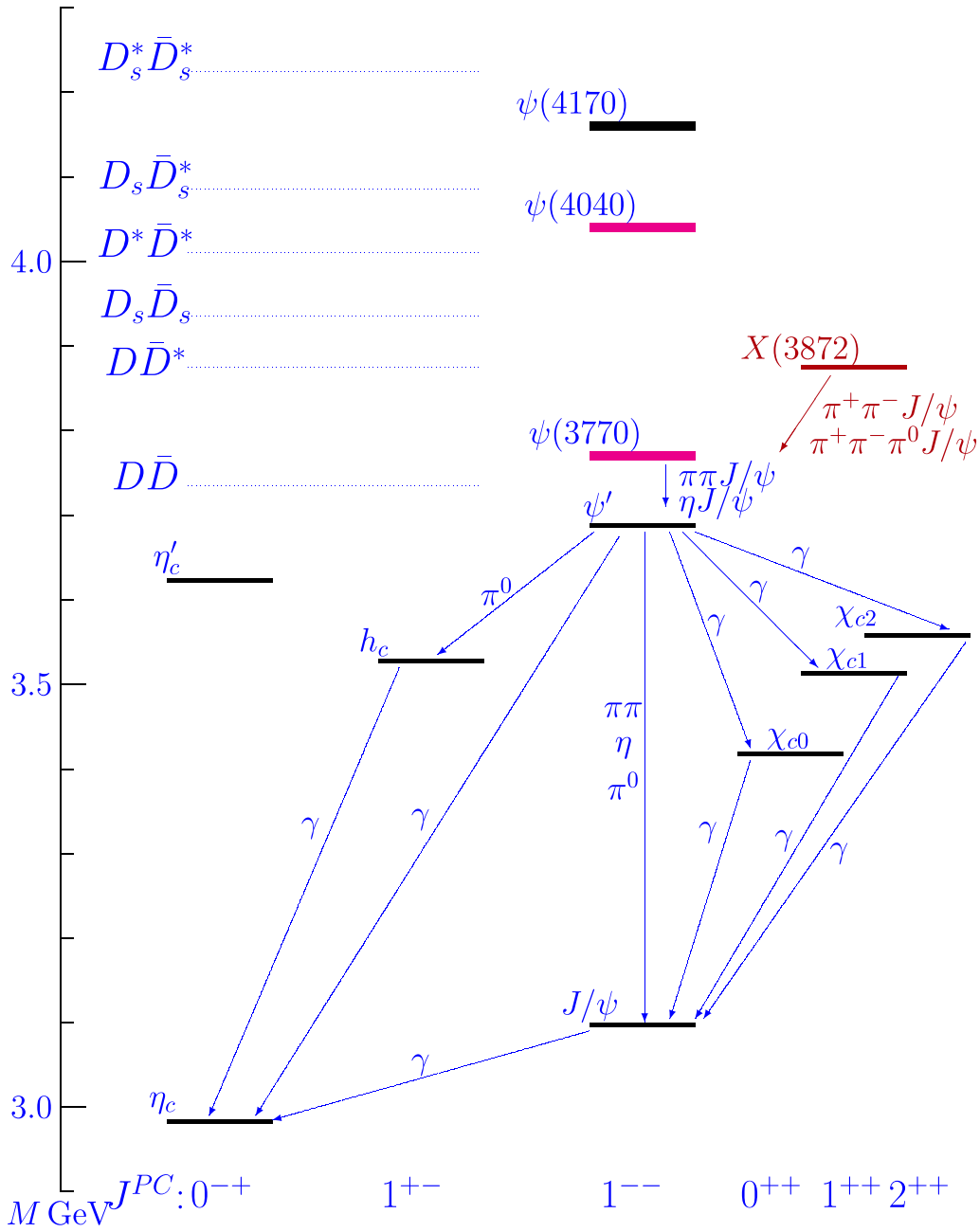


Figura 3.2: Espectro de los estados *charmonium* indicando las transiciones entre diferentes estados de *charmonium* y sus modos dominantes. Para los estados por encima del *Open Charmr Threshold* $D\bar{D}$, decaen fuertemente a pares $D\bar{D}$.

bien apreciable ($\approx 12\%$). Esto hace al J/ψ relativamente fácil de detectar experimentalmente.

Un estado excitado de *charmonium* puede decaer radiativamente a estados de masas menores como se muestra en la figura 3.2. La definición de la sección eficaz de producción del J/ψ incluye a los procesos con productos de decaimientos de estados

excitados de *charmonium*, dado que es difícil separar experimentalmente los J/ψ producidos en forma directa de los J/ψ originados a partir de un estado excitado de *charmonium*:

$$\sigma^{J/\psi} = \sigma^{J/\psi} \sigma_{direct}^{J/\psi} + \sum \sigma^{\chi_{cJ}} \times \text{BR}(\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma) + \sigma^{\psi'} \times \text{BR}(\psi' \rightarrow J/\psi X), \quad (3.5)$$

donde $\text{BR}()$ indica la tasa de decaimiento de la transición. Las mediciones muestran que aproximadamente el 55% de J/ψ son producidos en forma directa [23]. La producción indirecta viene predominantemente de $\chi_{c1,2}$ (35%) y ψ' (10%).

3.3 Formación de *charmonium*

Al presente, no se entiende de manera acabada cómo es la formación de pares $c\bar{c}$ en colisiones pp de alta energía. Así mismo, aún está en discusión si los pares $c\bar{c}$ deben o no formarse en el mismo estado de color del charmonium. Los modelos más populares propuestos son:

3.3.1 Modelo de Evaporación de Color (CEM)

En este modelo [24] un par $c\bar{c}$ puede volverse neutro de color radiando un gluón *soft*. Cada par $c\bar{c}$ (coloreado o no) con masa por debajo del umbral de $D\bar{D}$ tiene una probabilidad A_H de formar un estado ligado H:

$$\sigma^H = A_H \int_{2m_c}^{2M_D} dm \frac{d\sigma(m)}{dm}, \quad (3.6)$$

donde $m^2 = x_1 x_2 s$. Dado que las probabilidades A_H no se pueden calcular, este modelo no puede predecir secciones eficaces absolutas. Sin embargo, hay dos predicciones que sí puede hacer.

1. La sección eficaz de producción diferencial debe ser la misma para todos los estdos *charmonium* a menos de una constante de normalización A_H .
2. Las secciones eficaces no deberían depender de la energía de centro de masa.

Ambas predicciones están en razonable acuerdo con las observaciones [23].

3.3.2 Modelo de Singlete de Color (CSM)

Una descripción más rigurosa y predictiva de la formación de los estados *charmonium* es el Modelo de Singlete de Color. En este modelo se supone que los pares $c\bar{c}$ se forman en el estado neutral de color con los mismos números cuánticos del estado *charmonium* [25, 26]. Las reglas de decaimiento son igualmente aplicables a la producción del estado *charmonium*. Esto implica que sólo un subconjunto de diagramas para la producción del $c\bar{c}$ pueden contribuir a la producción del estado *charmonium*:

1. No se puede crear un *charmonium* a partir de un gluon de canal-s debido a la neutralidad de color.
2. La conservación de la paridad C prohíbe la creación de un J/ψ a partir de una fusión de gluones a LO. De modo que los diagramas de menor orden para la producción del J/ψ son $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ y para la producción del η_c son $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ (figura 3.3).

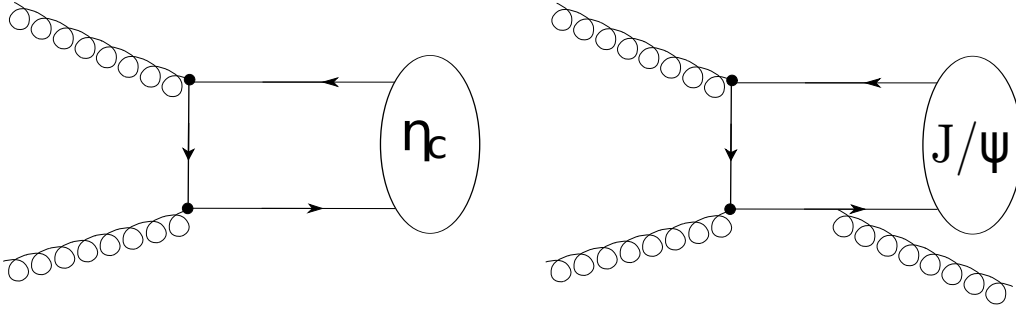


Figura 3.3: Diagramas a LO en el Modelo de Singlete de Color del η_c (izquierda) y del J/ψ (derecha).

La probabilidad de que un par $c\bar{c}$ con los números cuánticos correctos forme un estado *charmonium* H está dado por el cuadrado de la función de onda radial en el origen:

$$\sigma(H(^{2S+1}L_J)) = \left| \frac{d^l}{dr^l} R_{nl}(0) \right|^2 \sigma(c\bar{c}(^{2S+1}L_J)). \quad (3.7)$$

La función de onda R_{nl} se puede calcular con la ecuación de Schrödinger, con un potencial $V(r)$ como el usado en la ecuación 3.4. Este valor en el origen se puede obtener de la tasa de decaimiento leptónico del estado *charmonium*:

$$\Gamma(\psi(nS) \rightarrow l^+l^-) = \frac{16\alpha^2}{9M_{\psi(nS)}^2} |R_{nS}(0)|^2 \left[1 - \frac{16}{3} \frac{\alpha_S}{\pi} \right]. \quad (3.8)$$

La predicción del CSM para la relación entre la producción directa de J/ψ y ψ'

$$\frac{\sigma^{\psi'}}{\sigma^{J/\psi}} = \frac{\Gamma(\psi' \rightarrow l^+l^-)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow l^+l^-)} \frac{M_{J/\psi}^3}{M_{\psi'}^3} \approx 0.24, \quad (3.9)$$

está en buen acuerdo con el valor medido 0.23 [27]. Sin embargo este modelo no describe bien la producción de J/ψ y ψ' a alto p_T y subestima la sección eficaz de producción en un orden de magnitud a $p_T \approx 20$ GeV.

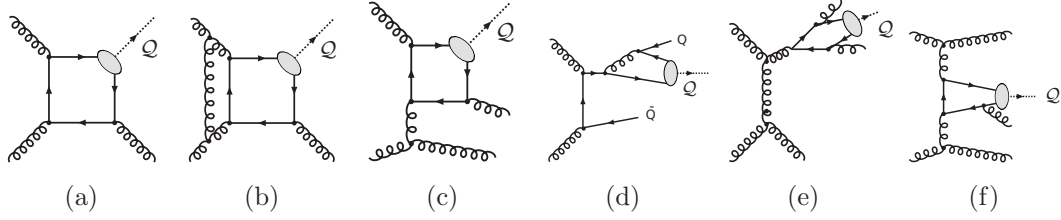


Figura 3.4: Diagramas de Feynman de producción de *charmonium* en el modelo CSM más allá de LO.

Trabajos recientes (como [28] y referencias dentro) muestran que cálculos más allá de LO en este modelo (agregando los diagramas de la figura 3.4), logran un acuerdo con los datos medidos del Υ para la sección eficaz de producción vs p_T y polarización sin necesidad de introducir los octetes de color. La figura 3.5 muestra las predicciones de CSM con contribuciones a NLO ($\alpha^3\gamma\alpha^4$) y a NNLO (contribuciones hasta α^5) y se las compara con datos de CDF para el Υ . Estas predicciones están de acuerdo con las mediciones de CDF.

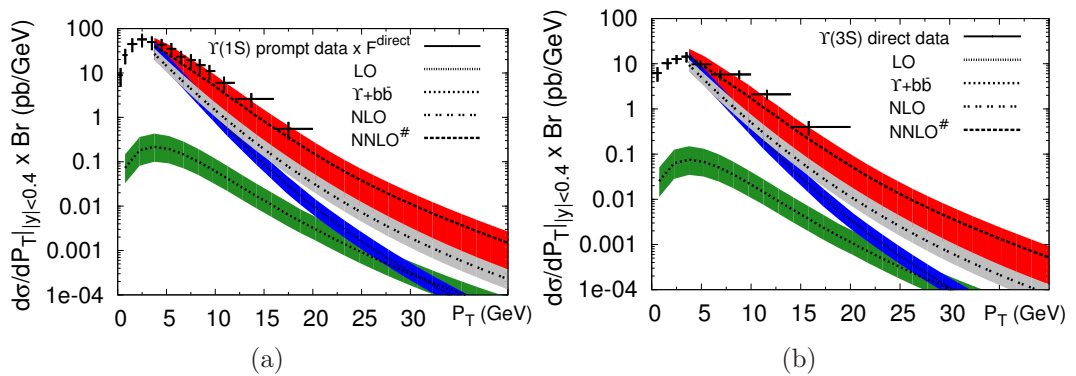


Figura 3.5: Comparación de predicciones del CSM, incluyendo correcciones NLO y NNLO para (a) $\Upsilon(1S) + X$ y (b) $\Upsilon(3S) + X$, con datos de CDF [28]

Esta versión “mejorada” del CSM es el mejor candidato para la predicción de las propiedades de producción de J/ψ y Υ a energías del LHC [28]. Sin embargo

otros modelos como el Modelo de Octete de Color incluyendo factorización de \vec{k}_T no están descartado y se describen a continuación.

3.3.3 Modelo de Octete de Color (COM) - Factorización NRQCD

Otro enfoque para describir la formación de *charmonium* es el modelo Modelo de Octete de Color (COM) basado en la teoría efectiva llamada QCD No-Relativista (NRQCD) [29]. Es similar al Modelo de Evaporación de Color en el sentido que permite la formación de pares $c\bar{c}$ en un estado de color no neutral que transiciona no perturbativamente al estado de *charmonium* final. La principal diferencia con CEM es que los fundamentos teóricos de COM son más sólidos.

Para cada par $c\bar{c}$ en estado n de octete de color o singlete de color (en notación espectroscópica $n = {}^{2S+1}L_J$), hay una probabilidad de transición $\langle O_{1,8}^H(n) \rangle$ de formar un estado de *charmonium* H . La fórmula de factorización de NRQCD para la sección eficaz de producción del estado H incluye las contribuciones de estas transiciones:

$$\sigma^H = \sum_n \sigma_{1,8}^{c\bar{c}}(n) \langle O_{1,8}^H(n) \rangle. \quad (3.10)$$

En contraste con los factores A_H del CEM, los elementos de matriz no perturbativos $\langle O_{1,8}^H(n) \rangle$ pueden (en principio) calcularse en NRQCD. Las contribuciones del singlete son las mismas que las del Modelo de Singlete de Color:

$$\langle O_1^H(n) \rangle = \frac{9}{2\pi} \left| \frac{d^l}{dr^l} R_{nl}(0) \right|^2 \quad (3.11)$$

El valor de los elementos de matriz del octete $\langle O_8^H(n) \rangle$ se pueden determinar en cálculos *lattice* en NRQCD, aunque en la práctica, son extraídos a partir de ajustes a los datos. Sin embargo se usa el Lagrangeano de NRQCD para obtener los órdenes de magnitud de $\langle O_8^H(n) \rangle$ en potencias de su masa m . Para el ajuste de los datos en general sólo se toman los elementos de matriz a LO.

$$\langle O_1^{J/psi}({}^3S_1) \rangle = \frac{9}{2\pi} |R(0)|^2 = 1.16 GeV^3 \quad (3.12)$$

$$\langle O_8^{J/psi}({}^3S_1) \rangle = 6.6 \times 10^{-3} GeV^3 \text{ (de ajuste)} \quad (3.13)$$

$$\Delta_8^{J/\psi} \equiv \langle O_8^{J/psi}({}^1S_0) \rangle + \frac{7}{m_c^2} \langle O_8^{J/psi}({}^3P_0) \rangle = 3.0 \times 10^{-2} GeV^3 \text{ (de ajuste)} \quad (3.14)$$

Desde el punto de vista teórico, el uso de QCD No-Relativista (NRQCD) provee un marco para hacer predicciones teóricas consistentes. Sin embargo no todas las predicciones utilizando el enfoque NRQCD han sido corroboradas.

Por ejemplo, si el gluón tiene mucho impulso, está casi *on-shell* polarizado transversalmente. A causa de la simetría de spín usada en NRQCD, el estado *charmonium* debería llevar la misma polarización que el gluón, pero esto está en contradicción con los datos experimentales de CDF [30] como se ve en la figura 3.6.

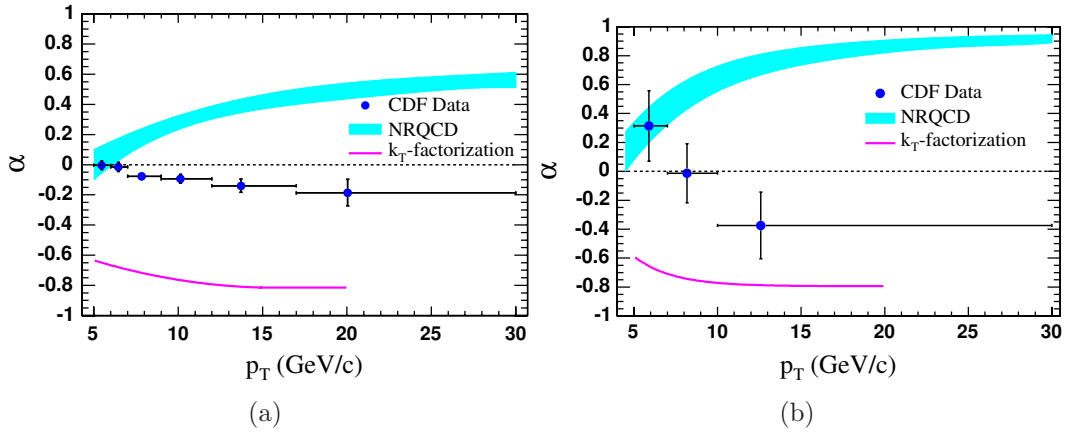


Figura 3.6: Polarización vs p_T para: (a) J/ψ (b) $\psi(2S)$. En puntos negros, datos de CDF, en banda celeste las predicciones de NRQCD y en línea púrpura las predicciones del modelo de factorización de \vec{k}_T .

3.3.4 Factorización de \vec{k}_T

Este modelo es en realidad una generalización del modelo COM - NRQCD. Las ideas que se incorporan en esta generalización son:

1. distribuciones de gluones no colineales
2. modificación de la densidad de spín del gluón en los elementos de matriz a nivel partónico

En la factorización \vec{k}_T se toman en cuenta los gluones creados en la evolución de la cascada partónica que tienen impulso transversal no despreciable y están creados *off-shell*.

En el límite para x pequeños, el impulso de la partícula del haz p es mucho mayor que el impulso de la partícula emitida k ($p \gg k$) y la estructura de spín se puede aproximar como $\overline{\epsilon^\mu \epsilon^{*\nu}} \sim p^\mu p^\nu$.

$$\overline{\epsilon^\mu \epsilon^{*\nu}} = k_T^\mu k_T^\nu / |k_T|^2 \quad (3.15)$$

La presencia de componentes longitudinales en la matriz densidad de spín del gluon *off-shell* impacta en las propiedades de la polarización del estado *quarkonium*.

Existen más de un modo de tener en cuenta las densidades gluónicas dependientes en \vec{k}_T . Los detalles están fuera del alcance de esta Tesis, pero pueden consultarse en [31].

4

Producción de Higgs del Modelo Estándar en LHC

4.1 Contexto General

Se espera que si el Higgs del Modelo Estándar existe sea observado en el rango de energías explorada por el LHC. En el canal de decaimiento a dos fotones ($H \rightarrow \gamma\gamma$) tiene una tasa de decaimiento razonablemente alta si su masa se encuentra en el rango $100 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$ [32, 33] (Higgs liviano). La excelente eficiencia de reconstrucción de fotones de ATLAS, la tasa de rechazo de jets y la resolución de energía que proveen los calorímetros de ATLAS hacen que el canal de decaimiento del Higgs $H \rightarrow \gamma\gamma$ sea un canal óptimo para el descubrimiento y determinación de las propiedades del Higgs del Modelo Estándar.

Se ha preparado con mucho detalle la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar en ATLAS [34, 35] en su decaimiento a dos fotones y estudiado la sensibilidad para su observación para energías de centro de masa $\sqrt{s}=7, 8, 9$ y 14 TeV usando eventos simulados Montecarlo.

Investigaciones más recientes sobre el fondo de eventos con dos fotones usando los datos colectados durante 2010 [36] muestran que el fondo para el $H \rightarrow \gamma\gamma$ es menor de lo esperado, de modo que la sensibilidad obtenida a partir de Montecarlo está subestimada. Este importante resultado al que se ha contribuido con parte de los estudios de esta Tesis resulta en una mayor relevancia del canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ para el descubrimiento del Higgs del Modelo Estándar de baja masa.

En este escenario, es indispensable contar con un sistema de trigger de fotones con alta eficiencia para seleccionar eventos de señal y alta tasa de rechazo del fondo para aprovechar la excelente performance de reconstrucción de fotones de ATLAS en el marco del descubrimiento y posterior estudio del Higgs, o su exclusión.

4.2 Mecanismos de producción

En el LHC, el boson de Higgs se produce mediante varios procesos [32]. La figura 4.1 muestra los últimos cálculos disponibles para las secciones eficaces de producción del Higgs mediante fusión de gluones, fusión de bosones vectoriales, Higgs-strahlung y producción asociada a par de quarks t . Cada uno de estos mecanismos de producción se describen brevemente a continuación:

Fusión de gluones

La fusión de gluones a través de un lazo de quarks pesados (ver figura 4.2) es el principal mecanismo de producción del Higgs del Modelo Estándar en colisionadores

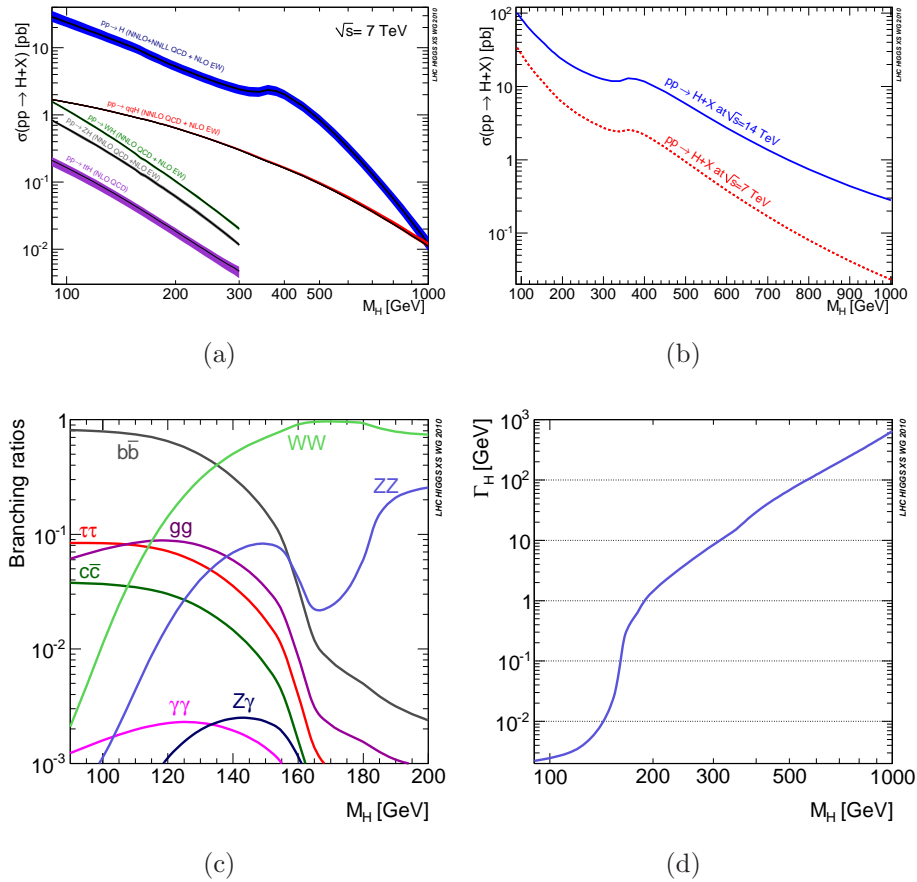


Figura 4.1: (a) sección eficaz de producción del Higgs del Modelo Estándar para los distintos mecanismos de producción a $\sqrt{s}=7$ TeV, (b) sección eficaz de producción total a $\sqrt{s}=7$ TeV y a $\sqrt{s}=14$ TeV, (c) tasa de decaimiento del Higgs del Modelo Estándar a distintos canales y (d) ancho total de decaimiento.

de hadrones. Este mecanismo combinado con los canales de decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow WW$ y $H \rightarrow ZZ$ es uno de los más importantes para las búsquedas del Higgs y su estudio en el rango completo de masas $100 \text{ GeV} < m_H < 1 \text{ TeV}$ a ser investigado en el LHC.

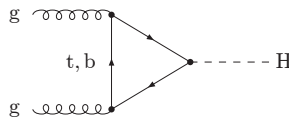


Figura 4.2: Diagrama de Feynman para la contribución de $gg \rightarrow H$ a orden más bajo

Fusión bosones vectoriales

La producción del Higgs del Modelo Estándar asociado con dos jets *hard* en las regiones delanteras y traseras del detector, frecuentemente llamado canal de “fusión de bosones vectoriales” (VBF) es de gran relevancia en la búsqueda del bosón de Higgs tanto en el experimento ATLAS [33] como en CMS. El canal de producción VBF juega un rol importante en la determinación de los acoplamientos del bosón de Higgs en el LHC. Se pueden poner límites en acoplamientos no estándares entre el Higgs y bosones de gauge electrodébiles a partir de estudios precisos en este canal. Además, este canal contribuye significativamente a la producción inclusiva a lo largo de todo el rango de masa.

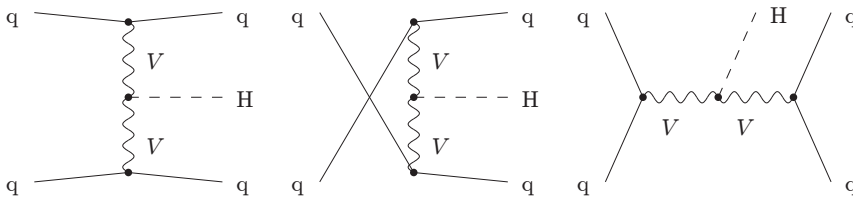


Figura 4.3: Contribuciones de topologías de canales t, s y u para la producción de bosón de Higgs electrodébil $qq \rightarrow qqH$ a LO, donde q denota quark o anti-quark y V representa a los bosones W o Z

La producción de Higgs electrodébil a LO involucra sólo estados quark anti-quark, $qq \rightarrow Hqq$. Las topologías de los diagramas de Feynman se muestran en la figura 4.3.

Higgs-strahlung

La producción del bosón de Higgs en los canales WH y ZH se define generalmente como procesos Higgs-strahlung. Estos canales son considerados principalmente en los modos de decaimiento $H \rightarrow W^+W^-$ y $H \rightarrow bb$. El primero es interesante para estudiar el acoplamiento del Higgs con los bosones W. El canal $H \rightarrow bb$ puede contribuir al descubrimiento del bosón de Higgs de baja masa y posteriormente medir su acoplamiento con los quarks b. La sensibilidad experimental de $H \rightarrow W^+W^-$ es la mayor para masas del Higgs por encima de 160 GeV, mientras que $H \rightarrow bb$ es importante para masas por debajo de 130 GeV.

La figura 4.4 muestra los diagramas de Feynman de los canales de producción del Higgs por medio de Higgs-Strahlung.

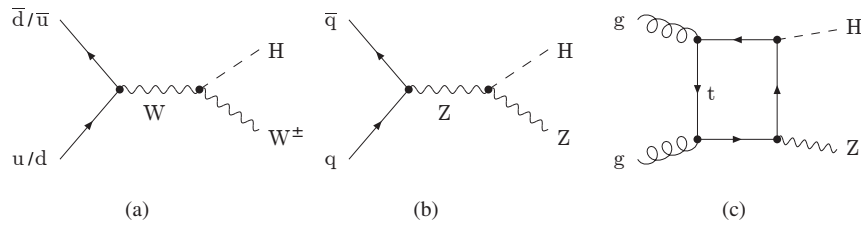


Figura 4.4: (a) y (b) corresponden a diagramas de procesos partónicos $pp \rightarrow VH$ ($V = W, Z$); (c) diagrama que contribuye al canal $gg \rightarrow HZ$

Procesos asociados a quarks top

Los procesos de Higgs radiados a partir de quarks top ($qq/gg \rightarrow Htt$) como se muestran en la figura 4.5 juegan un rol importante para Higgs con masa por debajo de los 150 GeV en el LHC. La medición de la tasa de producción de ttH puede proveer importante información acerca de los acoplamientos de Yukawa entre el top y el Higgs. Los cálculos de las sección eficaz a LO tienen una incerteza grande debido a la fuerte dependencia que el cálculo tiene con la escala de renormalización de la constante de acoplamiento fuerte y con la escala de factorización de las funciones de densidad partónicas dentro del protón (ver discusión en la sección 2.3.1). Los principales fondos para estos procesos son las producciones de $t\bar{t}b\bar{b}$, $t\bar{t}jj$, $t\bar{t}\gamma\gamma$, $t\bar{t}Z$ y de $t\bar{t}W^+W^-$ dependiendo del estado final del decaimiento del Higgs.

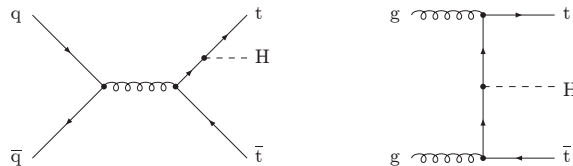


Figura 4.5: Diagramas de Feynman de procesos partónicos $gg/q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H$

4.3 Decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$

La masa del Higgs del Modelo Estándar es un parámetro libre del Modelo Estándar como se mencionó anteriormente. Este parámetro fija los acoplamientos del Higgs a los bosones y fermiones del Modelo Estándar. En la zona de baja masa ($100 < M_h < 150$) los canales de decaimiento más importantes para su detección son $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \tau\tau$ y $H \rightarrow \gamma\gamma$ como se puede apreciar en la figura 4.1 (c). Las tasas de decaimiento a $b\bar{b}$ (70-75%) y $\tau\tau$ ($\sim 8\%$) son muchísimo más grandes que a dos fotones (0.1-0.2%), dado que el Higgs no se acopla directamente al fotón (ver figura

4.6). Sin embargo el potencial de descubrimiento del Higgs en su decaimiento a $b\bar{b}$ en el LHC es bastante bajo debido al enorme fondo QCD. El canal de decaimiento a $\tau\tau$ puede ser importante en eventos en los que el Higgs es generado a partir de VBF. A pesar de que la tasa de decaimiento a dos fotones es muy baja, este canal es el más prometedor en colisiones pp a energías del LHC dado que el fondo a dos fotones es mucho más bajo que el fondo QCD y la identificación de eventos de dos fotones es mucho más limpia que la de τ o partículas B en colisiones de hadrones.

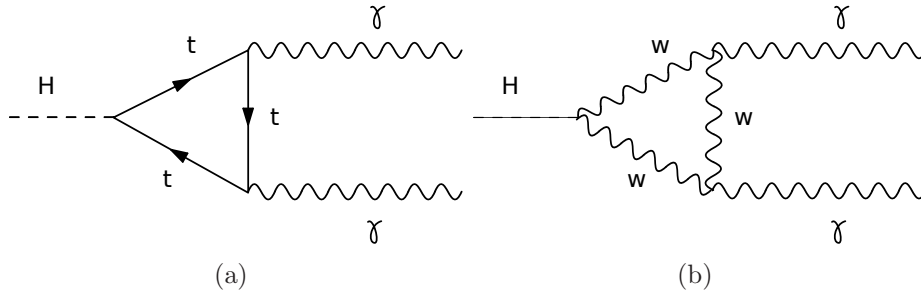


Figura 4.6: Diagramas de Feynman a LO del decaimiento del Higgs del Modelo Estándar a dos fotones. (a) a través de bosones W, y (b) a través de enlace de quarks top.

Para los estudios realizados en la presente Tesis, se utilizó la hipótesis de un Higgs del Modelo Estándar con una masa de 120 GeV. En este escenario, el canal de decaimiento más prometedor es el de dos fotones, gracias a la excelente capacidad del detector ATLAS de identificar eventos con fotones aislados y de la alta tasa de rechazo de eventos de fondo tanto en la reconstrucción como en el sistema de Trigger (ver 10.2).

La tabla 4.1 muestra la sección eficaz de producción para cada mecanismo descrito más arriba y la sección eficaz de producción total y su tasa de decaimiento (BR) a dos fotones para distintos valores de la masa del Higgs del Modelo Estándar. Estos valores corresponden a colisiones pp a $\sqrt{s}=7$ TeV, publicados recientemente por el *LHC Higgs Cross Section Working Group* que figura en la referencia [32]. Las sección eficaz de producción de fusión de gluones corresponde a los cálculos de la referencia [37] usando las funciones de distribución partónicas (PDF) a NNLO referidas como MSTW2008 PDFs [38]. Las sección eficaz de producción de fusión de bosones vectoriales (VFB) corresponden a cálculos NLO de QCD obtenidos con VBFNLO [39]. Para el mecanismo de producción Higgs-strahlung, los valores de las secciones eficaces de producción corresponden a la producción WH y ZH a QCD-NNLO con correcciones electrodébiles. Los valores para la producción asociada a quarks top está obtenida a partir de cálculos QCD NLO utilizando el método de la

envolvente propuesto por el grupo PDF4LHC [40].

Masa del Higgs (GeV)		90	100	110	120	130	140	150
Sección eficaz de producción (pb)	fusión de gluones	29.48	24.2	19.81	16.63	14.13	12.14	10.52
	VBF	1.776	1.601	1.448	1.312	1.193	1.088	0.994
	Higgs-strahlung	1.640	1.186	0.8754	0.6561	0.5008	0.3857	0.3001
	asociado a top	0.2162	0.1638	0.1257	0.09756	0.07658	0.06072	0.04869
	Total	33.112	27.151	22.259	18.696	15.900	13.674	11.862
Tasa de decaimiento a $\gamma\gamma$ (%)		0.123	0.159	0.197	0.225	0.226	0.194	0.137

Tabla 4.1: Sección eficaz de producción para los distintos canales de producción a $\sqrt{s}=7$ TeV, tasa de decaimiento (BR) a $\gamma\gamma$ del Higgs del Modelo Estándar en el LHC.

4.3.1 Fondo de $H \rightarrow \gamma\gamma$

Los procesos que conforman el fondo para la detección de $H \rightarrow \gamma\gamma$ en ATLAS se pueden clasificar en dos categorías.

Irreducible: Son eventos en los que dos fotones aislados son generados a partir de la colisión pp.

Reducible: Son los eventos en los que algún objeto que no es un fotón es erróneamente identificado como un fotón (fotones falsos).

Los fotones falsos provienen principalmente de jets como consecuencia de la presencia de un π^0 o de un mesón η que lidera el jet. Las secciones eficaces de producción de eventos de fondo reducible son típicamente 3 (eventos de fotón+jet) o 6 (eventos di-jet) órdenes de magnitud mayor que las de los eventos de fondo irreducible.

Los tres procesos que contribuyen principalmente al fondo irreducible a nivel árbol están ilustrados en la figura 4.7. El proceso Born $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ de orden $\mathcal{O}(\alpha^2)$ (figura 4.7 (a)), el proceso *bremsstrahlung* $gq \rightarrow q\gamma\gamma$ de orden $\mathcal{O}(\alpha_S\alpha^2)$ (figura 4.7 (b)) y el proceso *box* $gg \rightarrow \gamma\gamma$ de orden $\mathcal{O}(\alpha_S^2\alpha^2)$ que corresponde a la fusión de gluones via un enlace de quarks (figure 4.7 (c)).

En ATLAS, los procesos Born están simulados con PYTHIA [41]. Además ALPGEN [42] se utiliza para generar los procesos Born y *bremsstrahlung* a LO con la posible emisión de 0-3 partones *hard*.

PYTHIA se utiliza para generar los eventos de fondo reducible de fotón+jet (γj) y de jet+jet ($j j$) a LO [43]. Las eventos simulados jet+jet contienen también procesos de radiación de estado final, de fragmentación de la cascada partónica y

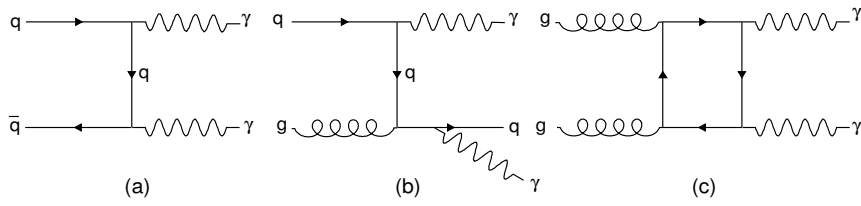


Figura 4.7: Diagramas de Feynman de procesos de producción de pares de fotones a más bajo orden (LO) en α_S

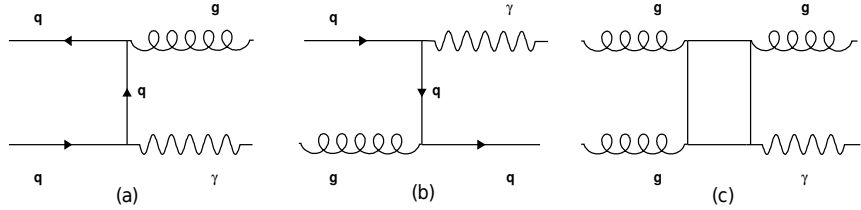


Figura 4.8: Diagramas de Feynman de procesos de producción de eventos de fondo reducible utilizado en PYTHIA con un fotón real y un partón que da origen a un jet a más bajo orden (LO).

procesos de fotones *prompt*. Estos procesos pueden dar lugar a fotones reales de alto p_T .

La figura 4.8 muestra los diagramas de Feynman de los procesos a LO utilizados por PYTHIA para generar eventos de fondo reducible γj .

Todos los eventos simulados Montecarlo son procesados con la simulación completa del detector ATLAS usando GEANT4 [44] reconstruidos con la misma versión de ATHENA usada para la reconstrucción de los datos (ver sección 5.4).

5

El detector *ATLAS* en el LHC

5.1 LHC

El Gran Colisionador de Hadrones (en inglés *Large Hadron Collider*) es un acelerador protón-protón del laboratorio CERN, ubicado cerca de la ciudad de Ginebra construido en el mismo túnel de 27 km de circunferencia en el que funcionó el LEP entre 1989 y 2000. Como se muestra en el esquema de la figura 5.1, dicho túnel se encuentra a 100 m bajo tierra y está construido a través de la frontera franco-suiza.

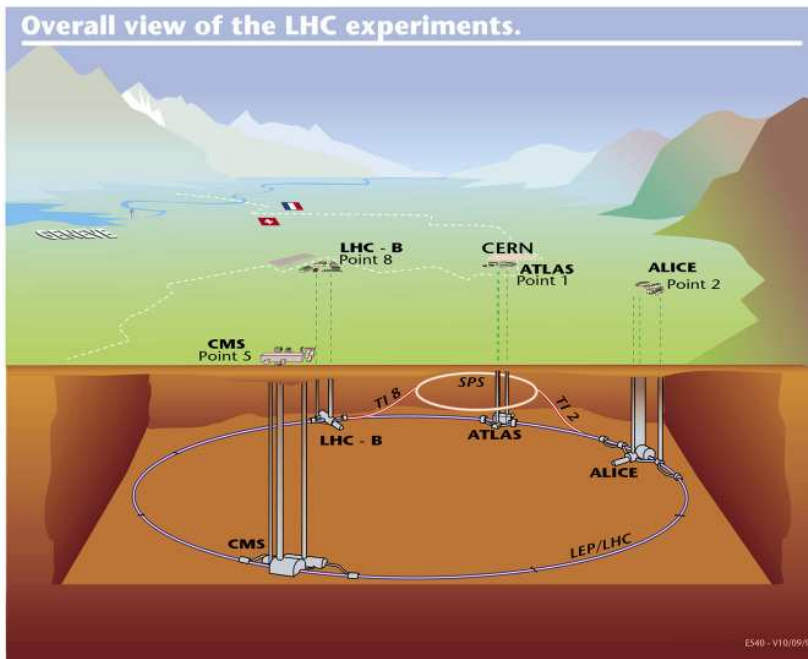


Figura 5.1: Esquema de la ubicación del LHC y sus experimentos.

El LHC está diseñado para acelerar protones a 7 TeV, alcanzando energías de centro de masa de 14 TeV y una luminosidad instantánea de $L=10^{34} \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$. Durante el año 2010, las colisiones se realizaron a 3.5 TeV por haz (7 TeV de energía de centro de masa) y con una luminosidad instantánea que fue incrementándose desde $L \sim 10^{28} \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$ hasta alcanzar los $L=10^{32} \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$ en octubre.

El diseño contempla trenes de 2808 paquetes de $\sim 10^{11}$ protones cada uno, espaciados temporalmente en 25 ns. Durante el 2010 se insertaron en el LHC hasta 368 paquetes de tamaño nominal.

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 enfriados a 1.9 °K y operando a una corriente de 11.85 kA. El sistema 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 figura 5.2 muestra un diagrama esquemático del corte transversal de los dipolos magnéticos del LHC.

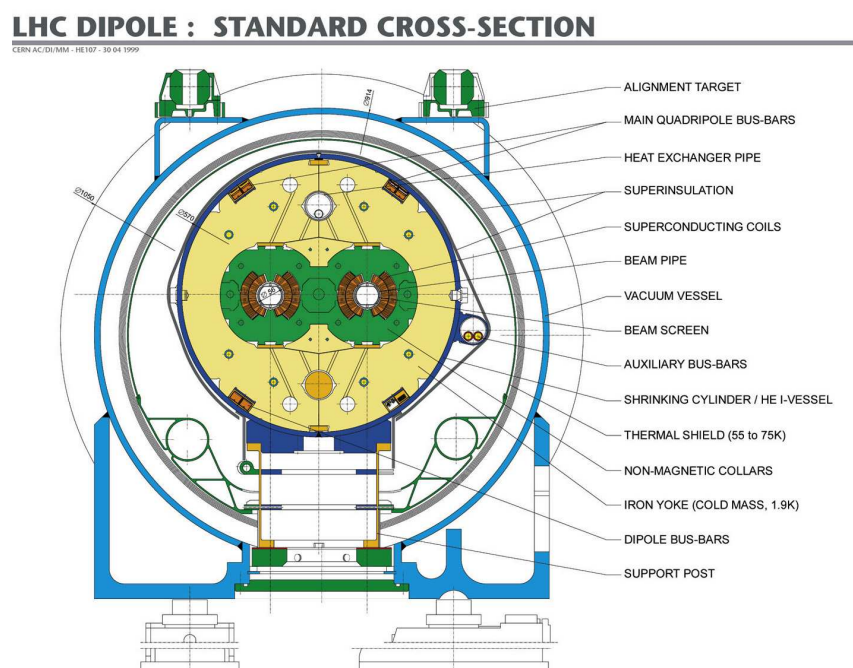


Figura 5.2: Esquema del corte transversal del sistema de dipolos del LHC.

5.2 ATLAS

ATLAS es un detector de partículas multipropósito del LHC diseñado y construido para estudiar las colisiones protón-protón a una energía de centro de masa nunca antes alcanzada por otros aceleradores. El nombre significa “**A** Torodial LHC **a**paratu**S**”.

El esquema general del detector se muestra en la figura 5.3, donde se señalan los componentes principales.

ATLAS está diseñado en capas de subdetectores que cumplen diferentes roles en la identificación de las partículas producidas en las colisiones pp del LHC. Desde el punto de colisión hacia afuera ATLAS se compone de un detector de trazas subdividido a su vez en un detector de píxeles (o capa B), un detector de bandas de silicio (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT).

Envolviendo el detector de trazas se encuentra un solenoide superconductor que

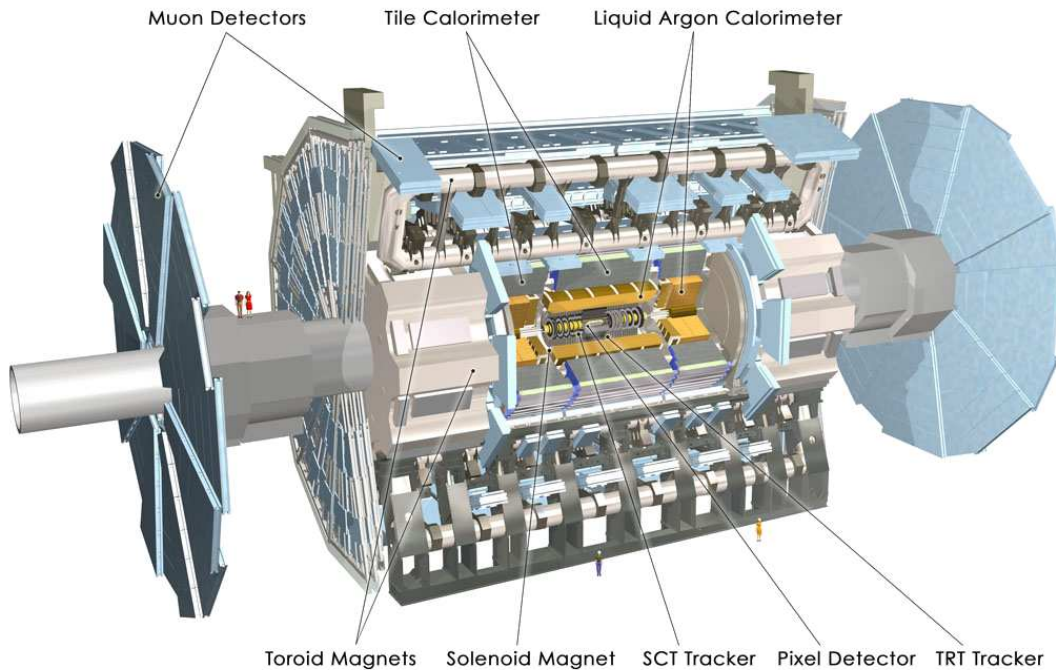


Figura 5.3: Esquema del detector ATLAS

genera un campo magnético de ~ 2 Tesla para que las partículas cargadas curven su trayectoria. A continuación están ubicados los calorímetros: el calorímetro electromagnético para medir la energía cinética de electrones y fotones, y posteriormente el calorímetro hadrónico para medir la energía de los jets de hadrones.

En la capa más externa se encuentra el espectrómetro de muones que le da a ATLAS el tamaño total de $\approx 45\text{m}$ de largo y más de 25m de alto. Intercalado con éste se encuentra el sistema de toroides que genera el campo magnético de ~ 4 Tesla para curvar la trayectoria de los muones hacia el final de su pasaje por el detector ATLAS.

El detector ATLAS se divide geoméricamente en dos regiones, la región del barril (la parte central) y la región de las tapas (ambos extremos). En cada una de estas regiones la ubicación de los subdetectores es distinta. En la región del barril, los subdetectores están ubicadas como cilindros concéntricos, mientras que en la región de las tapas están ubicados como discos consecutivos.

5.3 Los subdetectores de ATLAS

A continuación se describe brevemente cada uno de los subdetectores, particularmente aquellos subsistemas utilizados para la identificación de electrones y fotones,

que son de interés para el trabajo presentado en esta Tesis.

5.3.1 Sistema de imanes

Los sistemas de imanes superconductores de ATLAS [45, 46] están compuestos por un solenoide central que provee el campo magnético de ~ 2 T para el detector de trazas, y un sistema de 8 toroides superconductores de núcleo de aire en la zona del barril y 8 toroides en cada una de las tapas, provyendo un campo magnético de ~ 0.5 T y 1T, respectivamente, para el espectrómetro de muones. Las dimensiones totales del sistema de imanes son de 26 m de largo y 20 m de diámetro.

Los sistemas de imanes superconductores están enfriados con helio líquido. El solenoide central está alimentado con 8 kA y los toroides con 25 kA.

5.3.2 El detector de trazas (o detector interno)

El esquema del detector de trazas se muestra en la figura 5.4. Este sistema combina detectores de muy alta resolución para distancias cortas al punto de interacción con detectores continuos de trazas a distancias más lejanas. El detector de trazas está contenido dentro del solenoide que provee un campo magnético nominal de 2T.

Pixel

Más cerca del punto de interacción se encuentra el detector de píxeles [47] que se compone de tres capas en el barril (a 4cm, a 10cm y a 13 cm del tubo del haz de protones) y tres discos en cada tapa. Proveen mediciones de altísima precisión y granularidad tan cerca del punto de interacción como es posible. El sistema contiene en total 80 millones de elementos de $14 \times 115 \mu\text{m}$ en $(R\phi, z)$, capaces de resolver la posición de las partículas mejor que $14\mu\text{m}$.

SCT

Por fuera del detector de píxeles se encuentra el detector semiconductor de Trazas (SCT) [48] que consta de ocho capas de detectores de micro bandas de silicio que provee puntos de alta precisión en las coordenadas $(R\phi, z)$. La resolución espacial es de $16 \mu\text{m}$ en $R\phi$ y de $580 \mu\text{m}$ en z y tiene 6.2 millones de canales. Las trazas pueden distinguirse si están separadas más de $\sim 200 \mu\text{m}$. El SCT cubre el rango de pseudorapidez de $|\eta| < 2.5$.

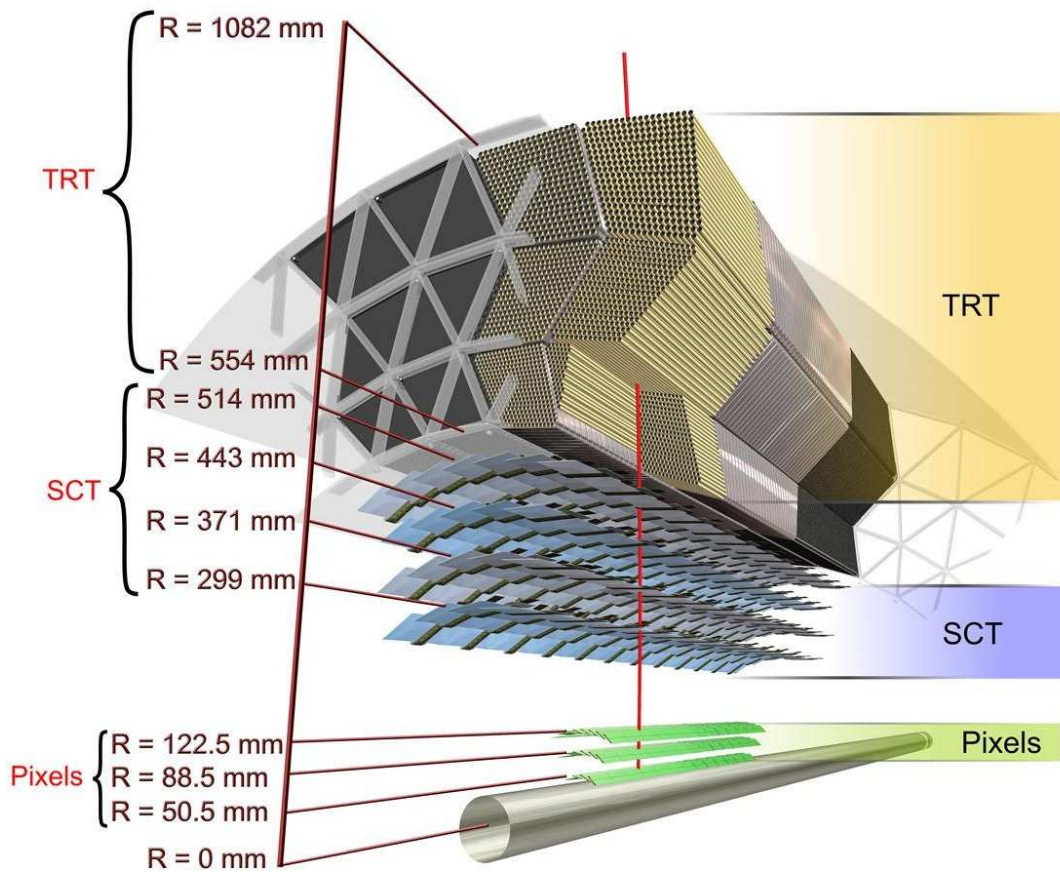


Figura 5.4: Esquema del detector de trazas de ATLAS

TRT

La parte más externa del detector de trazas es el detector de radiación de transición (TRT) [48]. Este detector está basado en el uso de detectores tubos que pueden operar a alta frecuencia de eventos gracias a su pequeño diámetro (4mm) y la aislación de sus hilos centrales en volúmenes de gas individuales.

El TRT además de detectar el pasaje partículas cargadas detecta la radiación de transición que permite distinguir entre partículas cargadas pesadas livianas. La separación entre señales de trazas y de radiación por transición se hace analizando tubo por tubo impactos de alto umbral e impactos de baja señal. El largo de los tubos varía según la zona del detector, llegando hasta los 144 cm en la zona del barril. El Barril contiene 50000 tubos y las tapas contienen 320000 tubos orientados radialmente. El número total de canales es de 420000 y la resolución espacial es de 0.17mm.

5.3.3 Calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético [49] se divide en una parte central (el barril: $|\eta| < 1.475$) y dos tapas ($1.375 < |\eta| < 3.2$). El barril está compuesto por dos mitades, separadas por una distancia pequeña (6 mm) a $z=0$. Las tapas del calorímetro están divididas en dos ruedas coaxiales: una rueda externa cubriendo la región $1.375 < |\eta| < 2.5$ y una parte interna que cubre la región $2.5 < |\eta| < 3.2$.

El calorímetro electromagnético es un detector de muestreo de Argón Líquido (LAr) con electrodos de kaptón en forma de acordeón y planchas absorbentes de plomo. El espesor total del calorímetro electromagnético es $>24 X_0$ en el barril y $>26 X_0$ en las tapas, ($X_0 =$ longitud de radiación).

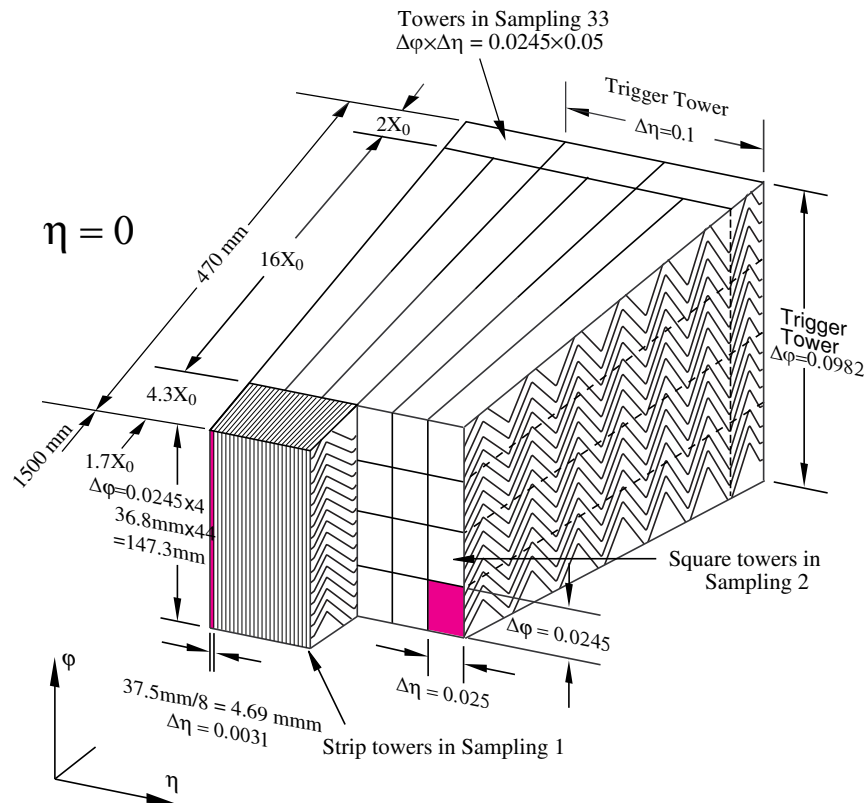


Figura 5.5: Diagrama del calorímetro electromagnético de ATLAS.

En la región dedicada a los estudios de física de precisión ($|\eta| < 2.5$) el calorímetro electromagnético está segmentado en tres secciones longitudinales como se esquematiza en la figura 5.5. La sección de las bandas (strips) que tiene un espesor constante de $\sim 6 X_0$ en función de η , está equipado con bandas finas de 4 mm de largo en la dirección η . Esta sección actúa como un detector de pre-cascada (pre-shower) aumentando la capacidad de identificación de partículas, (como por ejemplo la distinción

entre γ y π_0 o entre electrón y π^\pm) y dando una precisa medición de la posición en η .

La sección del medio (“middle”) está segmentada transversalmente en torres cuadradas de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.025 \times 0.025$ ($4 \times 4 \text{ cm}^2$ en $\eta = 0$). El espesor total del detector hasta el final de la sección del medio es $\sim 24X_0$.

La sección mas externa tiene una granularidad de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.025 \times 0.05$ y su espesor varía entre 2 y 12 X_0 .

5.3.4 Calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico de ATLAS cubre el rango $|\eta| < 4.9$ usando diferentes materiales. La parte del barril de este sistema [50] consiste en un calorímetro de muestreo que utiliza acero como absorbente y tejas centelladoras como material activo. Las tejas están ubicadas radialmente y apiladas en profundidad.

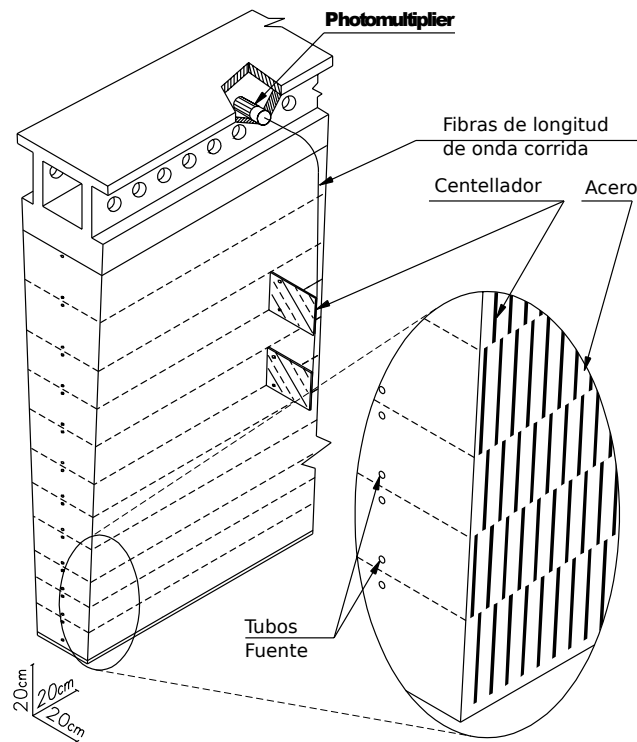


Figura 5.6: Diagrama esquemático mostrando el armado del calorímetro hadrónico de tejas y la lectura óptica correspondiente a una cuña en la dirección ϕ .

La figura 5.6 muestra un diagrama del calorímetro de tejas. La estructura es periódica en z . Las tejas tienen un espesor de 3 mm y el espesor de las placas de acero en un período es de 14 mm.

El calorímetro de tejas se extiende radialmente desde un radio interno de 2.28 m hasta un radio externo de 4.25 m.

En la región de las tapas, el calorímetro hadrónico consiste en dos ruedas de 2.3 m de radio, perpendiculares al tubo del haz, hechas con placas de cobre y tungsteno como material absorbente y argón líquido como material activo. Estos detectores extienden la aceptación del calorímetro de ATLAS hasta prácticamente cubrir el ángulo sólido del punto de colisión.

5.3.5 El espectrómetro de muones

Los muones de alto p_T generados en el punto de interacción tienen un altísimo poder de penetración y son poco interactuantes. Por ello el espectrómetro de muones se encuentra situado en la parte más exterior del detector ATLAS, alrededor del sistema de imanes de toroides, y está diseñado para obtener mediciones de alta precisión de posición e impulso de muones de alto p_T .

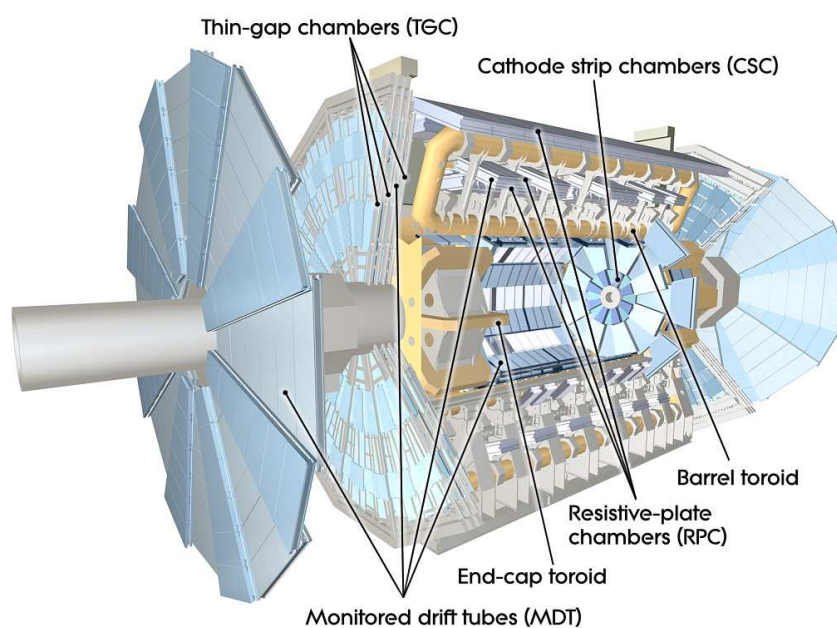


Figura 5.7: Espectrómetro de muones de ATLAS.

La figura 5.7 muestra un esquema del espectrómetro de muones de ATLAS. Es el subdetector más grande y el que le da a ATLAS su tamaño.

La región del barril está compuesta por tres capas concéntricas de cámaras de trigger y de cámaras de precisión posicionadas a 5m, 7.5m y 10m del tubo del LHC, cubriendo la región $|\eta| < 1$. Las regiones de las tapas están compuestas por cuatro

capas de cámaras de trigger y cámaras de precisión a $|z|= 7.4\text{m}$, 10.8m , 14m y 21.5m cubriendo el rango de $1.0 < |\eta| < 2.7$. Hay una pequeña brecha en $|z| = 0$ que permite el acceso de los servicios al ID.

Cámaras de precisión

Hay dos tipos de cámaras de precisión:

MDTs: (*Monitored Drift Tubes*) cada cámara consiste en 8 capas de tubos de aluminio de 30mm de diámetro y entre 85 cm y 650 cm de largo dependiendo de la ubicación. Los tubos contienen una mezcla de gas de argón y dióxido de carbono y un filamento central de tungsteno. La resolución espacial es de $\sim 80\mu\text{m}$ por tubo y $\sim 35\mu\text{m}$ por cámara.

CSCs: (*Cathode Strip Chambers*) están ubicados en la región delantera ($2.0 < |\eta| < 2.7$). Consisten de cámaras proporcionales multi-filamento llenadas con una mezcla de los gases argón, CO_2 y CF_4 . La resolución de los CSCs es de 40μ en r y 5mm en ϕ .

Cámaras de trigger

Da una respuesta rápida a la señal dejada por un muón (microsegundos de latencia y nanosegundos de resolución) que permite ser usado para el sistema de trigger en contraposición a los MDTs. El precio que paga este subsistema para ser rápido es una baja resolución espacial. Existen dos tipos de Cámaras de trigger de muones:

RPCs (*Resistive Plate Chambers*) están ubicados en la región del barril $|\eta| < 1.05$.

Consisten en dos placas resistivas paralelas a 2mm de distancia con una mezcla de gases $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ Iso- C_4H_{10} y SF_6 llenando la separación. Entre ambas placas se aplica una diferencia de potencial para detectar la ionización de partículas cargadas que la atraviesen. La resolución espacial es de 10mm en z y en ϕ

TGCs (*Thin Gap Chambers*) cubre la región $1.05 < |\eta| < 2.4$. Al igual que los CSCs son cámaras proporcionales multifilamento. La resolución espacial es de 2-6 mm en r y 3-7 mm en ϕ .

5.4 El modelo computacional de ATLAS

El modelo computacional de ATLAS está diseñado para permitir a todos los miembros de la colaboración un acceso ágil, directo y distribuido a los datos reconstruidos

por el detector durante los períodos de tomas de datos así como a los eventos simulados Montecarlo. También provee acceso a los datos crudos (sin procesar) para monitorear, calibrar y alinear el detector en tiempo real. El modelo computacional de ATLAS usa la computación GRID para organizar la jerarquía de los accesos a los datos y para compartir los recursos de computación, de almacenamiento y de acceso a los datos para todos los miembros de toda la colaboración.

5.4.1 ATHENA, el entorno de análisis de ATLAS

Todo el proceso de datos de ATLAS se hace a través de ATHENA [51–53], desde el análisis de datos, la producción de simulaciones de Montecarlo [41, 54, 55], o la configuración y ejecución del trigger [56–59]. ATHENA es una implementación de la arquitectura Gaudi [60] responsable de administrar la configuración y ejecución de las distintas librerías c++ a través de archivos de configuración en python [61] llamados *JobOptions*.

La descripción de los componentes más usados en el análisis está dado a continuación, y un esquema simplificado de la relación que hay entre ellos se muestra en la figura 5.8:

Algoritmos: Son los ladrillos que forman las aplicaciones. Están visibles y son configurables por el entorno ATHENA. Hacen una operación configurable bien definida (como reconstruir trazas, o crear un cluster en el calorímetro electromagnético) son ejecutados una vez por evento y pueden llamar a herramientas y servicios.

Servicios: Software disponible globalmente para tareas comunes, como por ejemplo acceso a datos (crear/acceder a histogramas) o sistema de impresión de mensajes de error.

Herramientas: Son pedazos de código pequeños diseñados para hacer una tarea específica una o más veces por evento (por ejemplo, calcular la distancia entre un cluster y una traza). Son propiedad de algoritmos y servicios.

Objetos de datos: Son representaciones orientadas a objetos de partículas (como electrones o muones) o de información del detector (celdas o trazas).

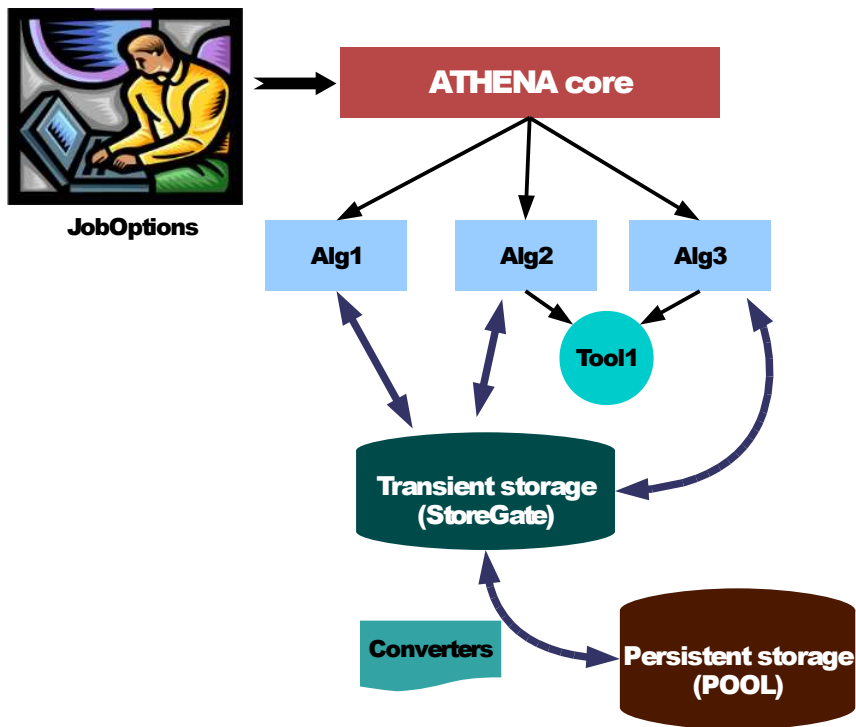


Figura 5.8: Diagrama esquemático mostrando una simplificación de las relaciones que hay en ATHENA entre sus componentes.

5.4.2 El modelo de Datos de los eventos (EDM) y formatos de datos

Los formatos de datos utilizados en ATLAS y definidos en el Modelo De Eventos de ATLAS (EDM) son los siguientes:

RAW: (Datos Crudos) Contiene la salida del detector ATLAS ya sea de eventos de datos reales o simulados Montecarlo. Los datos están almacenados en forma de “Sequencia de Bytes” tal como es la información cruda que provee el detector. El tamaño de cada evento en este formato es de ≈ 1.6 MB.

Datos de resumen de evento (ESD): (o “Event Summary Data”) contiene el resultado de los procesos de reconstrucción (candidatos de partículas muones, electrones, fotones, etc). Es un formato con orientación a objetos POOL/ROOT [62, 63] y el tamaño típico por evento es de 1 MB.

Datos de objetos de análisis (AOD): (o Analysis Object Data) contiene un subconjunto de la información disponible en las ESDs, con los objetos físicos usados para el análisis y algo de información extra del detector para permitir

rehacer ajustes de trazas o estudios de aislamiento de partículas. El formato también es POOL/ROOT y el tamaño por evento nominal es 100 kB.

Datos de física derivados (DPD): (o Derived Physics Data) contiene un pequeño subconjunto de información derivada de las AODs/ESDs. Son específicos de los grupos de análisis y performance. Cada uno de estos grupos tiene sus DPD propios, sólo con la información relevante para el estudio específico.

TAG: (o “etiqueta”) son meta-datos que identifican a los eventos con características determinadas para análisis específicos. Pueden ser archivos ROOT o bien entradas en bases de datos centralizadas accesibles *On-line*.

El análisis final a nivel del usuario puede o bien ser implementado en ATHENA usando herramientas/algoritmos existentes e implementación en este entorno de análisis propios (más difícil y requiere de más tiempo para su implementación y mantenimiento, pero más accesible para otros usuarios) o bien pueden ser implementados en ROOT [63] si los datos a usar están en formato DPD o ntuplas de ROOT.

Todo el trabajo desarrollado para la presente Tesis está hecho implementando los algoritmos propios de análisis en ROOT y usando datos en formato D3PD que es una implementación de DPD.

5.5 La toma de datos de ATLAS del 2010

La toma de datos en ATLAS está ordenada jerárquicamente según la duración en tiempo en:

Bloques de luminosidad: Duran aproximadamente 2 minutos de modo que abarcan del orden de 25000 eventos y están identificados con un número único dentro del *Run* (cada nuevo *Run* inicia con bloque de luminosidad número 1). La lista de ítems del menú del trigger y los valores de los *pre-scale* no cambian mientras dure el bloque de luminosidad (ver detalles en el capítulo 6).

Run: Dura entre pocas horas y (a lo sumo) poco más de un día, dependiendo de las condiciones del detector, la vida media del haz en el LHC, etc y están identificados con un número único. Un *Run* agrupa un gran número de bloques de luminosidad. Durante un *Run* pueden haber cambios en los *pre-scale* de los triggers y cambios en el menú del trigger. Cada uno de estos cambios suceden de un bloque de luminosidad o otro.

Período: Duran del orden de un mes y están identificados por una letra y el año de la toma de datos (ej, Periodo G, 2010). Se pueden subdividir a su vez en sub-períodos, cada uno de ellos identificados por un número (por ejemplo el período I del 2010 está dividido por los sub-períodos I1 e I2). Durante 2010, el cambio de período se dió junto con algún cambio importante en la toma de datos, como por ejemplo el encendido del Trigger de Alto Nivel, o la actualización de los cortes de selección del trigger, o el aumento sustancial de luminosidad instantánea. Sin embargo no está establecido en forma estricta el criterio para definir cuando empieza y termina un período.

La tabla 5.1 muestra una lista de los períodos definidos en la toma de datos de ATLAS del 2010 en colisiones pp.

Período	Sub períodos	Rango de <i>Runs</i>	Breve Descripción	L. int. [pb^{-1}]
A	-	152166-153200	unsqueezed stable beam data (beta*=10m): typical beam spot width in x and y is 50-60 microns.	0.4
B	B1,B2	153565-155160	first squeezed stable beams (beta*=2m): typical beam spot width in x and y is 30-40 micron	8
C	C1,C2	155228-156682	very similar to period B but higher luminosity due to more bunches in machine	8
D	D1-D6	158045-159224	nominal" LHC bunches (0.9E11 p/bunch), beta*=3.5m, pileup now significant: about 1.3 interactions per crossing (was ;0.15 before)	320
E	E1-E7	160387-161948	new trigger menu, new definition of streams	1200
F	F1,F2	162347-162882	36 colliding bunches in ATLAS	2000
G	G1,G6	165591-166383	bunch trains with 150ns spacing from LHC, muon HLT alignment fix (was unaligned before in HLT), L1Calo calibration update, Pixel readout speed changed to 80 Mbit/s	9100
H	H1,H2	166466-166964	233 colliding bunches in ATLAS, new RPC timing calibration	9300
I	I1,I2	167575-167844	295 colliding bunches in ATLAS, the RPC window was unstretched in the L1 trigger, i.e. now only one BC contributes to L1 decisions	23000

Tabla 5.1: Definición de períodos en ATLAS y pequeña descripción de sus características típicas y cambios.

6

El sistema de trigger de ATLAS

6.1 Descripción general

Los sistemas de Trigger y adquisición de datos (TDAQ), la lógica de los controles de disparo y el sistema de control del detector (DCS) están particionados en sub sistemas, típicamente asociados a cada sub detector [64], cada uno con las mismas componentes lógicas. El sistema de trigger esta dividido en tres partes:

Level 1 trigger (L1)

Level 2 trigger (L2)

Event Filter (EF)

Cada nivel refina la selección del nivel anterior y cuando es pertinente aplica criterios adicionales de selección.

El sistema de adquisición en cada evento recibe y almacena temporalmente en memorias *buffer* los datos específicos de cada *Readout* electrónico de cada parte específica del detector a la velocidad de disparo del L1 a través de 1600 enlaces punto a punto.

Para poder tomar una decisión en menos de $2.5 \mu s$, el L1 usa una cantidad limitada de información del detector. En el L1 no se usa la información disponible en el detector de trazas y se reduce la granularidad en las coordenadas espaciales y en la reconstrucción de la energía en los calorímetros. El L1 reduce la frecuencia de salida hasta alrededor de los 75KHz. La selección del L2 está iniciada por la información del detector en la región de interés (RoI) que es la región donde el L1 encontró actividad, utilizando toda la información del detector y toda la granularidad dentro de la región geométrica definida por el RoI ($\sim 2\%$ del detector). La selección del L2 está diseñada para reducir la frecuencia de eventos hasta aproximadamente 3.5 KHz con un tiempo de proceso por evento del orden de los 40 ms, promediado sobre todos los eventos. La última etapa de la selección del trigger la lleva a cabo en el *Event Filter* (EF) que reduce la frecuencia de eventos hasta ~ 200 Hz. Para ello usa procedimientos de análisis como los utilizados en el análisis *Off-line*, con un tiempo promedio de procesamiento de 4s. El tamaño de los datos de un evento de ATLAS es de ~ 1.5 Mbyte, dando un ancho de banda de adquisición de datos del orden de 300 Mbyte/s. Los niveles del trigger L2 y EF conforman el Trigger de Alto Nivel (HLT), a los que se aportó como parte de las investigaciones de esta Tesis Doctoral, fundamentalmente, en la selección de electrones y fotones.

Empezando con una frecuencia de colisión de paquetes de protones de 40 MHz (frecuencia de interacción pp de $\sim 10^9$ Hz a alta luminosidad $L=10^{34} cm^{-1} s^{-1}$) la taza

de rechazo de eventos *Minimum Bias*¹ por parte del trigger tiene que ser del orden de 10^7 para alcanzar la frecuencia de salida del trigger de 200Hz, pero al mismo tiempo manteniendo alta eficiencia en la selección de señal para hacer factible encontrar nueva física en ATLAS.

6.1.1 Arquitectura del sistema de adquisición de datos

La figura 6.1 muestra un diagrama esquemático de la arquitectura del Trigger y sistema de Adquisición de datos (TDAQ). Los componentes principales del sistema TDAQ son el Trigger L1, el Trigger de Alto Nivel (HLT), el sistema de Sistema de adquisición de datos (DAQ) y el Sistema de Control del Detector (DCS).

El Trigger L1 está implementado en hardware y reduce la frecuencia de eventos de colisión de paquetes de protones hasta los 75 KHz.

El HLT está compuesto por el L2 y el EF y es responsable de procesar a posteriori los eventos seleccionados por el L1, reduciendo la frecuencia de eventos hasta ~ 200 Hz. Además clasifica los datos colectados según el tipo de candidatos encontrados en el evento (egamma, muon, Jet, etc).

El DAQ es el sistema por el cual los datos son leídos desde los *ReadOut Drivers* (ROD's) al sistema de almacenamiento permanente. Los ROD's son la primera etapa del sistema de adquisición de datos y son los que reciben y almacenan temporalmente los datos de los subdetectores en *Buffers* locales. Estos serán luego accedidos por el L2 para procesar los datos del eventos asociados a los RoI's. El DAQ también se encarga de la inicialización, monitoreo y control de las corridas de tomas de datos. El DAQ está a su vez dividido en dos subsistemas: el sistema de flujo de datos (*Data Flow system*) y el *Online system*.

El Sistema de Control del Detector (DCS) es una interfase homogénea entre todos los subdetectores de ATLAS y a la infraestructura técnica del experimento. Entre otras cosas permite una comunicación bidireccional entre el sistema de adquisición y el detector para sincronizar el estado de los subdetectores y del LHC a la hora de la toma de datos.

Para más información sobre el sistema TDAQ consultar [65] y [66]. Parte de esta Tesis Doctoral se focaliza en la selección de electrones y fotones en el trigger, y optimización de la performance del trigger, en particular seleccionando eventos con física interesante en ATLAS como laproducción de *charmonium* y búsqueda del $H \rightarrow \gamma\gamma$ que se analizan en esta Tesis..

¹En ATLAS los eventos en los cuales hay colisiones inelásticas *Non-single diffractive* son considerados *Minimum Bias*

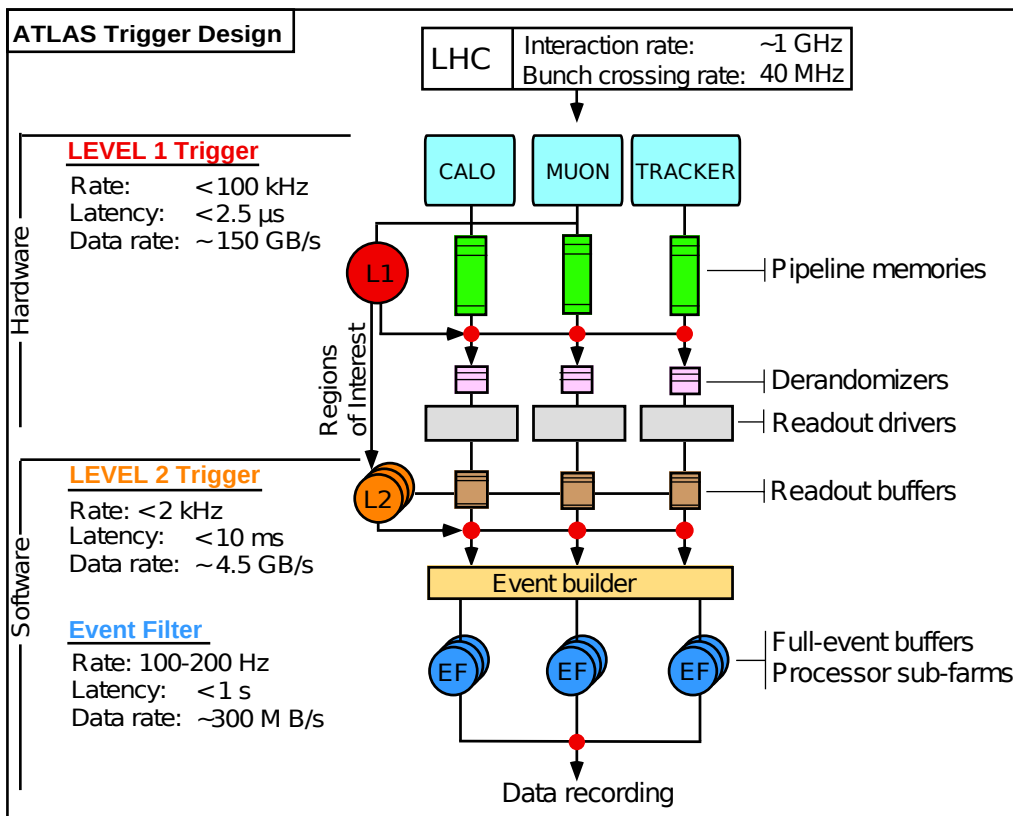


Figura 6.1: Diagrama esquemático de los tres niveles del trigger

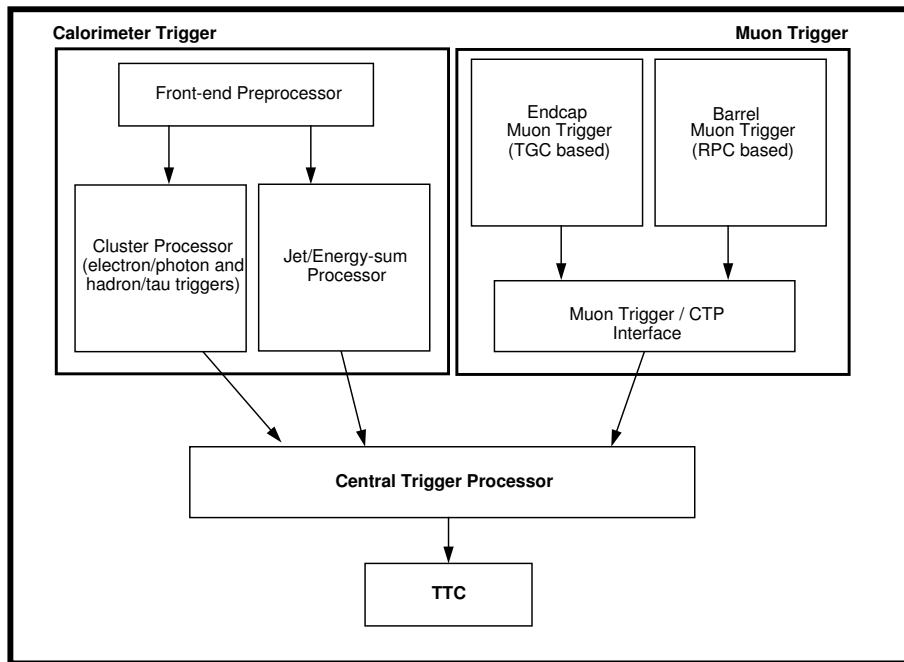


Figura 6.2: Los bloques que conforman el Trigger L1

6.2 El L1 Trigger

El trigger L1 está formado por bloques funcionales como se muestra en la figura 6.2. En primer lugar el trigger L1 busca en el detector muones, fotones, electrones y jets de alto impulso transversal y leptones τ s decayendo a hadrones, así como eventos con alta energía transversal faltante (\cancel{E}_T). Esta selección está basada en la información de un subconjunto de detectores. Los muones de alto impulso transversal se identifican usando las cámaras de trigger en las regiones del Barril ($|\eta| < 1.5$) y de las Tapas ($|\eta| > 1.5$) del espectrómetro de muones. Para obtener rápidamente la información de los calorímetros, se colectan las coordenadas espaciales y la energía depositada con granularidad reducida (menor resolución). Los items del L1 se construyen con los resultados del trigger de muones y de los calorímetros del L1. El Procesador Central del Trigger (CTP) es el que implementa estos items del L1 interpretando y combinando entre sí estos resultados.

En cada evento el L1 trigger define también una o más Región-de-interés (RoI) que contienen las coordenadas geométricas en η y ϕ de esas regiones del detector donde los procesos de selección identificaron características interesantes como ser, por ejemplo, mucha energía depositada en los calorímetros, o mucho \cancel{E}_T .

La decisión del trigger de los calorímetros del L1 está basada en el umbral y el tipo de RoI observados en los calorímetros de Argón Líquido [49] y de Tejas [50]. Los

posibles tipos de RoI son: Clusters electromagnéticos (EM), taus, jets, \cancel{E}_T , Suma escalar de E_T ($\sum E_T$) en el calorímetro y energía transversa total de los jets observados ($\sum E_T$ (jets)) [67]. Los umbrales de los RoI no sólo definen la cantidad de E_T requerida sino también tres criterios distintos de aislamiento (*isolation*) que pueden ser aplicados a los objetos EM y TAU y tres tamaños de ventana que se pueden usar para los objetos jet. Por ejemplo un objeto L1_EM25i y L1_EM25 (un cluster electromagnético con $E_T > 25$ GeV con y sin requerir que sea aislado) corresponden a 2 umbrales definidos al L1. En cambio L1_2EM25i (dos objetos electromagnético aislados con $E_T > 25$ GeV) usa el mismo umbral definido por el objeto L1_EM25i pero con multiplicidad 2. O sea que si en un evento el L1 reconoce en una región del detector un depósito en el calorímetro electromagnético de una energía por encima de 25 GeV y que satisface los criterios de aislamiento, el L1 trigger creará un objeto RoI L1_EM25i con las coordenadas del detector donde este objeto fue encontrado.

Los algoritmos del L1 crean los objetos/candidatos usando la E_T medida en los Torre de Triggers (TT) con una granularidad de 0.1×0.1 en $\Delta\eta \times \Delta\phi$.

El trigger de Muones en el L1 usa las medidas de las trayectorias en las diferentes estaciones de los detectores de trigger de muones: los *Resistive Plate Chambers* (RPC) en la región del Barril y los *Thin Gap Chambers* (TGC) en la región de las Tapas. La entrada a la decisión del trigger de muones es la multiplicidad de varios umbrales de p_T de los muones.

Hay una cantidad limitada de opciones de configuración (combinación tipo de RoI + umbral) disponibles en el L1. La tabla 6.1 muestra la cantidad de estos umbrales que pueden definirse para cada tipo de RoI en el trigger L1. Por ejemplo, el numero total de umbrales que pueden definirse para objetos EM o tau es 16, donde 8 están dedicados objetos EM y los 8 restantes pueden se configurados para ser o bien objetos EM o tau.

En cualquier caso, el número total de configuraciones que se pueden definir en el L1 a la vez (o sea la cantidad de items de Trigger en el L1) es 256. Cada uno de estos items está programado en el CTP.

Las RoIs reconstruidos por el L1 son luego usadas como entrada por el HLT.

Objeto	EM	Tau	Jet	FW Jets	\cancel{E}_T	$\sum E_T$	$\sum E_T^{\text{jets}}$	$\mu \leq 10$ GeV	$\mu > 10$ GeV
Umbrales	8 - 16	0-8	8	4+4	8	4	4	3	3

Tabla 6.1: Número de umbrales que pueden definirse en el L1 para cada tipo de RoI. Ver el texto para más detalles.

Por cada uno de estos 256 items, se puede definir un factor de *pre-scale* N:

sólo una de cada N veces, ese ítem es evaluado en L1. Dado que la luminosidad instantánea va decayendo a lo largo del llenado del acelerador², el *pre-scale* puede ser modificado durante la toma de datos a fin de mantener el ancho de banda ocupado sin tener que reiniciar la toma de datos. Cada *Run* está a su vez dividida en intervalos de tiempo del orden de dos minutos llamados Bloques de luminosidad. La configuración del trigger, incluyendo los *pre-scale* del L1, se mantiene sin cambios a lo largo del bloque de luminosidad. Los cambios de *pre-scale* transcurren de un bloque de luminosidad a otro.

6.3 El Trigger de alto nivel (HLT) de ATLAS

El trigger de alto nivel (HLT) de ATLAS está conformado por tres partes fundamentales. Contiene la segunda y tercer etapa de selección *On-line* de eventos de ATLAS: el *Level 2 Trigger* (L2) y el *Event Filter Trigger* (EF), y también el software de selección de eventos (ESS) [68]. El HLT está implementado en una granja de PC's para el procesamiento del L2 y un conjunto de sub-granjas de PC's para el EF.

El L2 trabaja con una frecuencia de eventos muy alta (~ 75 KHz a la salida del L1), pero con mucha menos información por evento (aquella disponible en el/los RoI's definidos por el L1). En cambio el EF trabaja con toda la información del detector en cada evento, pero la frecuencia de eventos es mucho más baja (algunos KHz). La frecuencia de salida del EF es del orden de 200 eventos por segundo, que son almacenados permanentemente para posterior análisis. Este valor en realidad está limitado por el poder de cómputo y de almacenamiento disponibles para el experimento. En promedio, el tamaño de los eventos en ATLAS es de 1.5 MB, de modo que el ancho de banda de almacenamiento es del orden de 300 MB/s.

A pesar de que L2 y EF son subsistemas diferentes, ambos usan la misma arquitectura de software que se usa para el análisis *Off-line* de los datos de ATLAS. Esta arquitectura es un *framework* llamado ATHENA [69]

Usar una infraestructura común para el Trigger y el análisis *Off-line* simplifica la integración de los subsistemas y aumenta la flexibilidad cuando hay que introducir cambios en la selección del trigger o en la reconstrucción de candidatos *Off-line*.

Para conseguir un rechazo rápido de eventos de fondo, el procesamiento en el HLT está hecho en pasos alternados de reconstrucción de propiedades y prueba de hipótesis.

²El llenado o *fill* es el proceso por el cual se inyectan desde el SPS los paquetes de protones en el LHC a 900GeV.

6.3.1 El Trigger L2

El L2 tiene que cumplir con la ardua tarea de ser capaz de manipular los datos de los eventos que llegan del L1 a una frecuencia de 75 KHz y sostener una frecuencia de salida de eventos de unos pocos KHz sin tiempos muertos y sin errores durante largos períodos de tiempo con una latencia promedio de 10 ms.

La selección del trigger L2 está guiada por la información proporcionada por el trigger L1 en el RoI's y usa toda la granularidad disponible en todos los subdetectores en la región definida por el RoI. De este modo se accede sólo a las señales depositadas en 2% del detector, reduciendo dramáticamente el tamaño de red necesario para implementar en el L2. Los algoritmos de selección piden la información de los subdetectores a los ROB's en las regiones definidas por el RoI. Los ROB's almacenan los datos hasta que el L2 toma la decisión (acepta o rechaza el evento). Los algoritmos de selección del L2 están controlados por el entorno de selección del HLT que corre en las unidades de procesamiento del L2 (L2PU) en un entorno Multi-hilo, cada PC analizando un evento [65, 66].

La frecuencia de salida del L2 es ~ 3.5 KHz con un tiempo de procesamiento por evento del orden de 10 ms. Si el evento es aceptado por el L2, entonces el Constructor del Evento colecta toda la información del evento de todo el detector de los ROB's. El evento completo se vuelve disponible para ser analizado por el *Event Filter* (EF), que es la siguiente y última etapa de selección del trigger.

6.3.2 El *Event Filter* (EF) Trigger

En el EF se ejecutan algoritmos más complejos dando una reducción de la frecuencia de eventos hasta ~ 200 Hz. El tiempo disponible para hacer la selección en el EF es del orden de 4s.

Mientras el L2 basa su decisión en el análisis de señal en regiones localizadas del detector (los RoI's), el EF hace una reconstrucción del evento completo al estilo *Off-line* iniciada y guiada por la decisión del L2. También usa una calibración, información de alineación y del mapeo del campo magnético más completa.

6.4 Software de selección de eventos (ESS)

La tarea del ESS es la selección y clasificación de eventos. Puede reconstruir objetos abstractos representando candidatos tales como electrones o fotones o $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, usando algoritmos del HLT y aplicando cortes de selección. El evento es aceptado

sólo si al menos un objeto reconstruido satisface todos los requerimientos de al menos uno de los items del trigger definidos en el menú del trigger.

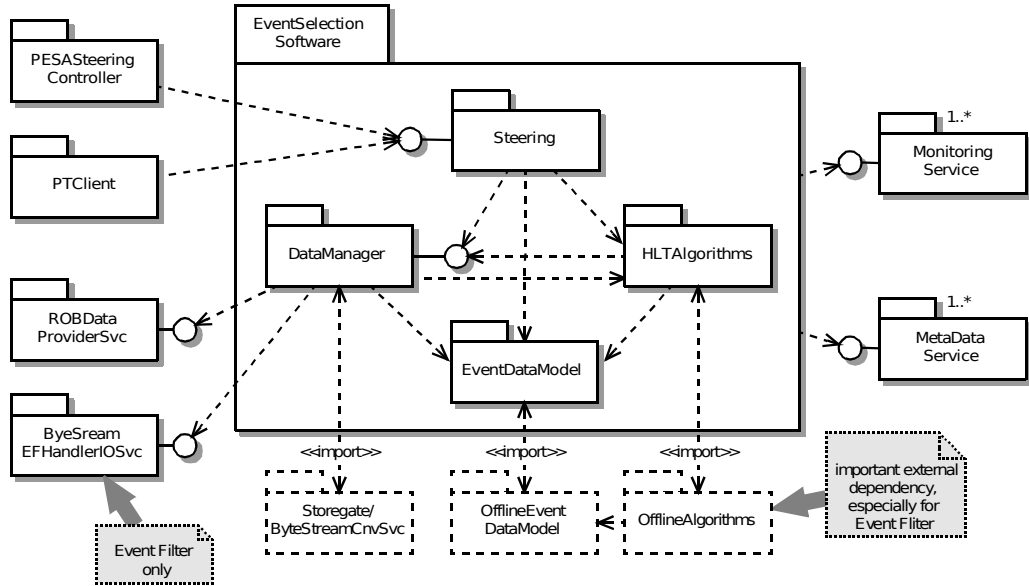


Figura 6.3: Diagrama esquemático del Software de Selección de Eventos y de sus dependencias con otras partes del sistema de software de ATLAS

La figura 6.3 muestra un diagrama esquemático del ESS, sus partes y sus dependencias con otras partes del sistema de software de ATLAS.

El ESS está dividido en cuatro partes: El *Steering*, el Modelo de Datos de los Eventos (EDM), los Algoritmos del HLT y el Administrador de Datos

6.4.1 El Steering

El *Steering* controla la secuencia de selección del HLT. Llama a un conjunto de algoritmos del HLT en una secuencia determinada según el tipo de RoI recibido del Trigger L1 [70]. El L1 encuentra uno o varios RoI en un evento. Estos pueden satisfacer una hipótesis (hipótesis física), como por ejemplo dos candidatos muones, o un electrón o un candidato a $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. El *Steering* valida esta hipótesis haciendo un proceso de varios pasos. En la medida que los algoritmos de reconstrucción van ejecutándose, estos producen *signatures* intermedias que son examinadas en cada paso con el fin de rechazarlas lo antes posible si no satisfacen los criterios de selección.

Para conseguir rechazar un evento lo antes posible, el *Steering* puede rechazar el evento después de cualquiera de los pasos durante la validación de la hipótesis. La organización del proceso de datos en el HLT es horizontal. O sea, al mismo tiempo se ejecuta la etapa de reconstrucción correspondiente de todos los RoI's, y

el resultado de esos procesos será la entrada del paso siguiente de reconstrucción, que también se evaluará en simultáneo para todos los RoI's.

6.4.2 Modelo de Datos de los Eventos (EDM)

La información del evento está estructurada según el EDM [71]. En él se definen todos los objetos que existen en el evento y las relaciones entre ellos. El EDM del trigger está basado en el EDM del offline.

Las selecciones en el L2 y el EF están implementadas en software y hacen una reconstrucción de objetos/candidatos iniciada y guiada por la información que viene del RoI.

La lógica del EDM del trigger está agrupada en 5 sub categorías.

Raw Data (datos en crudo) A la salida de los *ReadOut Subsystem* (ROS) la información está en crudo, como una secuencia de bytes. Esto incluye el resultado del L1 del L2 y del EF y los datos de los ROB's de cada subdetector.

ReadOut Drivers (RODs) Son una representación orientada objetos de los datos en crudo proveniente de los distintos subdetectores. En el trigger sólo se usan en el EF cuando son creados para iniciar el proceso de reconstrucción.

Reconstruction Input Objects (RIOs) Son todo tipo de datos reconstruidos a partir de los RDOs con distinto tipo de abstracción. Pueden ser clusters del SCT o celdas calibradas del calorímetro o cosas más complejas como ser trazas, vértices, electrones o jets.

Información MC Truth: Para eventos simulados con métodos montecarlo, el objeto *MC Truth* contiene toda la información que se usó para generar el evento, las partículas producidas en la interacción pp, y los productos de sus decaimientos simulados como consecuencia de atravesar cada parte del detector. Esta información se usa para depurar los algoritmos de reconstrucción o diseñar estrategias de selección de eventos acorde a las características específicas del detector ATLAS.

Datos relacionados con el Trigger Compuesto por los RoIs del L1, los tipos de trigger L2 y EF (*Trigger Type* [66, 72]), los Elementos del Trigger (TEs) y las *Trigger Signatures*. Una TE etiqueta un conjunto de objetos del ESS y los asocia con una interpretación física, como ser una partícula, o \cancel{E}_T o un jet. El

Steering usa los TEs para guiar el procesamiento de los datos y extraer la decisión del trigger.

6.4.3 Los Algoritmos del HLT

La tarea de los algoritmos del HLT es analizar en tiempo real los datos crudos del detector y reconstruir parte del evento guiado por la decisión del L1. Estos datos reconstruidos son usados por el *Steering* para obtener la decisión final del trigger. El mecanismo de RoIs implica que durante la reconstrucción en el HLT, los algoritmos pueden ser ejecutados varias veces durante un mismo evento, una vez por cada RoI. Para ello la arquitectura del código de reconstrucción tiene que ser modular. Los algoritmos del HLT están estructurados en tres partes.

Preparación de datos: es la etapa en la que los datos crudos son convertidos en objetos utilizables como entrada para la reconstrucción, incluyendo cambios de formato, y correcciones en las calibraciones.

Los algoritmos de obtención de características: operan sobre datos relacionados con el trigger para extraer características abstractas y refinar la información del evento. Este proceso se logra en dos pasos. Un paso de **Reconstrucción** que a partir de estas características extraídas genera otras nuevas y un paso de evaluación de **hipótesis** en la que contrasta estas características con los requerimientos de la selección del trigger. Esta tarea es similar a la identificación de partículas: Un algoritmo de hipótesis valida la interpretación física que implica el nombre del Elemento del Trigger basado en las características reconstruidas de los datos. Un ejemplo es la validación de un “electrón” relacionando una traza reconstruida con energía depositada en el calorímetro electromagnético.

Librería *Algorithm Tools*: lleva acabo tareas comunes a los otros algoritmos como por ejemplo ajuste de trazas, o búsqueda de vértices.

6.4.4 Administrador de Datos (DM)

El DM provee la infraestructura para recibir, almacenar y acceder a los datos mientras el evento se está procesando. También provee de las herramientas necesarias al software de selección de eventos para poder implementar el mecanismo de RoIs para la reconstrucción de los datos.

6.5 Ítems, cadenas y menús del Trigger

En cada nivel del trigger se analizan los datos entrantes para seleccionar distintos tipos de partículas (electrón, fotón, muón, tau) o de jet de partículas o de \cancel{E}_T . Cada una de las selecciones del trigger de un dado menú, se llama ítem. En ATLAS los nombres de los ítems tienen un formato específico y representan el tipo de selección que efectúan, el umbral de p_T y el nivel del trigger al que pertenecen. Por ejemplo:

L1_MU6 Es un ítem del L1. Selecciona un muón con al menos 6GeV de p_T

L2_j25 Es un ítem del L2. Selecciona un jet con al menos 25GeV de p_T

EF_2e10i Es un ítem del EF. Selecciona 2 electrones aislados ($i=isolated$), ambos con un p_T de al menos 10GeV.

Cada nivel del trigger tiene los ítems propios de ese nivel y hacen de semilla a uno o más ítems del nivel siguiente. La secuencia “ítem L1 \rightarrow ítem L2 \rightarrow ítem EF” forma una cadena de Trigger.

Un ejemplo de cadena de trigger de electrones en ATLAS en el menú usado durante el Periodo G de tomas de datos en 2010 es:

- L1_EM14 \rightarrow L2_e20_loose \rightarrow EF_e20_loose

En el L1 esta cadena de trigger busca en el calorímetro electromagnético depósito de energía transversa de al menos 14 GeV. Si lo encuentra, el L1 construye un candidato de partícula electromagnética y le pasa al L2 las coordenadas en el detector donde encontró a este candidato. Entonces el L2 evalúa si este candidato pasa los cortes de selección de un electrón con p_T de al menos 20 GeV pero usando información más abundante y refinada. El término “loose” se refiere al tipo de selección de electrón que se evalúa. La selección puede ser en principio *loose*, *medium* o *tight*. Un electrón “loose” es un candidato a electrón de menor calidad que uno “tight”. Ver en la sección 7.2 los detalles de la selección de electrones y fotones en el trigger de ATLAS. Si este candidato pasa la selección del trigger al L2, entonces se evalúa la selección a EF también de un electrón de $p_T \geq 20$ GeV. La diferencia entre la selección de EF y L2 está en la complejidad de los algoritmos, el tiempo disponible para hacer la evaluación y la cantidad de información del detector que está disponible en cada nivel del trigger.

Una cadena de ítems forma una cadena de trigger, un grupo de cadenas de trigger conforman un menú de trigger. El menú de trigger que se usa en ATLAS para la

toma de datos depende de la luminosidad instantánea que esté entregando el LHC. Durante la fase inicial de la toma de datos en ATLAS durante el año 2010 el menú de trigger fue evolucionando rápidamente a la par del incremento de la luminosidad instantánea entregada por el acelerador.

7

Reconstrucción de electrones y fotones en ATLAS

7.1 Electrones y fotones en ATLAS

En ATLAS, diferentes algoritmos realizan la selección/identificación de electrones y fotones a partir de cortes rectangulares en variables que permiten buena separación entre electrones/fotones aislados y jets QCD. 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*. El conjunto de cortes *loose*, es un conjunto de cortes más bien laxo, el conjunto *tight* es un conjunto de cortes estricto y *medium* es una selección intermedia. Para fotones, sólo se definen dos conjuntos de cortes: *loose* y *tight*. En la jerga de ATLAS un “electrón *loose*” se refiere a un candidato electron que satisface los cortes de selección *loose*.

La diferencia en la identificación entre fotones y electrones radica en la reconstrucción de trazas asociadas a un conjunto de celdas del calorímetro electromagnético con depósito de energía (un cluster). Dado que electrones y fotones son idénticos para el calorímetro electromagnético, se supone que un cluster sin traza asociada es un candidato fotón no convertido, y un cluster con una traza asociada es un candidato a electrón [73, 74]. Este candidato electrón puede luego ser reconocido como el producto de una conversión de un fotón volviéndose en ese caso un candidato a fotón convertido [75].

En ATLAS, las optimizaciones de los cortes de selección/identificación fueron hechas independientemente para electrones, fotones no convertidos y fotones convertidos [76], de modo que los valores de los cortes en las variables del calorímetro electromagnético son distintas en cada caso (los cortes *loose* para electrones no son los mismos que los cortes *loose* para fotones).

La tabla 7.1 muestra las diferencias entre los cortes *loose*, *medium* y *tight* para electrones y su descripción. Mientras que la identificación de fotones *tight* tiene valores de corte más estrictos en el calorímetro electromagnético que los fotones *loose*, los electrones *medium* y *tight* corresponden a cortes de selección progresivamente más estrictos tanto para las variables del calorímetro electromagnético como para la reconstrucción de las trazas.

7.1.1 Variables y cortes de selección en los calorímetros

Las variables de los calorímetros usadas para la identificación de fotones y electrones se describen a continuación.

Tipo	Descripción	Nombre
<i>loose</i>		
Aceptancia del detector	$ \eta < 2.47$	$ \eta $
Filtrado hadrónico	Cociente entre E_T de primera capa del calorímetro hadrónico y E_T del cluster	E_T^{HAD}
Segunda capa del Calo EM	Cociente en η entre la energía depositada en 3x7 celdas y en 7x7 celdas Cociente en ϕ entre la energía depositada en 3x2 celdas y en 3x7 celdas Ancho lateral de la cascada	R_η R_ϕ
<i>medium</i> (incluye los cortes <i>loose</i>)		
Primera capa del Calo EM	Diferencia entre la máxima energía depositada y la mínima energía depositada entre los dos máximos locales Segundo máximo de energía normalizado a la energía del cluster Ancho total de la cascada Ancho de la cascada en tres bandas alrededor de la banda con máxima energía Fracción de energía más allá de las 3 bandas centrales dentro de las 7 bandas	ΔE_s R_{max2} w_{stot} w_{s3} F_{side}
Calidad de las trazas	Impactos en el Pixel ≥ 1 Impactos en el SCT ≥ 7 Parámetro de impacto $\leq 1mm$	
<i>tight</i>		
Aislamiento	Cociente entre la energía dentro de $\Delta R < 0.2$ y la energía total del cluster	etcone_20
Asociación con traza	$\Delta\eta$ entre traza y cluster $\Delta\phi$ entre traza y cluster Cociente entre energía del cluster e impulso de la traza	$\Delta\eta$ $\Delta\phi$ E/p
TRT	Impactos en el TRT Cociente entre impactos en el TRT de alto umbral e impactos totales en el TRT	

Tabla 7.1: Descripción de los cortes que se utilizan para la identificación de electrones *loose*, *medium* y *tight* en la reconstrucción estándar de ATLAS.

- **Filtrado en el calorímetro hadrónico**

La siguiente variable se define a partir de la energía depositada en el calorímetro hadrónico:

– *Filtrado hadrónico normalizado*

$$R_{had} = \frac{E_T^{had}}{E_T} \quad (7.1)$$

Es la energía transversa total E_T^{had} depositada en el calorímetro hadrónico, normalizada a la energía transversa E_T del candidato fotón.

En el intervalo de $0.8 < |\eta| < 1.37$ se utiliza el depósito de energía en todo el calorímetro hadrónico, mientras que en el resto del detector sólo se utiliza la primera capa del calorímetro hadrónico.

- **Variables que utilizan la segunda capa (o capa “middle”) del calorímetro electromagnético** Las variables basadas en el depósito de energía en la segunda capa del calorímetro electromagnético son las siguientes:

– Tasa de energía en η “middle”

$$R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}^{S2}}{E_{7 \times 7}^{S2}} \quad (7.2)$$

Es la razón entre la suma $E_{3 \times 7}^{S2}$ de las energías en la segunda capa de celdas del calorímetro electromagnético contenidas en un rectángulo de 3×7 en $\eta \times \phi$ (medido en cantidad de celdas), y la suma $E_{7 \times 7}^{S2}$ de las energías en un rectángulo de 7×7 , ambos centrados alrededor del cluster usado como semilla.

– Tasa de energía en ϕ “middle”

$$R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}^{S2}}{E_{3 \times 7}^{S2}} \quad (7.3)$$

se define de modo similar a R_η . R_ϕ se comporta muy distinto para fotones convertidos y fotones no convertidos, dado que los electrones y positrones generados en la conversión curvan su trayectoria en direcciones opuestas en ϕ a causa del campo magnético del solenoide, produciendo mayores cascadas en la dirección ϕ que los fotones no convertidos. La figura 7.1 muestra esquemáticamente la construcción de las variables a partir de las celdas del calorímetro electromagnético.

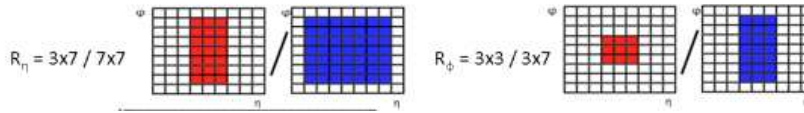


Figura 7.1: Representación esquemática de las variables R_η y R_ϕ a partir de las celdas del calorímetro electromagnético.

– Ancho lateral en el “middle”

$$w_2 = \sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i} \right)^2} \quad (7.4)$$

mide el ancho lateral de la cascada de partículas en la segunda capa del calorímetro electromagnético, usando todas las celdas en una ventana de $\eta \times \phi = 3 \times 5$ celdas.

- **Variables que utilizan la primera capa (o “frente”) del calorímetro electromagnético** La primera capa (o frente) del calorímetro electromagnético

está compuestas por celdas en forma de bandas (como se explica en 5.3.3) y permite una muy buena separación entre fotones aislados y fotones provenientes del decaimiento del π^0 . La figura 7.2 muestra la señal dejada por un fotón y un π^0 decayendo a dos fotones en las bandas de la primera capa del calorímetro electromagnético.

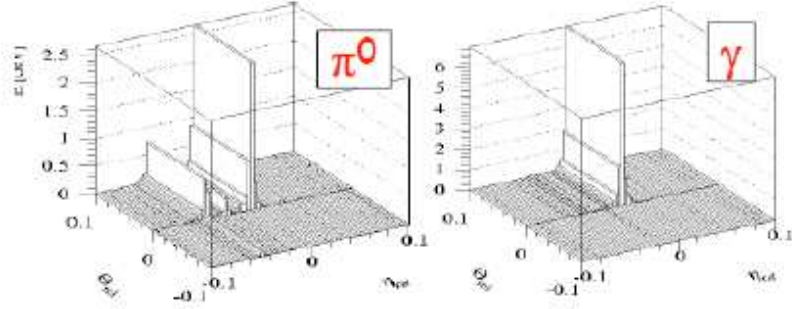


Figura 7.2: Diferencia en la señal depositada por un fotón y un π^0 en las bandas de la primera capa del calorímetro electromagnético.

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

- *Tasa de energía de lado en el Frente*

$$F_{\text{side}} = \frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)} \quad (7.5)$$

mide la contaminación lateral de la cascada a lo largo de la dirección η .

$E(\pm n)$ es la energía la celda $\pm n$ alrededor de la que tiene mayor energía.

- *Fracción de energía longitudinal*

$$f_{\text{core}} = E_{1_{3 \times 1}}/E, \quad (7.6)$$

- *Ancho lateral del Frente (3 bandas)*

$$w_{s,3} = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\text{max}})^2}{\sum E_i}} \quad (7.7)$$

mide el ancho de la cascada a lo largo de η en la primera capa del calorímetro electromagnético usando dos bandas alrededor del depósito

de mayor energía. El índice i es el número de identificación de la banda, i_{\max} identifica las celdas de la banda con la mayor energía y E_i es la energía depositada en cada celda de la banda.

– *Ancho lateral del Frente (total)*

$w_{s,\text{tot}}$ mide el ancho de la cascada a lo largo de η en la primera capa del calorímetro electromagnético usando todas las celdas en una ventana $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0625 \times 0.2$, que corresponde aproximadamente a 20×2 bandas en $\eta \times \phi$, y es calculada como $w_{s,3}$.

– *Diferencia al segundo máximo del Frente.*

$$\Delta E = [E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1} - E_{\min}^{S1}] \quad (7.8)$$

es la diferencia entre la energía de la celda de banda con la segunda energía más grande $E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1}$, y la energía de la celda de banda con la menor energía que se encuentra entre los dos máximos de energía E_{\min}^{S1} ($\Delta E = 0$ cuando no hay un segundo máximo).

– *Tasa relativa máxima del Frente*

$$E_{\text{ratio}} = \frac{E_{1^{\text{st}}\max}^{S1} - E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1}}{E_{1^{\text{st}}\max}^{S1} + E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1}} \quad (7.9)$$

mide la diferencia relativa entre las energías de las celdas banda con la mayor energía $E_{1^{\text{st}}\max}^{S1}$ y la energía en la celda con la segunda mayor energía $E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1}$ (1 cuando no hay segundo máximo).

7.2 Selección de electrones y fotones en el Trigger de ATLAS

Los algoritmos del trigger reconstruyen electrones y fotones en la región de aceptación $|\eta| < 2.5$ donde el calorímetro electromagnético está finamente segmentado tanto en la dirección lateral de las lluvias de partículas (plano $\eta \times \phi$) como en la dirección longitudinal. A altas energías la mayor parte de la energía de la lluvia de partículas es colectada por la segunda capa del calorímetro que tiene una granularidad de 0.025×0.025 en el plano $\eta \times \phi$.

Como se detalla en 5.3.3, la primera capa del calorímetro consiste en bandas con más resolución en η (menos resolución en ϕ) que ofrece una excelente discriminación

entre γ y π^0 . Estas dos capas del calorímetro están complementadas con una capa llamada *presampler* (ubicada frente a ambas) con la finalidad de corregir la pérdida de energía en el material que está frente al calorímetro y por una tercera capa de calorímetro electromagnético que le sirve al calorímetro hadrónico para hacer correcciones de energía si la lluvia electromagnética es muy energética.

El trigger de electrones también usa información del detector interno de trazas (ID) que provee una precisa reconstrucción de las trazas para $|\eta| < 2.5$ [77].

7.2.1 L1

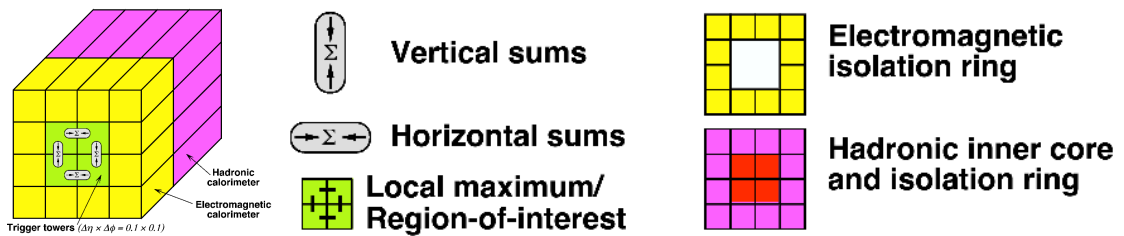


Figura 7.3: Esquema de la selección de electrón/fotones usando el calorímetro en el L1.

En el L1, fotones y electrones son seleccionados en la región $|\eta| < 2.5$ usando la información del calorímetro con granularidad reducida de los llamados Torre de Triggers (TT) que tienen una dimensión de 0.1×0.1 en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ y dos capas en la dirección longitudinal (electromagnética y hadrónica). En cada TT todas las celdas del calorímetro electromagnético y del hadrónico se suman por separado excepto por la cuarta capa de las Tapas del calorímetro hadrónico y los centelladores que están en la separación entre las Tapas y el Barril. Usando un algoritmo llamado *sliding window* se busca un máximo local en el depósito de energía usando un arreglo de 4×4 TTs (figura 7.3). La más energética de las cuatro combinaciones de 2×4 o 4×2 de las TTs tienen que pasar el umbral de energía de los cluster electromagnéticos. En la figura 7.3 se muestra un esquema de las TTs y como se agrupan las celdas de los calorímetros en el L1 para reconstruir los candidatos electrón/fotón. Debido a las limitaciones de tiempo, en el L1 no se utiliza información del detector de trazas.

7.2.2 L2

El nivel 2 (L2) usa como semilla la posición η, ϕ , y el umbral de E_T del RoI del L1 para iniciar la reconstrucción usando sólo información del detector alrededor

del RoI. A diferencia del L1, el L2 tiene acceso a la granularidad total del detector y accede a la información del detector de trazas para reconstruir candidatos electrones.

En el L2, se busca el depósito máximo de E_T en la segunda capa del calorímetro electromagnético y construye centrado en este, un cluster de 0.075×0.175 en η, ϕ . A continuación se describen las variables construidas con la información del calorímetro electromagnético:

Energía transversa en el cluster E_T^{EM} : Debido a la dependencia en la energía de la sección eficaz de los jets, E_T^{EM} provee el mejor rechazo de fondo jet para procesos de señal de alto p_T .

Energía Transversa en la primera capa del calorímetro hadrónico E_T^{HAD} : Tiene que ser relativamente bajo para electrones/fotones.

Forma de la cascada en η en la segunda capa del calorímetro electromagnético: Se calcula el cociente entre el depósito de energía en 3×7 celdas y 7×7 celdas: $E_{3 \times 7} / E_{7 \times 7}$. Para fotones y electrones este cociente es típicamente por encima de 0.8.

Búsqueda de un segundo máximo en la primera capa del calorímetro electromagnético: La alta granularidad en pseudorapidez de la primera capa del calorímetro electromagnético, permite buscar sub estructuras en el depósito de energía e identificar fotones aislados de aquellos producidos en el decaimiento de π^0 s o de η s como se ve en la figura 7.2. Se buscan los dos máximos de energía depositada (E_1 y E_2) en esta capa y se calcula la cantidad $(E_1 - E_2) / (E_1 + E_2)$. Esta cantidad tiende a uno para electrones y fotones aislados.

Estas variables son usadas para reconstruir tanto electrones como fotones. Para el caso de electrones, además se busca una traza reconstruida (impactos en Pixel, SCT y TRT) que coincida con la posición en η, ϕ del cluster.

7.2.3 EF

La identificación de fotones/electrones en el EF se hace del mismo modo que la identificación *Off-line*, usando los mismos algoritmos y las mismas variables de selección descriptas en la sección 7.1. La principal diferencia es que en el análisis *Off-line* la reconstrucción se ejecuta una sola vez por evento, mientras que en el EF se ejecuta una vez por cada semilla del L2.

En la actualidad la reconstrucción de fotones a nivel del trigger no usa la información del detector de trazas. Los clusters electromagnético se construyen en un área de búsqueda alrededor del RoI en 0.4×0.4 en η, ϕ .

7.3 Listas de buenos *Runs* y mapas OTx

Las listas de buenos *Runs* [78] (GRL) son listas creadas centralizadamente en formato XML donde figuran los bloques de luminosidad de cada *Run* que contienen los eventos utilizables para el análisis de datos. Estas listas se generan a partir del monitoreo del detector y de la calidad de los datos adquiridos por cada subdetector a lo largo de los *Runs*. No figuran en estas listas aquellos eventos durante los que el detector ATLAS no estuvo operativo (por ejemplo si el detector de píxeles estuvo apagado o la alta tensión del calorímetro de tejas no estuvo en su valor nominal) o cuando LHC no entregaba colisiones de haces estable. Estas listas no tienen ninguna utilidad para eventos simulados Montecarlo.

Los mapas OTx, permiten tener en cuenta los fragmentos de los calorímetros que no están entregando señal (típicamente circuitos rotos o enlaces opticos (OTx) que no están funcionando) cuando se analizan los datos reales de ATLAS. Estos mapas son listas de las posiciones en el espacio η, ϕ donde se encuentran estos defectos y corresponden a un rango de *Runs*. La utilización de estos mapas permite excluir candidatos electrones o fotones que hayan sido reconstruidos en las zonas de estos defectos para evitar errores en su identificación e ineficiencias de reconstrucción. Las fallas de estos circuitos llamados *Front End Boards* o FEBs está prevista en el diseño de ATLAS. Durante los mantenimientos del detector que se realizan entre Períodos se reemplazan los FEBs rotos y se genera un nuevo mapa OTx que es válido hasta que se detecten fallas en nuevos FEBs.

A diferencia de las listas de buenos *Runs*, los mapas OTx pueden ser utilizados en el análisis de los eventos simulados Montecarlo para tener en cuenta la pérdida de aceptación debida a los FEBs rotos y poder comparar con los análisis hechos en datos reales. Si la aceptación no influye en el análisis, entonces los mapas OTx no son tomados en cuenta en los eventos Montecarlo.

8

Producción de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ con los primeros datos de ATLAS

8.1 Introducción general

En ATLAS la reconstrucción de la resonancia J/ψ se puede analizar en sus canales de decaimientos leptónicos a e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. Dado que el fondo para la reconstrucción de muones es mucho menor que para electrones [64, 76, 79], la reconstrucción de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ con el detector ATLAS es más limpia y pura que $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Con la toma de datos de 2010 de ATLAS, se pudo medir la sección eficaz diferencial de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ como se muestra en la referencia [80].

Uno de los objetivos de esta Tesis es el estudio de la producción y reconstrucción de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ que, por el contrario, es más compleja debido a que el fondo para electrones es más abundante que para muones. Los hadrones dejan señal en el calorímetro electromagnético, pero no dejan señal en las cámaras de muones, de modo que no contaminan la señal de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Cabe destacar que el J/ψ es la primera fuente abundante de electrones aislados de resonancia conocida a verse en el detector ATLAS. Junto con el boson Z , son las referencias estándares que se utilizan para calibrar el detector, medir la performance de reconstrucción de electrones y obtener la eficiencia absoluta del trigger seleccionando eventos con electrones.

La primera observación del J/ψ en su decaimiento a e^+e^- con los primeros datos en ATLAS a energías de centro de masa de 7 TeV es parte del análisis realizado para esta Tesis. Dado que al inicio de la toma de datos la luminosidad instantánea del LHC tenía valores muy bajos ($L \sim 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) para poder aumentar la estadística de candidatos J/ψ fue necesario usar electrones de más bajo p_T que lo que permite la reconstrucción estándar de ATLAS. Por ello es que la reconstrucción de electrones que se usó inicialmente para la observación del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ no fué la descrita en el capítulo 7, sino basada en un análisis propio del grupo de J/ψ inspirado en el estudio del decaimiento $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ [81] en ATLAS.

Como se explica en la sección 7.1, la reconstrucción de candidatos electrones en forma estándar se inicia buscando el máximo de energía en las celdas del calorímetro electromagnético moviendo una “ventana” de tamaño fijo en η, ϕ (algoritmo “*sliding window*”). Este mecanismo es eficiente para reconstruir electrones con $p_T > 3$ GeV. Sin embargo en el primer análisis para la observación de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ se usó una reconstrucción de electrones iniciadas por un algoritmo llamado “clusters topológicos”, que es más eficiente para reconstruir electrones de bajo p_T . La idea de este algoritmo es agrupar celdas vecinas con señal significativa por encima del ruido promedio. Estas celdas forman un cluster topológico de tamaño variable a diferencia del *sliding window* (usado en la reconstrucción estándar) que tiene tamaño fijo. El cluster crece

alrededor de una celda semilla con una relación señal/ruido por encima de un umbral grande $t_{semilla}$, y se le agregan celdas contiguas que tengan una relación señal/ruido por encima de un umbral más pequeño t_{celda} . Si esta celda vecina tiene relación señal ruido por encima de un umbral intermedio t_{vecino} , entonces se le agregan a su vez sus vecinos.

Hacia el fin de la toma de datos del 2010, la luminosidad instantánea creció hasta $L=10^{32}cm^{-1}s^{-1}$ completando una luminosidad instantánea de $\sim 45 pb^{-1}$, suficiente para observar $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ con la reconstrucción estándar de candidatos electrones. Es por ello que en este capítulo se describen los estudios realizados para la primera observación del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ en ATLAS con ambos algoritmos.

8.2 Datos y simulaciones Montecarlo usados

Para el estudio de la reconstrucción del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ con electrones a partir de clusters topológicos se utilizaron datos de ATLAS colectados desde marzo hasta julio del 2010. Estos datos corresponden a los *Runs* contenidos desde el período A hasta parte del período D y comprenden aproximadamente $240nb^{-1}$ de luminosidad integrada. Para la primera observación de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ con electrones de reconstrucción estándar se utilizaron todos los datos disponibles desde el período A hasta el período I inclusive comprendiendo aproximadamente $45pb^{-1}$ de datos colectados por ATLAS.

Los triggers usados en la toma de datos varían dependiendo del período en función de la luminosidad instantánea. En todos los casos se utilizaron todos los triggers de electrones disponibles en cada período. Esto significa que se toman en cuenta todos los eventos que hayan sido disparados por cualquier trigger de electrones. Durante Los períodos A, B y C los triggers usados fueron aquellos del L1, dado que el HLT estaba aún en etapa de prueba y puesta a punto. Durante los períodos D y E los triggers usados son e3_loose, e3_medium, 2e3_loose. A partir del período F los *pre-scale* de los ítems e3 son demasiado altos. Los ítems de Trigger utilizados a entonces son e5_medium, e5_tight, 2e3_medium, 2e5_loose, 2e5_medium 2e5_tight y e10_loose. A partir del período H, se incorpora el trigger doble e5_tight.e5_NoCut especialmente configurado para la observación del J/ψ .

Los ítems de Trigger de menor p_T sin *pre-scale* se muestran en la tabla 8.1 para distintos períodos.

Las simulaciones Montecarlo utilizadas comprenden señal de *prompt* $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ y fondo de *Minimum Bias* y de QCD a partir de emisiones de quarks c y quarks b.

Período	Items de Trigger de electrones
D	e3_medium, e5_loose, 2e3_loose
E	e10_loose, 2e3_loose
F	e10_medium, e15_loose, 2e3_medium
G	e10_medium, e15_loose, 2e5_medium
H	e15_medium, e20_loose, 2e5_medium, 2e10_loose
I	e15_medium, e20_loose, 2e10_loose

Tabla 8.1: Items de Trigger de menor umbral sin *pre-scale* utilizados para disparar eventos de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ en los distintos períodos de la toma de datos del 2010.

Los eventos *prompt* J/ψ están generados con PYTHIA modelados con los mecanismos singlete de color y octete de color descritos en 3.3. No se tomaron en cuenta los J/ψ a partir del decaimiento de B, dado que con la cantidad de datos tomados durante 2010, no es posible distinguir entre ambas producciones del J/ψ a partir de su observación en su decaimiento a e^+e^- .

Para la observación a partir de clusters topológicos, se realizó la reconstrucción no estándar de datos y eventos Montecarlo de señal y fondo. Para la observación a partir de la reconstrucción estándar, se utilizaron los datos y eventos Montecarlo reconstruidos en forma centralizada por la colaboración ATLAS.

La tabla 8.2 resume las nomenclaturas y cantidad de datos disponibles en cada muestra.

Muestra	Descripción	Cantidad	
		Cl. Topo	Estándar
JPsiee	Señal <i>prompt</i> J/ψ		$5 \cdot 10^6$
bbe3X	QCD con quarks b y 1 e con $p_T > 3$ GeV	$2 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^6$
cce3X	QCD con quarks b y 1 e con $p_T > 3$ GeV	$2 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^6$
MB	Eventos <i>Minimum Bias</i> (MB)	$5 \cdot 10^6$	–
Datos	Datos colectados en ATLAS a $\sqrt{s} = 7$ TeV	240nb^{-1}	45pb^{-1}

Tabla 8.2: Descripción de muestras de datos y Montecarlo utilizadas para la observación de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

8.3 Selección y reconstrucción del J/ψ

Un candidato $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ es un evento con dos candidatos electrones¹ reconstruidos que satisfacen criterios de selección descritos en detalle en las sección siguiente, que tengan cargas opuestas (un par e^+e^-) y la masa invariante del par se encuentre en

¹En ATLAS “electrón” se refiere tanto a electrón como a positrón

el entorno de la masa del $J/\psi \approx 3.096$ GeV. Como se menciona más arriba, en la toma de datos del 2010 de ATLAS se utilizaron dos tipos de reconstrucciones de electrones para reconstruir candidatos J/ψ : el método de clusters topológicos para la reconstrucción de electrones se utilizó durante aproximadamente la primera mitad de la toma de datos del año 2010. En cambio la reconstrucción estándar se usó para la observación del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ al final de la toma de datos del 2010 usando toda la luminosidad integrada registrada, cuando la limitación de la estadística por la pérdida de eficiencia de reconstrucción por debajo de los 3 GeV ya no era un problema.

8.3.1 Reconstrucción a partir de electrones de clusters topológicos

La selección estándar de electrones provee conjuntos de cortes de selección (`loose`, `medium` o `tight`), cada uno con distintas eficiencias de selección y de rechazo del fondo (ver sección 7.1).

Como se detalló previamente, los electrones utilizados para la reconstrucción de candidatos J/ψ fueron reconstruidos por el algoritmo de clusters topológicos, que no es el estándar. De modo que la selección tuvo que ser optimizada para estos electrones, seleccionando algún subconjunto de variables que permitan la separación entre electrones y fondo.

Para poder seleccionar las variables que más poder de discriminación tienen, se compararon sus distribuciones en eventos simulados Montecarlo de señal (eventos con $J/\psi \rightarrow e^+e^-$) y eventos simulados de fondo (eventos *Minimum Bias*²).

La selección de J/ψ se inicia identificando eventos con un vértice primario de al menos 3 trazas. Para asegurar la buena reconstrucción del calorímetro electromagnético, no se toman en cuenta los electrones reconstruidos en la vecindad de una placa interfaz (FEB) de la primera o segunda capa del calorímetro electromagnético que no está proveyendo señal (zona del detector averiada en ese *Run*). La primera y segunda capa del calorímetro electromagnético es la región donde la mayor parte de la energía de la cascada electromagnética de partículas es depositada. La pérdida de aceptación debido a esto es del orden de 5% por electrón.

Dado que la selección hace uso del TRT, los electrones reconstruidos deben estar dentro de su área de aceptación : $|\eta| < 2$. Además se excluyen aquellos electrones que se encuentren en la región de la transición Barril-Tapas : $1.37 < |\eta| < 1.52$

²En ATLAS los eventos en los cuales hay colisiones inelásticas *Non-single diffractive*

donde la eficiencia de reconstrucción y del trigger es baja.

Los candidatos J/ψ se buscan en eventos que tengan al menos 2 electrones reconstruidos, ambos satisfaciendo los siguientes cortes de selección (ver sección 7.1 para la definición de las variables), obtenidas a partir de estudios Montecarlo de señal y fondo reconstruidos con clusters topológicos:

- El valor de R_η debe ser mayor que 0.85(0.90) para $|\eta| < 1.5$ (>1.5)
- La energía en el primer compartimiento del calorímetro hadrónico debe ser menor al 25% del impulso de la traza.
- La energía depositada en la primera capa del calorímetro electromagnético debe ser de al menos 350 MeV ($\approx 4\sigma$ por encima del ruido electrónico)
- Al menos el 15% de la energía reconstruida debe quedar depositada en la primera capa del calorímetro electromagnético.
- Las trazas deben dejar al menos 10 impactos en el TRT.
- La fracción de impactos de alto umbral en el TRT debe ser de al menos 12%. Este requisito es significativamente más estricto que el de la reconstrucción estándar.
- El p_T de la traza del electrón debe ser de al menos 2 GeV.
- Al menos un impacto en el detector de píxeles, un impacto en la primera capa del detector de píxeles (llamada “capa b”) excepto por aquellos módulos que no hayan sido leídos. Este requisito reduce ampliamente el fondo proveniente de fotones convertidos.
- Al menos 7 impactos en el detector de silicio.
- La distancia mínima d_0 entre la traza y el vértice reconstruido sin dicha traza, debe ser menor a $5 \sigma_{d_0}$.

A su vez, al menos uno de los electrones debe satisfacer los siguientes requisitos:

- p_T de la traza > 4 GeV.
- Energía transversa sin calibrar (o sea sin tener en cuenta la pérdida por deposición en el material no activo del detector) de al menos 2.5 GeV.

- Fracción de impactos de alto umbral en el TRT de al menos 0.18.

Y finalmente los siguientes requisitos deben ser cumplidos por el par de electrones que satisfacen lo anterior:

- Remover las duplicaciones o superposiciones. Para ello se pide $|\Delta\eta| > 0.05$ o $|\Delta\phi| > 0.1$ quedándose siempre con el cluster de mayor energía transversa sin calibrar.
- Las trazas de los electrones deben estar separadas por $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \geq 0.1$
- p_T del par tiene que ser al menos de 0.5 GeV

La tabla 8.3 sintetiza los cortes, sus valores y descripción.

Selección	Descripción del corte	Valor del corte
Requisitos para todos los electrones		
R_η	$\frac{\text{Energía cluster de } 3 \times 7}{\text{Energía cluster de } 7 \times 7}$	> 0.85 (0.9) para $ \eta < 1.5$ ($ \eta \geq 1.5$)
R_{HAD}	$\frac{\text{Energía en } 1^{er} \text{ capa del C. Hadr.}}{p_T \text{ de la traza}}$	< 0.25
E_{RAW}	Energía depositada en el C. EM. sin calibrar	> 350 MeV
$f1$	$\frac{E_{\text{capa1}}}{E_{\text{capa1}} + E_{\text{capa2}} + E_{\text{capa3}}}$	> 0.15
TRT_{hit}	Impactos en el TRT	≥ 10
$\text{hTRT}_{\text{frac}}$	Fracción de impactos en TRT de alto umbral	> 0.12
$p_{T\text{traza}}$	Impulso transverso de traza	> 2 GeV
PIX_{hit}	Impactos en detector de píxeles	≥ 1
$\text{bLayer}_{\text{hit}}$	Impactos en capa b del detector de píxeles	≥ 1
SCT_{hit}	Impactos en detector de silicio	≥ 7
d_0	Significancia del parámetro de impacto	$< 5\sigma$
Requisitos para uno de los electrones ("tag")		
$p_{T\text{traza}}$	Impulso transverso de la traza	> 4 GeV
E_{RAW}	Energía del cluster sin calibrar	> 2.5 GeV
$\text{hTRT}_{\text{frac}}$	Fracción de impactos en el TRT de alto umbral	> 0.18
Requisitos para el par de electrones		
Remoción de duplicación de clusters		$ \Delta\eta > 0.05$ o $ \Delta\phi > 0.1$
Remoción de duplicación de trazas		$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \geq 0.1$
p_T del par de electrones		≥ 0.5 GeV

Tabla 8.3: Resumen de cortes de selección de candidatos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ usando clusters topológicos.

Eventos simulados Montecarlo de señal y de fondo (*Minimum Bias*) fueron usados para elegir los valores de los cortes en las variables de reconstrucción de los

electrones iniciados a partir de clusters topológicos. Se conoce que el principal poder de separación a estas energías entre electrones y fondo se consigue con las variables f_1 (fracción de la energía del calorímetro electromagnético depositada en la primera capa), R_η (fracción $\frac{\text{Energía depositada en cluster de } 3 \times 7}{\text{Energía depositada en cluster de } 7 \times 7}$) y hTRT (fracción de impactos en el TRT con alto umbral) [49, 82].

La figura 8.1 muestra las distribuciones de las variables con más poder de separación comparando eventos simulados Montecarlo de señal y fondo para electrones reconstruidos con clusters topológicos. Para que tenga sentido la comparación, los eventos de fondo *Minimum Bias* están ya filtrados con algunos cortes de selección mínimos, como por ejemplo eventos con dos electrones candidatos con trazas reconstruidas y con $\text{hTRT} > 0.07$. Además se aplicó para ambas muestras (señal y fondo) el requisito de al menos un electrón con p_T de traza > 2 GeV, 10 impactos en el TRT y al menos 350 MeV depositados en la primera capa del calorímetro electromagnético.

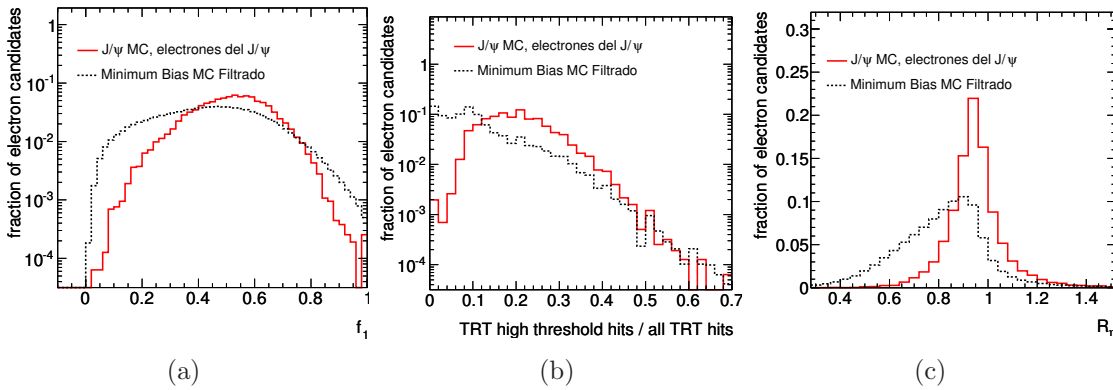


Figura 8.1: Distribución de las variables (a) f_1 , (b) hTRT, (c) R_η para electrones reconstruidos iniciados con clusters topológicos, comparando señal y fondo Montecarlo.

8.3.2 Reconstrucción a partir de electrones de reconstrucción estándar

Este método de reconstrucción de los candidatos J/ψ utiliza electrones reconstruidos con los algoritmos por defecto de ATLAS como se describe en la sección 7.1.

Los eventos considerados para reconstruir candidatos J/ψ deben satisfacer:

- Dos electrones de carga con signo opuesto (SO)
- Ambos electrones deben tener $p_T > 5$ GeV.

- Ambos electrones deben satisfacer los cortes “Tight”.
- Ambos electrones en $|\eta| < 2$ (por la cobertura del TRT), y fuera del area de transición entre las Tapas y el Barril ($1.37 < |\eta| < 1.52$)

8.4 Observación de la señal del J/ψ con electrones de clusters topológicos

8.4.1 Distribución de la masa invariante

Se usaron dos métodos para obtener la masa invariante de los pares de electrones.

Usando sólo información de las trazas: en esta estrategia, las posiciones η , ϕ y el impulso transversal p_T del electrón se obtienen de la reconstrucción de las trazas, y su energía E_{el} se obtiene a partir del impulso reconstruido y usando que la masa del electrón es 511 keV.

Usando el calorímetro electromagnético para reconstruir su energía: en esta estrategia, las posiciones η , ϕ y el impulso transversal p_T del electrón se obtiene de la reconstrucción de las trazas y la energía reconstruida en el calorímetro electromagnético

En la región de bajo p_T , es sabido que la resolución del calorímetro ($\approx 10\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$) es peor que la resolución en p_T de las trazas ($\approx 2\%$) para el candidato electrón. Sin embargo, en la reconstrucción por defecto de las trazas, se hace un ajuste global χ^2 usando la hipótesis del pión [76] y no se toma en cuenta la pérdida de p_T por *bremsstrahlung*. Existen algoritmos en ATLAS para recuperar pérdidas por *bremsstrahlung*, pero aún no están implementados en la reconstrucción oficial y no fueron utilizados para el análisis de la primera observación de la resonancia $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ que se presenta en esta Tesis.

La figura 8.2 muestra la distribución de masa invariante de dos electrones reconstruidos en eventos que satisfacen todos los requisitos mencionados mas arriba. Las masas invariantes están obtenidas para pares de electrones con cargas signo opuesto (OS) para datos y para simulaciones Montecarlo. En ambos casos se ajusta una función Novosibirsk a la distribución y para los datos se supone además una forma lineal del fondo [82].

La definición de la función Novosibirsk es la siguiente:

$$f_{\text{Nvsb}}(m) = A_s \exp\left(-0.5 \cdot \frac{\ln^2[1 + \Lambda \cdot (m_0 - m)]}{b^2}\right) \quad (8.1)$$

donde $\Lambda = \frac{\sinh(b\sqrt{\ln 4})}{\sigma\sqrt{\ln 4}}$, m_0 es la posición del pico, σ es el ancho del pico y b es el parámetro de la cola.

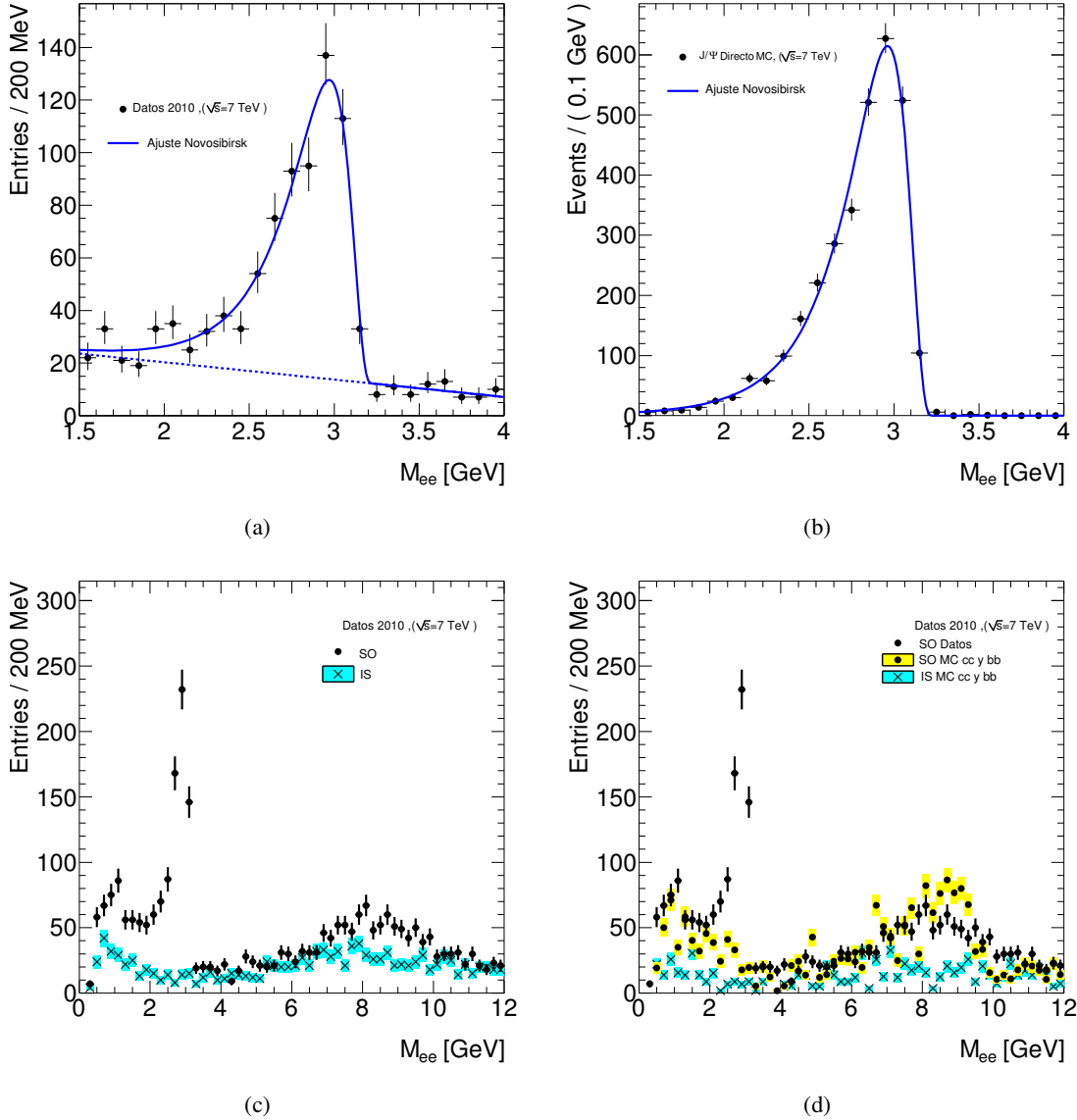


Figura 8.2: Distribución de masas invariantes utilizando sólo información de las trazas (sin usar el calorímetro electromagnético) y sin recuperación por *bremsstrahlung* para (a) datos, (b) señal Montecarlo, (c) datos en un rango más amplio comparando pares de carga de signo opuesto (SO) y de igual signo (IS) y (d) comparando pares SO a fondo QCD de quarks pesados Montecarlo. Los ajustes en (a) y en (b) están hechos con la función Novosibirsk.

Como se mencionó anteriormente, además de analizar la masa invariante de pares e^+e^- usando sólo la información de las trazas, se obtuvo la masa invariante usando la energía reconstruida por el calorímetro electromagnético. En la figura 8.3 se muestra la masa invariante de eventos con pares e^+e^- reconstruidos a partir de clusters topológicos, usando la energía reconstruida en el calorímetro electromagnético y las posiciones η y ϕ a partir de la reconstrucción de las trazas. Se compara datos reales y eventos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ simulados Montecarlo.

En este caso se ajusta una función Crystal Ball en la región del pico y el fondo (para el caso de los datos) se describe con una recta. La función Crystal Ball se define de la siguiente manera [82]:

$$f_{\text{CB}}(m) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma^2}\right) & \text{if } \frac{m-m_0}{\sigma} \geq -\alpha, \\ A \cdot \left(B - \frac{m-m_0}{\sigma}\right)^2 & \text{if } \frac{m-m_0}{\sigma} < -\alpha. \end{cases} \quad (8.2)$$

donde $A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)$ y $B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$.

Tanto la función Crystal Ball como la Novosibirsk modelan la asimetría del pico del J/ψ . Esta asimetría se evidencia con una cola en la distribución hacia valores más bajos de masa invariante y es consecuencia de la subestimación del p_T de las trazas por no tener en cuenta las pérdidas por *bremsstrahlung*.

La tabla 8.4 muestra para electrones iniciados por clusters topológicos, los resultados de los ajustes de los picos para datos y Montecarlo, comparando los parámetros de la masa invariante con los dos enfoques: sólo usando información de las trazas y usando la energía reconstruida en el calorímetro electromagnético. Los resultados de los ajustes de las distintas funciones no se pueden comparar directamente entre sí debido a que la definición de los parámetros es distinta (m_0 y σ son distintos en cada función), pero vale contrastarlos para ver que hay consistencia entre los dos métodos de ajuste y de reconstrucción.

Lo que se desprende de la tabla 8.4 es que entre datos reales y simulación Montecarlo los valores están de acuerdo dentro del 1%, un buen acuerdo teniendo en cuenta la incerteza en la calibración de energía en estos valores [76, 83], implementada en la simulación del detector.

El hecho de que la reconstrucción de la masa del J/ψ a partir de pares e^+e^- en ATLAS se encuentre un $\approx 3\%$ por debajo del valor de $3.096 \pm 1.1 \cdot 10^{-5}$ GeV del PDG [84] se debe a que:

- i) las calibraciones del detector ATLAS están optimizadas para electrones de $p_T > 3\text{GeV}$ mientras que en el presente análisis el rango de p_T es a partir de 2

GeV

- ii) no se está teniendo en cuenta el *bremsstrahlung* para determinar el p_T de los electrones.
- iii) la calibración final de la escala de energía electromagnética a partir de las resonancias $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ y $Z \rightarrow e^+e^-$ no se ha implementado al momento de la escritura de esta Tesis.

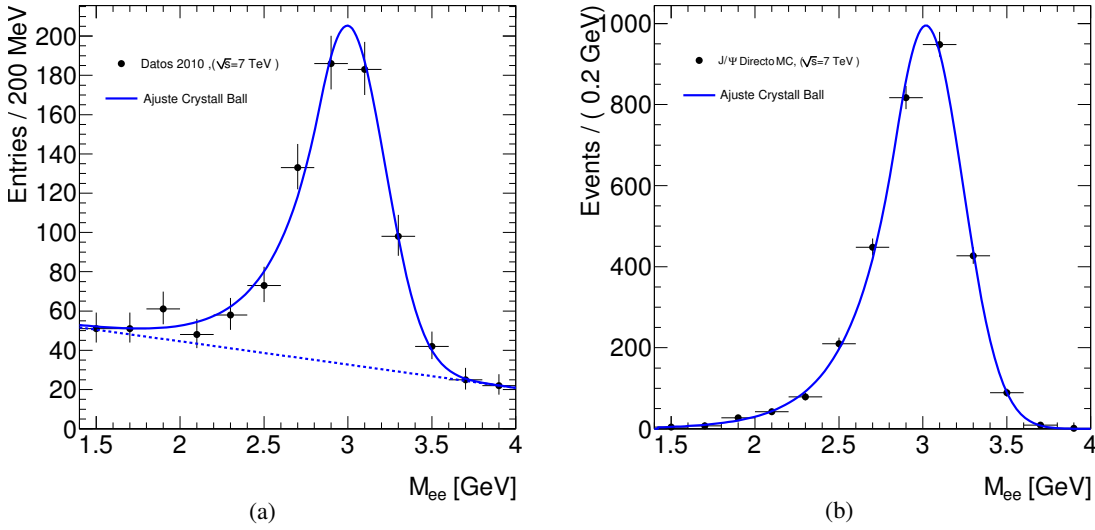


Figura 8.3: Distribución de masas invariantes utilizando información del calorímetro para determinar la energía de los electrones y la información de las trazas para determinar posición para datos (a) y señal Montecarlo (b). El ajuste a la distribución se realizó con la función Crystal Ball.

Por último, la figura 8.4 muestra algunas de las propiedades cinemáticas de los eventos candidatos J/ψ que corresponden a eventos con ambos electrones satisfaciendo todos los requisitos enumerados en 8.3.1, ambos con carga de signo opuesto (SO) y además con una masa invariante entre los valores $2.5\text{GeV} < m_{ee} < 3.2\text{GeV}$. Las distribuciones que se muestran corresponden al par de electrones reconstruidos del candidato J/ψ . Tanto η , ϕ como p_T , se obtienen a partir de los cuadrimomentos de los electrones. La variable $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ denota la distancia entre ambos electrones en el espacio η, ϕ . En estas figuras no se ha removido el fondo. Sin embargo, como se ve en las figuras 8.2 (a) y 8.3 (a) es de esperar que el acuerdo entre datos y Montecarlo sea bueno dado que los cortes son bastante estrictos haciendo que los datos están fuertemente dominados por señal de J/ψ , poniendo en evidencia la producción y observación de dicha resonancia.

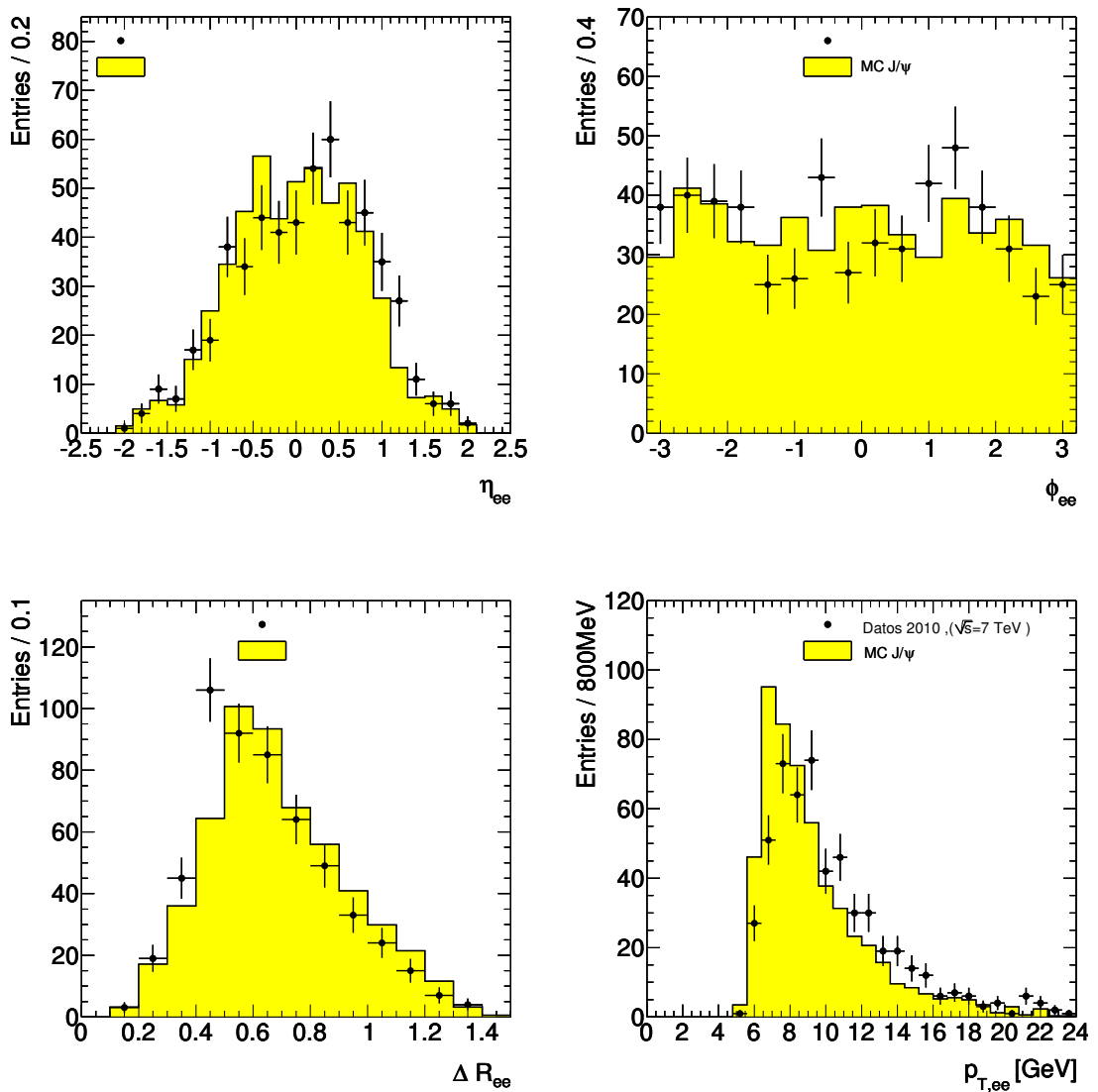


Figura 8.4: Distribución de variables cinemáticas de los candidatos J/ψ reconstruidos con electrones iniciados de clusters topológicos y usando sólo información de las trazas (sin usar calorímetro electromagnético). Comparación entre datos reales (puntos negros) y señal Montecarlo.

8.5 Primera medida de la señal J/ψ con electrones de reconstrucción estándar

Hacia el final de la toma de datos del 2010 de ATLAS, la cantidad de datos adquiridos permitió el uso de electrones reconstruidos en forma estándar para la reconstrucción del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Esta determinación significó un gran desafío porque esta reconstrucción está optimizada para electrones con p_T por encima de los 3 GeV. La

Método	Masa (GeV)	σ_{Masa} (GeV)	#señal	#fondo
Datos				
Sólo trazas	2.972 ± 0.017	0.185 ± 0.013	583 ± 43	108 ± 22
Trazas y Calo	2.999 ± 0.016	0.221 ± 0.017	560 ± 41	226 ± 36
Montecarlo				
Sólo trazas	2.962 ± 0.006	0.186 ± 0.0035		
Trazas y Calo	3.019 ± 0.005	0.220 ± 0.0033		

Tabla 8.4: Resultados de los ajustes de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ a partir de la reconstrucción de electrones iniciadas por clusters topológicos. El ajuste de la masa invariante usando sólo información de las trazas se hizo con una función Novosibirsk y el ajuste de la masa invariante usando la energía del calorímetro electromagnético se hizo con una función Crystal Ball.

principal ventaja de esta reconstrucción por sobre la iniciada por clusters topológicos es que es la reconstrucción oficial de electrones de ATLAS de modo que está en concordancia con los cortes del trigger y reoptimizada con las primeras calibraciones. Así mismo, se trata de la reconstrucción de los análisis oficiales que serán publicados por ATLAS para la calibración de los calorímetros y determinación de eficiencias de reconstrucción y trigger a partir de la resonancia $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, que se presentan como parte de esta Tesis en el capítulo 9.

8.5.1 Distribución de la masa invariante

Las mismas dos estrategias para obtener la masa invariante de los pares de electrones utilizados en la reconstrucción a partir de clusters topológicos fueron utilizados en la reconstrucción de electrones estándar:

- Usando sólo información de las trazas.
- Usando el calorímetro electromagnético para reconstruir su energía

La figura 8.5 muestra la distribución de masa invariante de pares e^+e^- reconstruidos que satisfacen todos los requisitos para los electrones del decaimiento del J/ψ mencionados en la sección 8.3.2. Las masas invariantes se obtienen a partir de pares de electrones con cargas signo opuesto (OS) para datos y para simulaciones Montecarlo. En ambos casos se realizó un ajuste a la distribución de masa invariante con una función Novosibirsk definida en la ecuación (8.1). A diferencia del caso con clusters topológicos se supone una forma exponencial para el del fondo.

En la figura 8.6 se muestra la reconstrucción del pico del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ con datos de ATLAS, comparando con eventos de fondo QCD de quarks pesados simulados con

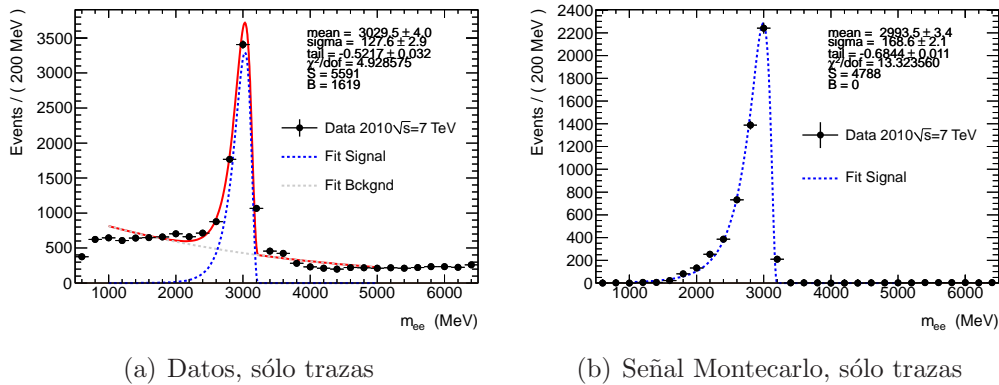


Figura 8.5: Distribución de masas invariantes utilizando sólo información de las trazas (sin usar el calorímetro electromagnético) y sin recuperación por *bremstrahlung* para datos (a) y señal Montecarlo (b). Los ajustes en (a) y en (b) están hechos con la función Novosibirsk.

técnicas Montecarlo. Este fondo QCD se compone de eventos en los que un quark c o un quark b generan un electrón. Se ha observado en los datos colectados por ATLAS que el fondo QCD de dos electrones es menor que lo simulado en eventos Montecarlo. De modo que el fondo QCD de eventos simulados Montecarlo está normalizado a los datos con eventos e^+e^- reconstruidos entre $3.2 \text{ GeV} < m_{ee} < 12 \text{ GeV}$.

En la figura 8.7 se muestra la masa invariante de e^+e^- reconstruidos de modo estándar, usando la energía reconstruida en el calorímetro electromagnético y las posiciones η y ϕ a partir de la reconstrucción de las traza y se compara datos (a) y eventos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ simulados Montecarlo (b). En este caso una función Crystal Ball definida en la ecuación (8.2) se ajustó a la distribución y una exponencial se ajustó al fondo.

La tabla 8.5 muestra para electrones reconstruidos de modo estándar, los resultados de los ajustes de las distribuciones de $m_{e^+e^-}$ para datos y Montecarlo, comparando los valores de los parámetros de la masa invariante con los dos enfoques: sólo usando información de las trazas y usando la energía reconstruida en el calorímetro electromagnético.

Los resultados de la tabla 8.5 muestran que con la actual selección de eventos de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ a partir de electrones de reconstrucción estándar, y utilizando las trazas para determinar el p_T y la posición de los electrones, se han observado 5590 ± 75 candidatos J/ψ . Esta cantidad está calculada a partir de parametrizar el fondo con una exponencial y el pico con una función Novosibirsk.

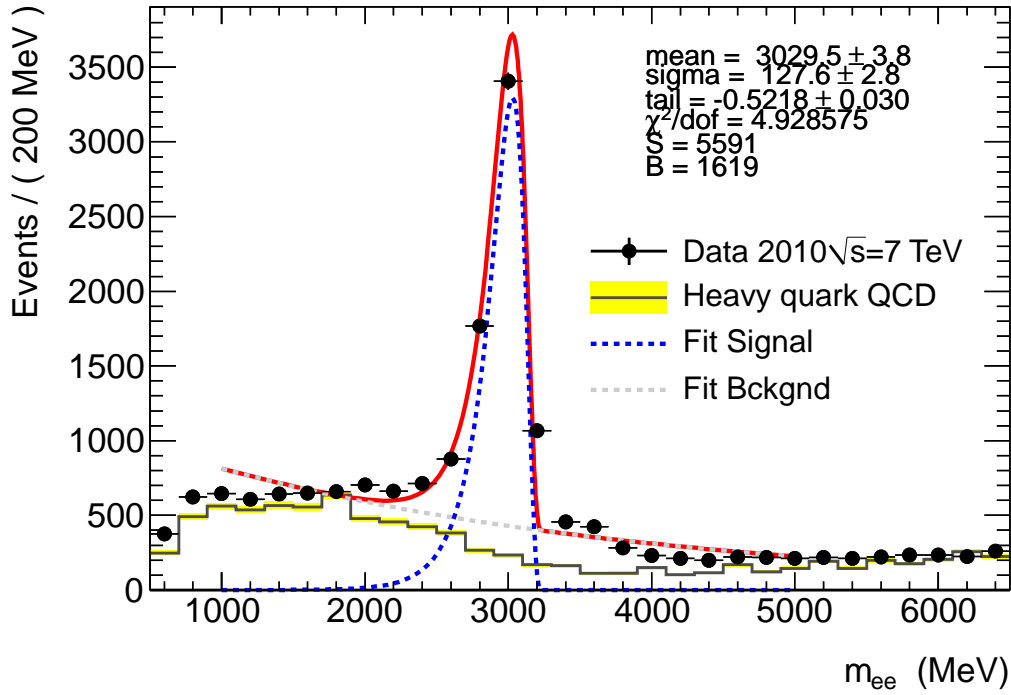


Figura 8.6: Distribución de masa invariante $m_{e^+e^-}$ utilizando sólo información de las trazas para datos (puntos negros) y eventos de fondo de QCD de quarks pesados simulados Montecarlo.

A diferencia del caso del estudio preliminar con clusters topológicos, el acuerdo en la masa entre datos y Montecarlo es mejor que el 1% para el caso en el que la información del calorímetro electromagnético es utilizada para computar la masa invariante. Esto se debe a que tanto las muestras de eventos Montecarlo como los eventos de datos están reconstruidos con una versión de ATHENA mejorada respecto de la usada para el estudio de clusters topológicos, que incluye nuevas calibraciones para los calorímetros y mejor modelaje del material extra refinado a partir de los estudios realizados con datos del 2010 [85–87]. Al igual que en el caso de electrones iniciados por clusters topológicos, la reconstrucción de la masa del J/ψ está un $\approx 3\%$ por debajo del valor del PDG [84] de 3.096 GeV. En este análisis no se utilizaron los algoritmos de recuperación por pérdida por *bremstrahlung*, en parte responsable de este corrimiento.

Algunas características de la cinemática de los eventos candidatos J/ψ ($2.5 \text{ GeV} < m_{e^+e^-} < 3.2 \text{ GeV}$) con electrones reconstruidos en forma estándar (como se describe en 8.3.2) se presenta en la figura 8.8. Las distribuciones que se muestran corresponden al par de electrones reconstruidos del candidato J/ψ . Los valores de η , ϕ y p_T se obtienen a partir de los cuádrimomentos de los electrones

Método	Masa (GeV)	σ_{Masa} (GeV)	#señal	#fondo
Datos				
Sólo trazas	3.029 ± 0.004	0.127 ± 0.003	5590 ± 75	1619 ± 40
Trazas y Calo	3.105 ± 0.003	0.250 ± 0.013	1620 ± 40	758 ± 27
Montecarlo				
Sólo trazas	2.993 ± 0.001	0.168 ± 0.0038		
Trazas y Calo	3.104 ± 0.007	0.287 ± 0.006		

Tabla 8.5: Resultados de los ajustes de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ a partir de la reconstrucción estándar de electrones. El ajuste de la masa invariante usando sólo información de las trazas se hizo con una función Novosibirsk y el ajuste de la masa invariante usando la energía del calorímetro electromagnético se hizo con una función Crystal Ball.

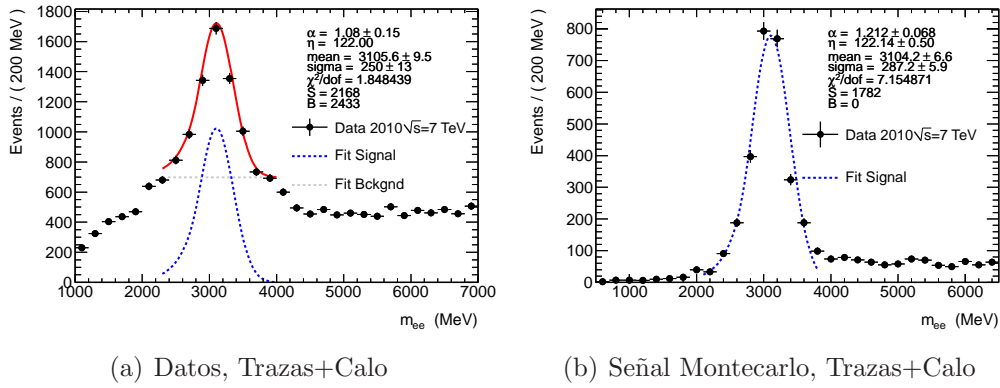


Figura 8.7: Distribución de masas invariantes utilizando información del calorímetro para determinar la energía de los electrones y la información de las trazas para datos (a) y señal Montecarlo (b).

y $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ denota la distancia entre ambos electrones en el espacio η, ϕ . Hay un buen acuerdo entre datos y señal Montecarlo. La clara señal del pico de la resonancia sobre el fondo observado garantizan la validez de la primera reconstrucción y observación de J/ψ en ATLAS, aún a pesar que el detector está optimizado para medir impulsos transversos mayores.

8.5.2 Estudio preliminar de respuesta de uniformidad

A partir de la reconstrucción del pico del J/ψ con la reconstrucción estándar de electrones se puede poner a prueba la linealidad y uniformidad del calorímetro electromagnético. La figura 8.9 muestra la distribución de masa invariante de e^+e^- en la región del Barril ($|\eta| < 1.37$) y de las Tapas ($1.52 > |\eta| < 2.5$) comparando datos reales tomados durante 2010 y eventos de señal Montecarlo. A pesar de que

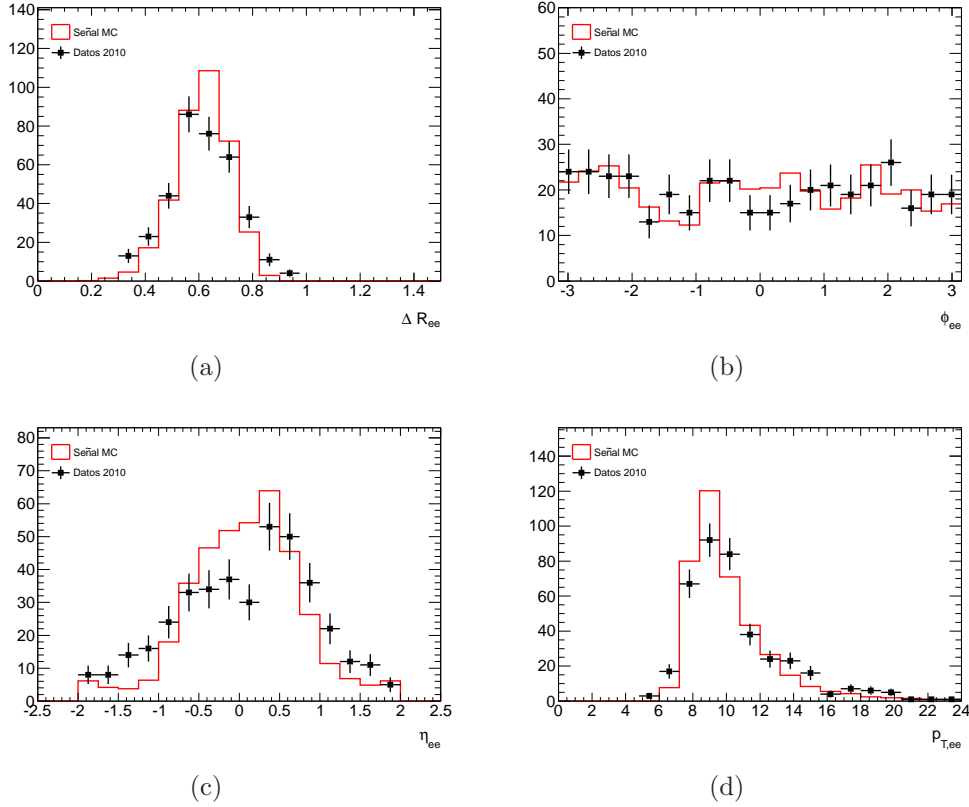


Figura 8.8: Distribución de variables cinemáticas de los candidatos J/ψ reconstruidos con electrones de reconstrucción estándar y usando sólo información de las trazas (sin usar calorímetro electromagnético). Comparación entre datos reales (puntos negros) y señal Montecarlo.

no hay suficiente estadística para hacer un estudio preciso de uniformidad en varias regiones de η , estas distribuciones sugieren que en la región de las Tapas hay una subestimación del p_T de los electrones (al menos a estos valores bajos de p_T) tanto en eventos simulados Montecarlo como en eventos reales.

La energía reconstruida de los candidatos J/ψ se obtuvo en este caso a partir del calorímetro electromagnético, de modo que se utiliza una función Crystal Ball para realizar el ajuste a la distribución de $m_{e^+e^-}$ en la región del pico.

8.6 Espectro de $m_{e^+e^-}$ entre 0.9 y 120 GeV

Los datos disponibles de la toma de datos de ATLAS en 2010, contienen suficiente estadística como para hacer una observación del espectro de masa invariante a electrón-positrón en un rango amplio que evidencia la excelente performance de ATLAS con los primeros datos colectados durante el 2010. Dicho espectro se presenta en la figura

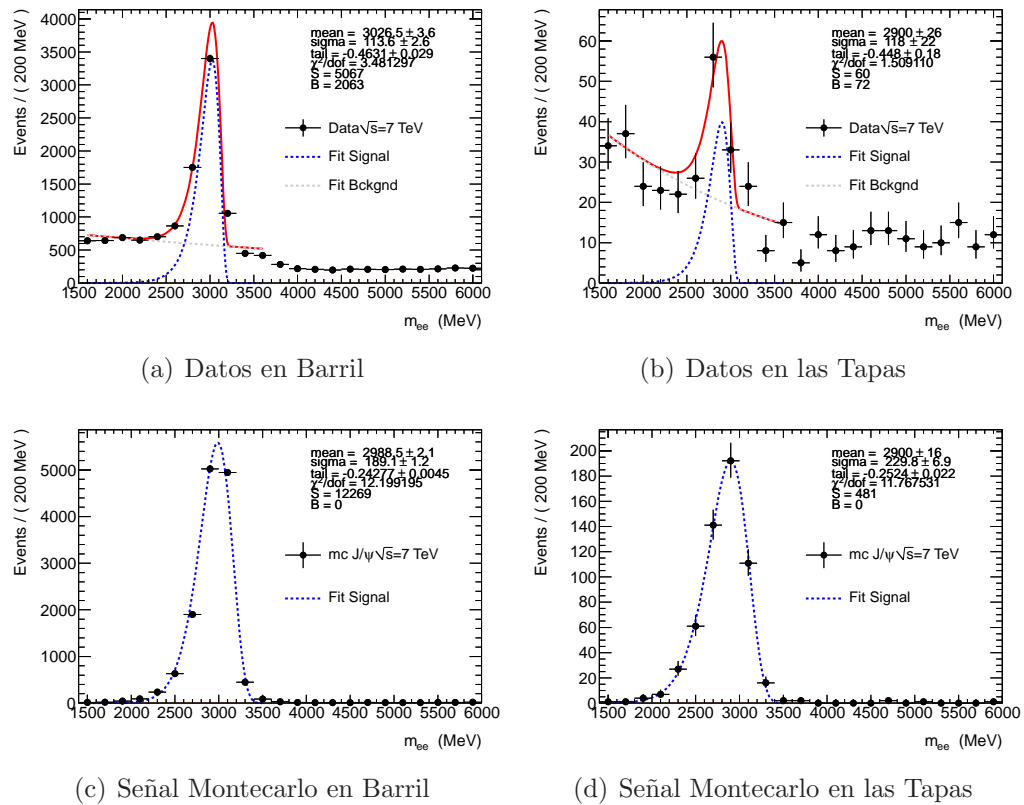


Figura 8.9: Distribución de masa invariante de e^+e^- en la región del Barril y de las Tapas comparando datos reales tomados duranteo 2010 y eventos de señal Montecarlo.

8.10. Debe destacarse que un estudio riguroso de la señal Z en ATLAS se presentó en la referencia [88]. En la reconstrucción de electrones en modo estándar, la selección de electrones que más rechaza el fondo es la selección *tight-Iso*, que corresponde a la selección *tight* más requisitos de aislamiento para electrones. En la observación del J/ψ en su decaimiento a e^+e^- la selección de los eventos (descrita en 8.3.2) muestra un importante rechazo al fondo y una buena eficiencia para eventos con dos electrones de bajo p_T , haciendo que la señal de la resonancia $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ se presente como un claro pico en las figuras 8.6 y 8.5. Esta selección contiene requisitos que no son óptimos para resonancias con masas invariantes más altas. En particular el corte de p_T de cada electrón > 5 GeV, ya que a masas invariantes más altas es apropiado pedir electrones de mayor p_T para reducir aún más el fondo de jets QCD de alto p_T .

La figura 8.10 muestra el espectro completo de eventos con par e^+e^- reconstruidos, satisfaciendo la selección del J/ψ a partir de electrones de reconstrucción estándar pero requiriendo que los electrones satisfagan la selección *tight-Iso*. Se

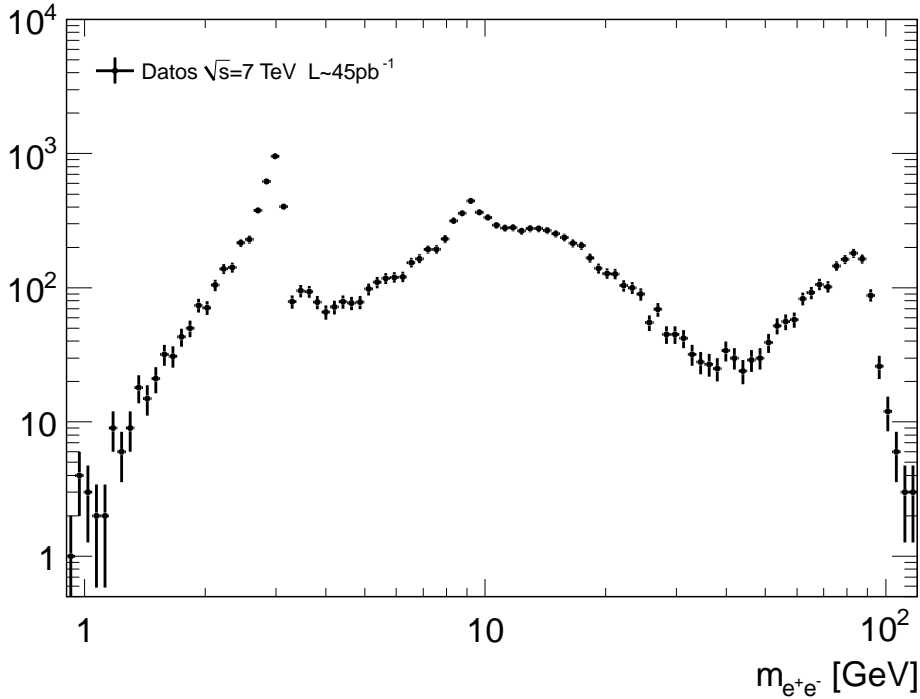


Figura 8.10: Espectro de masa invariante de e^+e^- entre 0.9 GeV y 120 GeV. Los picos del J/ψ y del Z se ven claramente. Ambos ejes están en escala logarımica.

puede observar claramente el pico del J/ψ en ~ 3 GeV y el pico del Z en ~ 90 GeV. También se ve un exceso entre 9 y 10 GeV que corresponde al Υ , que si bien es claro, no es lo suficientemente limpio como para repetir en esta resonancia los estudios realizados para el J/ψ .

Comentarios finales

Parte del trabajo realizado en esta Tesis Doctoral descrito en este capítulo es el aporte a la primera observación en ATLAS de la producción de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. El análisis se llevó a cabo con dos métodos distintos de reconstrucción de electrones cada uno con diferente grado de complejidad. Por un lado, para los primeros datos registrados en el 2010 se utilizó una reconstrucción no estándar de electrones (clusters topológicos) más eficiente para electrones de muy bajo impulso transverso. Para el análisis de los datos del 2010 ($\sim 45 pb^{-1}$) se utilizó la reconstrucción estándar de electrones optimizada para impulsos transversos por encima de 5 GeV. En ambos casos se observa un exceso muy claro en la distribución de masa invariante de e^+e^- que se corresponde con la resonancia del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Si bien la estadística actual

no permite la determinación de la sección eficaz de producción de J/ψ en este canal, evidencia la excelente performance de ATLAS en la primera etapa de toma de datos, en la que el detector no ha sido aún calibrado de manera definitiva.

La reconstrucción del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ provee de una excelente fuente de electrones de alta pureza producidos por primera vez en colisiones pp a energías de centro de masa de 7 TeV [82].

9

Primera determinación de la
eficiencia del Trigger de electrones
a partir de datos usando

$$J/\psi \rightarrow e^+e^-$$

9.1 Eficiencia del trigger de electrones

En ATLAS se han desarrollado varios métodos para obtener la eficiencia de reconstrucción de electrones con simulaciones Montecarlo y también a partir de los datos colectados en las colisiones pp en el LHC [64, 76]. A diferencia de las estimaciones de eficiencia obtenidas con eventos simulados Montecarlo, los métodos basados en datos permiten independizar la determinación de las eficiencias de la precisión en la descripción del detector, simulación de la electrónica, del material no activo, etc, a pesar de que la simulación del detector ha probado de ser óptima en las primeras comparaciones con los datos colectados en 2009 y 2010.

El conocimiento detallado de la eficiencia de reconstrucción de electrones tanto *Off-line* como en el trigger son un elemento crucial para poder realizar mediciones precisas de secciones eficaces de procesos que involucren electrones en su estado final, tanto en procesos del Modelo Estándar como más allá del Modelo Estándar permitiendo además acotar los sistemáticos en el análisis final.

En este capítulo se presentan los primeros resultados de haber aplicado el método *Tag&Probe* para la determinación de la eficiencia del trigger de electrones de bajo impulso transversal a partir de los $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ reconstruidos en los datos de ATLAS tomados durante 2010 que se presentara en el capítulo anterior.

A la fecha de la presentación de esta Tesis, este estudio es el único que provee una medida de la eficiencia de trigger de electrones de bajo p_T en ATLAS.

9.2 Datos y simulaciones Montecarlo

El formato de los datos usados para el presente análisis es `egammaD3PD` (ver sección 5.4.2 para más detalles) producidos centralmente por la colaboración con la reconstrucción estándar de electrones. Este formato se usó tanto para los datos recolectados como para las simulaciones Montecarlo. Estas últimas se utilizan para la comparación con las respuestas obtenidas con datos, lo que permite un posterior refinamiento de los modelos en las simulaciones.

9.2.1 Datos

Como se muestra en la sección 5.5 la toma de datos de ATLAS está estructurada en unidades básicas llamadas “*Runs*” que se subdividen a su vez en bloques de luminosidad y en “Períodos” que agrupan una serie de *Runs*. Los *Runs* están identificados con un número único y los períodos se identifican con una letra y un número.

Dado que durante los primeros períodos de la toma de datos de ATLAS en el 2010 la luminosidad instantánea entregada por LHC fue baja, el sistema del Trigger de Alto Nivel (HLT) estaba apagado. En consecuencia, los primeros *Runs* de la toma de datos del 2010 están excluidos para el estudio de la determinación de la eficiencia del trigger.

Los *Runs* que tienen el Trigger de Alto Nivel en funcionamiento son aquellos a partir del período E cuando la luminosidad instantánea superó $L \sim 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Los eventos utilizados para el presente análisis corresponden a los *Runs* a partir del período E3. Los períodos E1 y E2 tienen un error en la selección de los triggers de electrones y fotones y no son aptos para este análisis. El conjunto de datos utilizados comprende 58 *Runs* desde el 160613 (período E3) hasta el 167844 (período I2) y equivale a una luminosidad instantánea de $\approx 39.7 \text{pb}^{-1}$ de datos colectados por ATLAS.

Sólo se tomaron en cuenta los eventos que figuran en las listas de buenos *Runs* (GRL). Estas listas están generadas por el grupo de calidad de datos. Sólo los *Runs* en las que todos los subdetectores están funcionando correctamente figuran en ellas. También se tomaron en cuenta los mapas OTx, en los que figuran para cada *Run*, cuáles son los circuitos de *frontend* del calorímetro electromagnético que no entregan señal (ver sección 7.3).

9.2.2 Montecarlo

Para la generación de eventos simulados Montecarlo en ATLAS se usa PYTHIA [41]. La simulación Montecarlo de eventos J/ψ en ATLAS (el proceso que se utilizó en este estudio) corresponde a la implementación en PYTHIA de producción *prompt* en el mecanismo Modelo de Octete de Color de NRQCD (ver detalles en la sección 3.3.3). Esta producción *prompt* incluye producción directa de J/ψ en la interacción pp, como también del decaimiento radiativo $\chi_c \rightarrow J/\psi\gamma$ (cuando χ_c se genera en la interacción pp). En todos los casos los eventos se generan sin anisotropía polar ni acimutal en el decaimiento del J/ψ .

Para la simulación de los eventos de fondo se consideraron eventos QCD con quarks pesados c y b creados en la interacción pp. En la simulación PYTHIA, estos eventos tienen señal de J/ψ y de Υ . Estas señales han sido removidas de la muestra de eventos para el análisis.

9.3 El método *Tag&Probe* para la determinación de la eficiencia del trigger de electrones en eventos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$

El método llamado *Tag&Probe* consiste en usar la identificación *Off-line* del decaimiento de una resonancia conocida (en este caso $J/\psi \rightarrow e^+e^-$), para obtener una muestra limpia de electrones que serán luego usados en la determinación de la eficiencia de algún ítem de Trigger de electrones.

El candidato electrón que satisface la selección del ítem de Trigger y es identificado *Off-line* es considerado *tag*. Luego se seleccionan los eventos en los que hay un segundo electrón que satisface los criterios de reconstrucción de candidatos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. El segundo electrón es entonces llamado *probe* y se utiliza para determinar la eficiencia del trigger. Dado que se sabe que es un “buen electrón”, es válido usarlo para verificar si la selección del trigger es adecuada para identificar electrones.

Los criterios para definir los cortes que debe satisfacer el electrón *tag* pueden variar. En este estudio se utilizaron los criterios de selección de *tag* descritos en la sección 8.3.1 para electrones iniciados a partir del algoritmo de clusters topológicos, que son más eficientes para electrones de bajo p_T pero más estrictos en general que los de reconstrucción estándar para p_T más altos.

Con el fin de usar el método de *Tag&Probe* para determinar la eficiencia de selección del trigger de electrones, el primer paso del análisis es la reconstrucción y observación del decaimiento $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ descrito en el capítulo 8, y de los objetos electrones reconstruidos en el trigger asociados a estos candidatos electrones.

Como se explica en la sección 6.5, el trigger define ítems que son candidatos de partículas reconstruidos a nivel del trigger con algún umbral asociado, como por ejemplo *EF_e5_medium*, que corresponde a electrones reconstruidos en el EF con al menos 5 GeV de p_T y que satisfacen cortes de selección “medium” (ver sección 7.2).

Para obtener la eficiencia de un ítem I usando el decaimiento $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ es necesario considerar eventos que tengan un candidato $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ reconstruido y que hayan pasado la selección del trigger del ítem I . Para todos estos eventos, el electrón que disparó el ítem I que hizo que el evento sea seleccionado es considerado *tag*. El otro candidato electrón es considerado *probe*. Finalmente la eficiencia de selección del ítem I será la proporción de *probes* que también satisfacen la selección I .

De manera alternativa, es posible en vez de usar todos los eventos que tengan un *probe*, usar sólo aquellos en los que el *probe* además satisfaga ciertas condiciones de selección *Off-line*. En ese caso lo que se obtiene es la eficiencia del ítem I del trigger seleccionando electrones que pasen una dada selección *Off-line*. Para la determinación de la eficiencia del ítem EF_e5_medium seleccionando electrones *tight* (cortes de cluster topológico) de $p_T > 5$ GeV, deben considerarse la porción de *probes tight* (cortes de cluster topológico) con $p_T > 5$ GeV que a su vez pasan la selección del trigger EF_e5_medium .

Los cortes de selección del trigger EF_e5_medium son distintos para cada región de $|\eta|$ del detector como se muestra en la tabla 9.1

Corte		Intervalo de $ \eta $							
		[0.0,0.6)	[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)
R_{had}	<	0.018	0.016	0.015	0.016	0.028	0.053	0.038	0.028
R_η	>	0.852	0.846	0.852	0.858	0.715	0.864	0.900	0.888
w_2	<	0.013	0.014	0.014	0.014	0.026	0.017	0.013	0.014
$w_{s,tot}$	<	3.18	3.54	3.90	4.02	9999.	4.02	2.70	1.86
E_{ratio}	>	0.61	0.32	0.11	0.13	-9999.	0.12	0.51	0.62
E/P	>	0.80	0.80	0.80	0.80	0.80	0.80	0.80	0.80
$ \eta_{tr} - \eta_{clus} $	<					0.1			
$ \phi_{tr} - \phi_{clus} $	<					0.1			
# Pixel	\geq					1			
# Capa-B	\geq					1			
# Silicio	\geq					7			
Par. impacto	<					5.0			

Tabla 9.1: Cortes de selección de EF_e5_medium

Las variables de selección de la tabla 9.1 están descritas en la sección 7.1.1.

9.4 Sustracción del fondo de la distribución de

$$m_{e^+e^-}$$

Como fuera mencionado anteriormente, el método de *Tag&Probe* se utiliza para obtener la eficiencia de reconstrucción (trigger u *Off-line*) usando los propios datos colectados por ATLAS, a partir de una resonancia conocida, en este caso $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Los ingredientes fundamentales del método son los cortes de selección que se aplican sobre las partículas del decaimiento (en este caso electrones) y la ventana en la masa invariante reconstruida de los pares e^+e^- . Si bien los cortes de selección pueden llegar a ser muy estrictos para la *tag*, la contaminación de fondo está siempre presente (como se mostró en el capítulo 8). Por esta razón es necesario analizar el fondo para poder removerlo y dar un valor de la eficiencia de selección sólo a partir de la señal del J/ψ .

En este trabajo de Tesis, para la primera determinación de la eficiencia del trigger de electrones de bajo p_T se desarrolló un método de sustracción de fondo, teniendo en cuenta las características de la señal estudiada (pico del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$) y la estadística disponible con la toma de datos de ATLAS del 2010 ($\approx 37\text{pb}^{-1}$).

La estrategia para la sustracción del fondo es la siguiente: Sea la resonancia del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ reconstruida con eventos que fueron disparados por el ítem del trigger EF_e5_medium y con par e^+e^- con los cortes de selección de clusters topológicos en el *tag*. La masa invariante reconstruida de todos esos eventos es la que se muestra en la figura 9.1 (el subconjunto de eventos de la figura 8.2(a) que satisface estos requisitos).

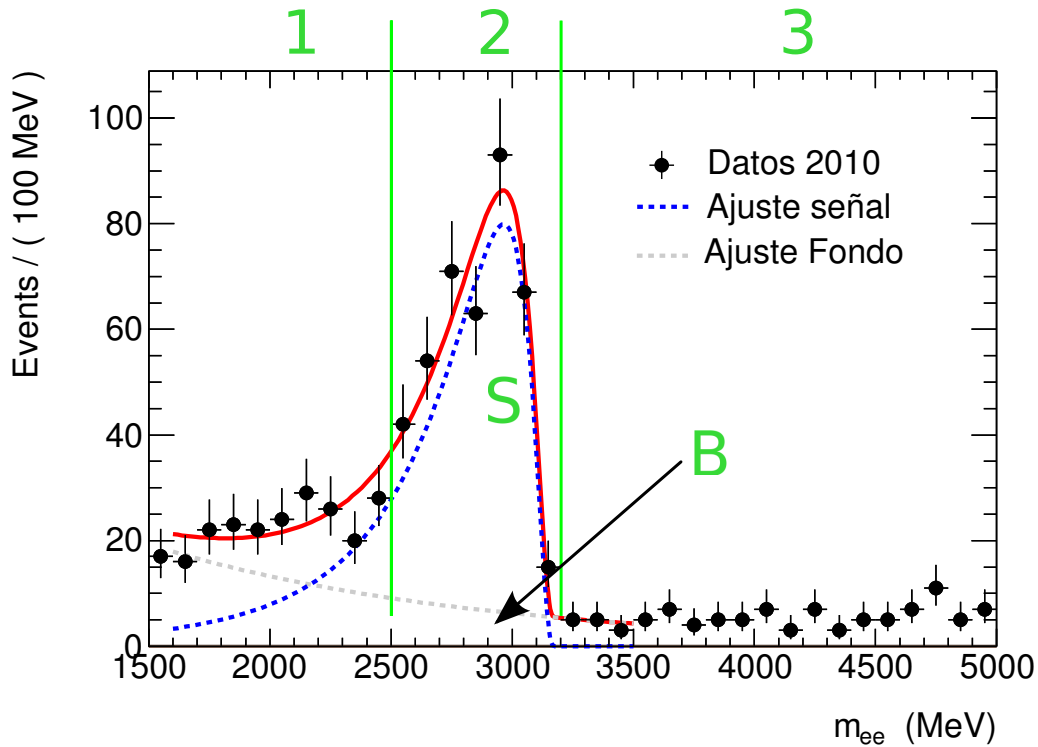


Figura 9.1: Distribución de masa invariante de e^+e^- para eventos que fueron disparados por el ítem EF_e5_medium . Las líneas verdes verticales delimitan la ventana $2.5\text{ GeV} < m_{ee} < 3.2\text{ GeV}$, donde se aplica el método de sustracción del fondo.

Como puede apreciarse en la sección 8.3.1 los cortes de selección en el *tag* son muy estrictos. Sin embargo hay eventos de fondo que pasan la selección del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ en la región de la ventana de masa invariante $2.5\text{ GeV} < m_{ee} < 3.2\text{ GeV}$, cuyos electrones se utilizan para la determinación de la eficiencia del trigger de electrones. De modo que si se aplican los cortes de selección del trigger EF_e5_medium a todos

los *probes* que están en esa ventana, lo que se obtiene es:

$$\frac{\text{Accepted Events}}{\text{Total Events}} = \frac{S^p + B^p}{S + B} \quad (9.1)$$

donde $S^p(B^p)$ es el número de eventos de señal(fondo) que tienen un *probe* que pasa la selección del trigger y $S(B)$ es el número total de eventos de señal(fondo). Sin duda, este resultado es distinto a la eficiencia de seleccionar electrones con el trigger a partir de eventos de señal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ que se define como:

$$\text{Eff} = \frac{S^p}{S} \quad (9.2)$$

Se puede extraer del cálculo de la eficiencia la contaminación de los eventos de fondo estimando B y B^p de la ecuación 9.1 a partir del ajuste a la distribución $m_{e^+e^-}$ que contiene tanto el pico de la señal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ como fondo.

En primer lugar el rango de masa invariante se divide en tres regiones como se muestra en la figura 9.1. Las regiones 1 y 3 son las bandas laterales, fuertemente dominadas por eventos de fondo y la región 2 es la región donde yace el pico del J/ψ dominada por eventos de señal. El siguiente objetivo es obtener B y B^p a partir de los ajustes de la distribución de masa invariante. Para ello se definen las siguientes cantidades:

$$\text{Eff}_S = \frac{N_2^p}{N_2} = \frac{S^p + B^p}{S + B} \quad (9.3)$$

$$\text{Eff}_B = \frac{N_1^p + N_3^p}{N_1 + N_3} \quad (9.4)$$

donde Eff_B es la eficiencia del trigger seleccionando el *probe* en eventos en las bandas laterales, Eff_S es la eficiencia del trigger seleccionando el *probe* en eventos en la ventana de masa invariante donde yace la señal del J/ψ , N_i es el número de eventos en la región i y N_i^p es el número de eventos en la región i con el *probe* que pasa la selección del trigger.

Los valores de S y de B se obtienen a partir de integrar las curvas de los ajustes de señal y de fondo respectivamente entre los límites de la ventana de masa invariante ($2.5 \text{ GeV} < m_{ee} < 3.2 \text{ GeV}$) de la figura 9.1. Como se mencionó anteriormente, estos son eventos en los cuales un electrón disparó el ítem del trigger *EF_e5_medium (tag)* y tienen un segundo electrón reconstruido (*probe*) que será usado para determinar la eficiencia del trigger.

Los valores de S^p y B^p se podrían obtener a partir de aplicar los cortes del trigger sobre los *probes* de los eventos de la figura 9.1, ajustar la distribución (pico más fondo) e integrar la función de ajuste de la señal y del fondo en la ventana de la masa invariante ($2.5 \text{ GeV} < m_{ee} < 3.2 \text{ GeV}$). Pero dado que la estadística es muy baja, la distribución de la masa invariante (señal más fondo) no pudo ser ajustada. Sin embargo el valor de B^p se puede estimar como $B \cdot \text{Eff}_B$ (9.4): cantidad de eventos de fondo por la eficiencia del trigger de seleccionar el *probe* de los eventos en las bandas laterales. Esto es válido siempre y cuando las bandas laterales estén fuertemente dominadas por eventos de fondo con las mismas propiedades que los eventos contaminando la señal en la ventana del pico de la masa invariante. Para ello las bandas laterales no se pueden extender demasiado porque los eventos de fondo empezarían a tener candidatos electrones con cinemáticas distintas a las de los electrones del fondo en la región del J/ψ . Para el análisis entonces, se utilizaron todos los eventos dentro de la región $1.5 \text{ GeV} < m_{ee} < 5 \text{ GeV}$.

En nuestro caso la banda derecha (región 3) está dominada por eventos de fondo pero la banda izquierda (región 1) tiene eventos de fondo y eventos de señal con electrones provenientes del decaimiento del J/ψ que han perdido energía por *bremsstrahlung*. Bajo estas condiciones sólo la región 3 se puede usar para estimar Eff_B .

Finalmente con S , B , y B^p (a partir de B y Eff_B) se puede calcular S^p a partir de (9.3):

$$S^p = \text{Eff}_S \cdot (S + B) - \text{Eff}_B B \quad (9.5)$$

Incluyendo (9.5) en (9.2) se obtiene la eficiencia del trigger a partir de la señal del J/ψ :

$$\text{Eff} = \frac{S^p}{S} = \frac{N_2^p}{N_2} \frac{(S + B)}{S} - \text{Eff}_B \frac{B}{S} = \text{Eff}_S + \frac{B}{S} (\text{Eff}_S - \text{Eff}_B) \quad (9.6)$$

La ecuación 9.6 da la expresión de la eficiencia de selección del trigger de electrones a partir de la señal del J/ψ sustrayendo el fondo, en términos de las eficiencias de selección en las regiones de señal (región 2) y de fondo (región 1 y 3) y de los valores de S y de B que se obtienen de hacer el ajuste de señal y fondo en los datos.

9.5 Resultados con datos de ATLAS a $\sqrt{s} = 7$ TeV

Los datos usados en este análisis corresponden a aquellos colectados por ATLAS durante el 2010, mientras el LHC estuvo aún en período de puesta a punto. La luminosidad instantánea fue creciendo rápidamente y, acorde con ella, la selección del trigger fué cambiando. La figura 9.2 muestra la evolución de la luminosidad integrada en función del tiempo durante el 2010.

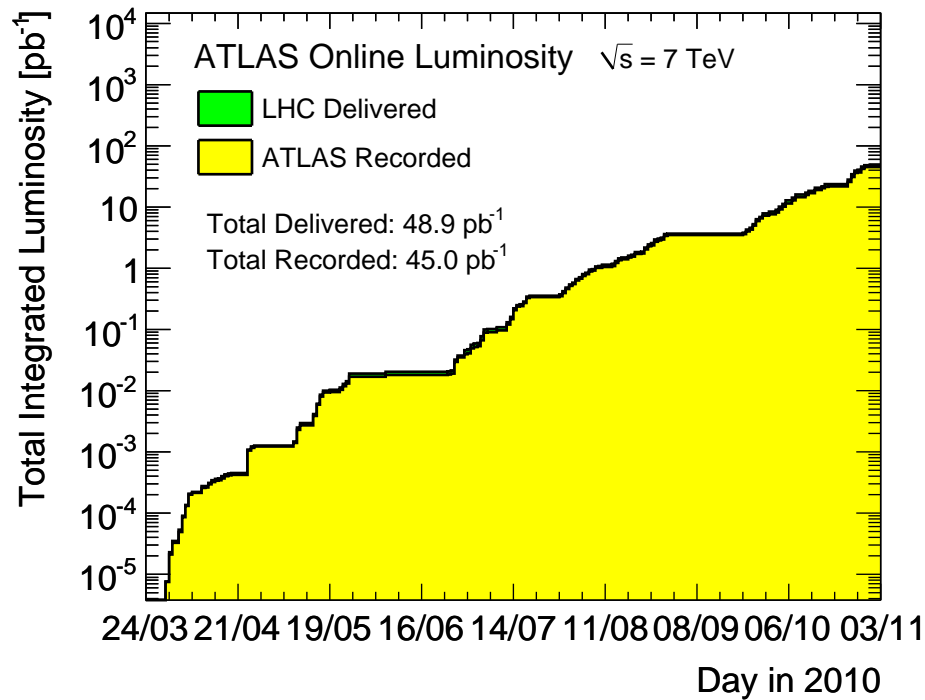


Figura 9.2: Luminosidad instantánea vs día durante la toma de datos del 2010 en ATLAS.

A medida que la luminosidad instantánea fue aumentando, diferentes items de Trigger comenzaron a implementarse (`e5.tight` se implementó a partir del período H). A otros items de Trigger se les incrementó el valor de *pre-scale* para mantener constante el ancho de banda de adquisición de datos y escritura en disco. La tabla 9.2 muestra los items de Trigger usados en cada período de la toma de datos del 2010 para seleccionar candidatos de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

Los triggers *EF_2e3_medium*, *EF_2e5_medium*, *EF_e3_medium* y *EF_e5_medium* se usaron en los períodos E, F y G para seleccionar eventos candidatos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ y los triggers *EF_2e5_medium*, *EF_e5_medium*, *EF_2e5_tight*, *EF_e5_tight* y *EF_e5_tight_e5NoCut* para los períodos H e I.

La luminosidad integrada que figura en la tabla corresponde a la luminosidad

Período	<i>EF_e3_medium</i>	<i>EF_2e3_medium</i>	<i>EF_e5_medium</i>	<i>EF_2e5_medium</i>	<i>EF_e5_tight</i>	<i>EF_2e5_tight</i>	<i>EF_e5_tight_e5_NoCut</i>	<i>L. int. [pb⁻¹]</i>
Period E	x	x	x	x				1.009
Period F	x	x	x	x				1.814
Period G	x	x	x	x				6.943
Period H			x	x	x	x	x	1.307
Period I			x	x	x	x	x	18.7489

Tabla 9.2: Triggers usados en los distintos períodos para seleccionar candidatos de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. La luminosidad integrada corresponde a los datos almacenados por esos triggers y está estimada usando iLumiCalc y tomando en cuenta sólo los eventos que figuran en las listas de buenos *Runs* oficiales.

integrada total registrada en cada período por los triggers usados para seleccionar $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. El valor de luminosidad integrada se obtuvo con iLumiCalc [89]. Esta herramienta busca en bases de datos centrales de ATLAS la duración en segundos de cada bloque de luminosidad, los *pre-scale* de cada trigger y la luminosidad instantánea. A partir de esta información calcula la luminosidad integrada total de la siguiente manera:

$$L_{\text{tot}} = \sum_i \Delta t_i \cdot \frac{\mathcal{L}_i}{P_{L1} \cdot P_{L2} \cdot P_{EF}} \quad (9.7)$$

donde i es el número de bloque de luminosidad en el que el trigger usado está configurado, Δt_i es el tiempo vivo del ítem de Trigger usado durante el bloque de luminosidad i , \mathcal{L}_i es el promedio de luminosidad instantánea estimada durante el bloque de luminosidad i , P_{L1} , P_{L2} y P_{EF} son los *pre-scale* de cada nivel del trigger usados en bloque de luminosidad i .

Los valores de la tabla 9.2 están obtenidos usando sólo eventos que figuran en las listas de buenos *Runs*. Lo que significa que la cantidad de datos registrados por estos triggers durante los períodos del E al I para disparar eventos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ suman una luminosidad integrada total de aproximadamente 29.8 pb^{-1} . Como se mencionó anteriormente, para poder usar el método de *Tag&Probe* para medir la eficiencia del trigger de electrones seleccionando electrones del decaimiento del J/ψ , hace falta preseleccionar los eventos que hayan sido disparados por algún ítem de Trigger simple, como por ejemplo *EF_e3_loose* o *EF_e5_tight*. Los items de Trigger

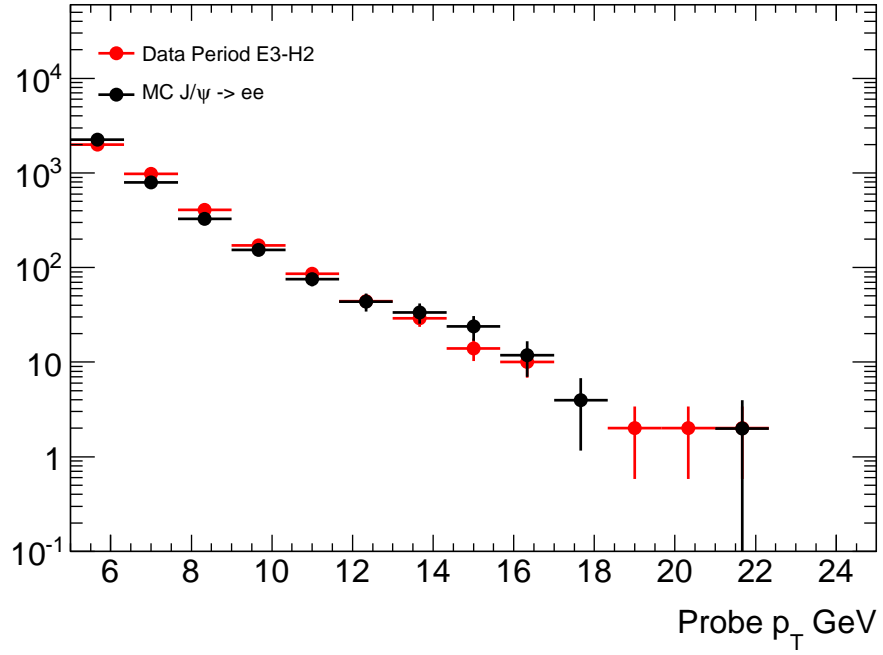


Figura 9.3: Distribución de p_T de electrones *probe* en eventos candidatos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

dobles (como *EF_2e10_medium* o *EF_2e3_loose*) no se pueden usar porque ya están aplicando una selección sobre ambos candidatos electrón (el *tag* y el *probe*).

La figura 9.3 muestra la distribución de p_T de los electrones *probe* en eventos con candidatos J/ψ tanto en datos como en eventos simulados Montecarlo. Se puede apreciar que dado el espectro de electrones *probe* es natural utilizar ítems de Trigger de bajo p_T para seleccionar estos candidatos. De modo que la resonancia $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ es apropiada para estudiar los electrones de bajo p_T y por ende los ítems de Trigger de 3 GeV y de 5 GeV del HLT: *EF_e3_** y *EF_e5_**.

Los ítems de 3 GeV se usaron con *pre-scale*=1 en los primeros períodos en los que la luminosidad instantánea era muy baja, y con prescales altísimos (hasta 9000 para *EF_e3_medium*) en el período H, de modo que la cantidad registrada de datos por este ítem es tan baja que no es posible hacer una estimación de la eficiencia para el mismo. La figura 9.4 muestra el número de candidatos J/ψ seleccionados por cada ítem de Trigger durante los períodos E3-I. El ítem de Trigger *EF_e5_medium* es el ítem simple que más veces disparó en eventos candidatos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, por lo tanto el que provee más estadística para estudiar la performance del trigger de electrones.

Sólo eventos que hayan sido disparados por *EF_e5_medium* son considerados para obtener la eficiencia de *EF_e5_medium* usando el método de *Tag&Probe* sobre los

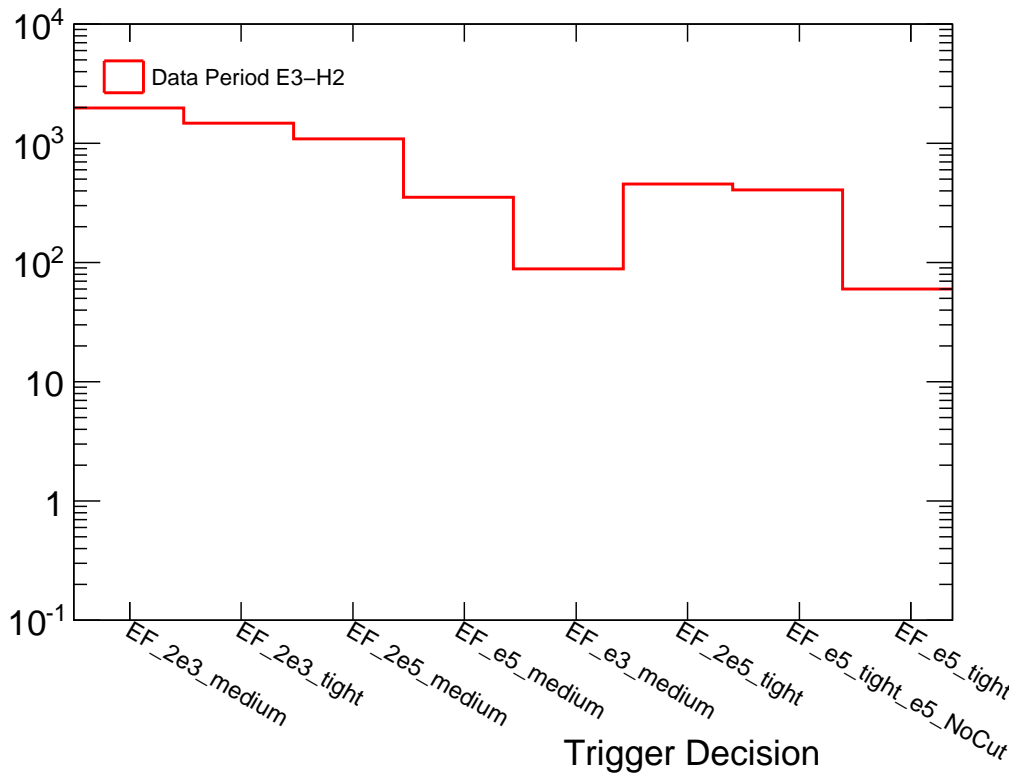


Figura 9.4: Número de eventos candidatos a $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ disparados por cada ítem de Trigger.

eventos reconstruidos de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ y aplicando el método de sustracción de fondo de la sección 9.4. En cada uno de esos eventos, el electrón reconstruido asociado al objeto trigger EF_e5_medium que disparó el evento se lo considera *tag* y el otro *probe*. Todos los *probes* deben satisfacer los cortes de selección *probe* descritos en la sección 8.3.1 que están optimizados para electrones iniciados por clusters topológicos. Estos cortes son un poco menos estrictos que los cortes *tight* de la selección estándar a bajo p_T (2-5 GeV), pero más estrictos a valores más altos de p_T .

La figura 9.5 muestra la eficiencia del ítem de Trigger EF_e5_medium seleccionando electrones *probe* en función del p_T del electrón usando el método de *Tag&Probe*. En ella se compara el efecto de aplicar o no el método para sustraer el fondo en datos y se muestra la eficiencia para eventos de señal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ simulada Montecarlo. Este ítem de Trigger está diseñado para disparar electrones con $p_T > 5$ GeV. Lo que muestra el gráfico de eficiencia vs p_T es cómo este ítem de Trigger se enciende cuando el p_T del electrón es suficientemente alto. Esto se evidencia en el paulatino incremento de la eficiencia entre 4 y 6 GeV, alcanzando una meseta de máxima eficiencia alrededor de los 6 GeV. Las eficiencias en función de p_T se llaman

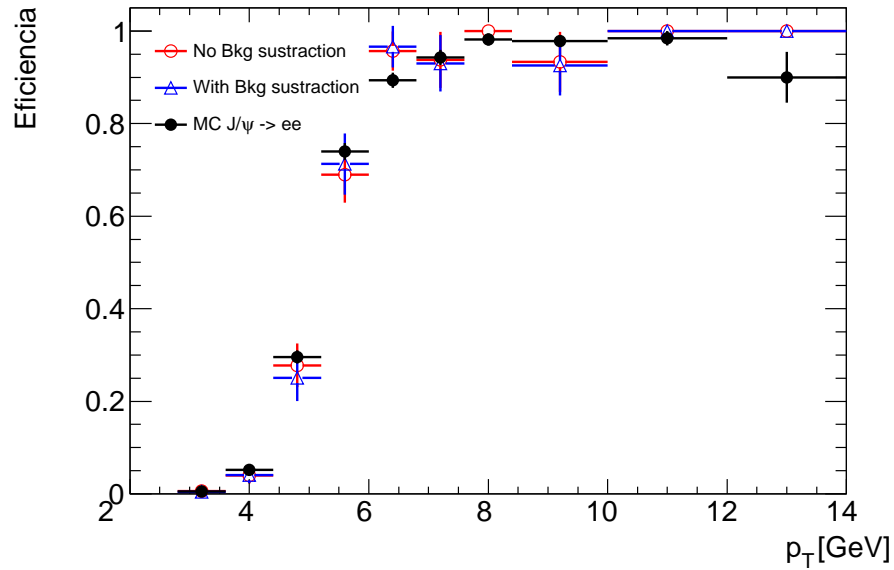


Figura 9.5: Eficiencia del ítem de Trigger EF_e5_medium using *tag* and *probe*. En círculos rojos la curva de encendido sin aplicar el método de sustracción del fondo, en triángulos azules haciendo la sustracción del fondo y en círculos negros la eficiencia de los eventos de señal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ simulados Montecarlo.

“Curvas de encendido” (*Turn-On*) dado que muestran el valor de p_T para el cual el trigger comienza a ser eficiente (o se “enciende”).

Las barras verticales en la figura 9.5 corresponden a incertezas estadísticas. Para las curvas sin sustracción de fondo (datos en círculos rojos y Montecarlo en círculos negros) las incertezas se calcularon como la varianza de una distribución binomial para cada bin del histograma de acuerdo a:

$$\sigma = \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)/N} \quad (9.8)$$

donde ϵ es la eficiencia y N el número de datos en el bin. Para el caso de la curva obtenida aplicando la sustracción del fondo, las incertezas están propagados de la ecuación 9.6. Lo que se puede apreciar en el gráfico de la figura 9.5 es que la máxima eficiencia se logra cuando los electrones llegan a ≈ 6 GeV, y que remover el fondo aumenta levemente la eficiencia, aunque dentro de la estadística disponible en la actualidad ambos resultados son compatibles dentro de las incertezas estadísticas. En este escenario es de esperar que el efecto de remover el fondo no sea muy pronunciado dado la reativamente baja contaminación de eventos de fondo como se puede apreciar en la figura 9.1.

Como se menciona más arriba, el trigger EF_e5_medium está diseñado para se-

	B	S	Eficiencia de e5_medium (%)	
			Sin remover el fondo	Removiendo el fondo
Datos	49.6	351.1	87.5 ± 4.1	90.1 ± 4.4
Montecarlo	0	5640	87.41 ± 0.7	–

Tabla 9.3: Eficiencia del ítem de Trigger EF_{e5_medium} usando el método de *Tag&Probe* para datos y Montecarlo con y sin sustracción de fondo.

leccionar electrones de $p_T > 5$ GeV. Se puede ver a partir de la figura 9.5 que la eficiencia a partir de 6 GeV es alta ($>90\%$ en todos los casos). La determinación de esta eficiencia es fundamental para poder obtener las secciones eficaces de producción de procesos que involucren electrones de bajo p_T en su estado final.

Los valores de la eficiencia de EF_{e5_medium} comparando datos (con y sin sustracción del fondo) y Montecarlo se muestran en la tabla 9.3. También se dan los valores de S y B ajustados en datos disparados por EF_{e5_medium} que satisfacen los cortes de selección de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Estos valores de (S=351.1 y B=49.6) son los que se usaron en la ecuación (9.6) para obtener la eficiencia removiendo el fondo en datos.

Puede concluirse que utilizando el método para sustraer el fondo mejora la eficiencia en un $\approx 3\%$. La incerteza que se muestra en la tabla es estadística. En el caso de la sustracción del fondo se obtuvo propagando a partir de (9.6).

9.6 Sistemáticos

Como se explica en la sección 9.4 para obtener la eficiencia del trigger de electrones sustrayendo el fondo, es necesario hacer la reconstrucción de los candidatos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, hacer un ajuste a los datos de señal más fondo y obtener a partir de este ajuste los valores de S y B para usar en la ecuación 9.6. Los valores de S y de B se obtienen a partir de integrar las curvas del ajuste en la región de masa invariante del pico del J/ψ . Estos valores entonces dependen directamente de los valores de los parámetros que se obtienen del ajuste de las funciones a los datos.

En la figura 9.6 se muestra el ajuste de señal más fondo de los eventos usados para la determinación de la eficiencia del trigger (igual a la figura 9.1) con los valores de los parámetros de la función Novosibirsk como resultado del ajuste.

El estudio de las incertezas sistemáticas de la presente sección consiste en calcular la eficiencia del ítem de Trigger EF_{e5_medium} variando los valores de los parámetros de la función Novosibirsk. La variación de los parámetros cambia levemente la forma

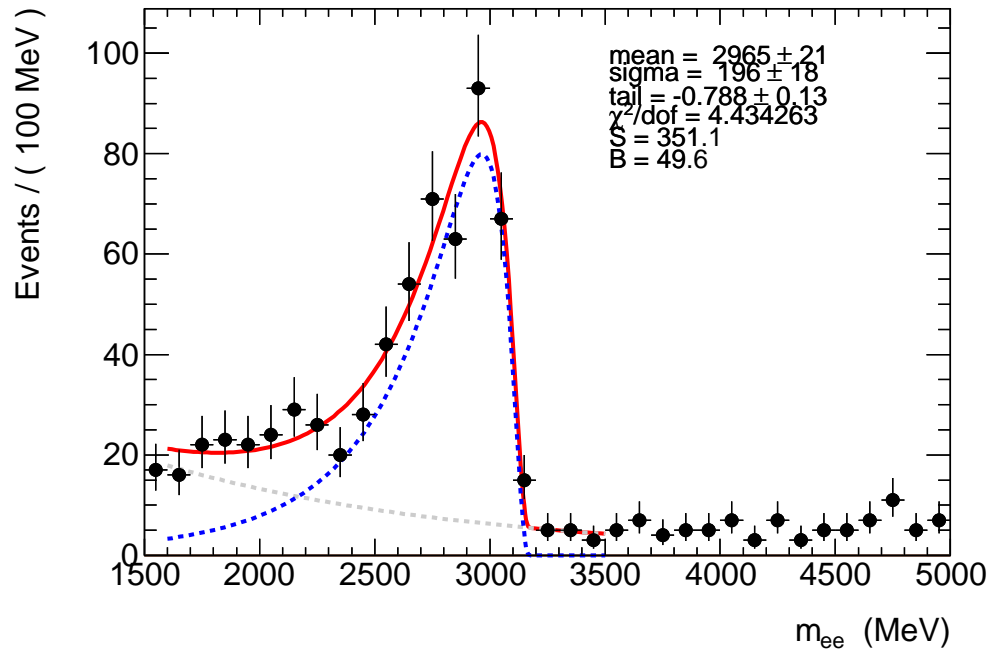


Figura 9.6: Distribución de masa invariante de e^+e^- para eventos que fueron disparados por el ítem EF_e5_medium . En puntos negros los datos, en línea punteada gris el ajuste del fondo modelado con una función exponencial y en líneas punteadas azules la señal del J/ψ ajustada con una función Novosibirsk. Se muestran los valores de los parámetros ajustados. Los valores de S y B corresponden a la integral del ajuste de señal y fondo para la ventana $2.5 \text{ GeV} < m_{ee} < 3.2 \text{ GeV}$, donde se aplica el método de sustracción del fondo.

de la función que ajusta el pico, afectando a S y a B que se obtienen a partir de la integración en la ventana de masa de la región de la señal. También se tomó en cuenta para el cálculo de las incertezas sistemáticas la variación del tamaño de la ventana de región de masa invariante usado.

Como se mencionó en la sección 8.3, la ventana de masa invariante usada para seleccionar el J/ψ es $2.5 \text{ GeV} < m_{ee} < 3.2 \text{ GeV}$, y el resultado del ajuste de los parámetros de la función Novosibirsk que modela el pico y los correspondientes de S y de B son los siguientes:

$$\begin{aligned}
 m_0 &= 2965 \pm 21 \\
 \sigma &= 196 \pm 18 \\
 b &= -0.788 \pm 0.13 \\
 S &= 351.1 \\
 B &= 49.6
 \end{aligned}$$

La tabla 9.4 muestra las eficiencias del ítem de Trigger EF_e5_medium con y sin sustracción de fondo y los sistemáticos como consecuencia de variar cada uno de estos valores de a uno a la vez y variando el tamaño de la ventana de masa invariante. En la columna izquierda se hace referencia al parámetro que se modificó para obtener la correspondiente incerteza. El significado de esas referencias son las siguientes:

mass- Disminuir el límite inferior de la ventana de masa invariante de 2.5 GeV a 2.4 GeV

mass+ Aumentar el límite superior de la ventana de masa invariante de 3.2 GeV a 3.3 GeV

mean- Usar $m_0 = 2944$ GeV

mean+ Usar $m_0 = 2986$ GeV

sigma- Usar $\sigma = 178$

sigma+ Usar $\sigma = 214$

tail- Usar $b = -0.801$

tail+ Usar $b = -0.775$

En cada caso, sólo se modifica el valor de un parámetro, manteniendo el resto de los parámetros sin modificar.

Variación de parámetro	Eficiencia (%)	
	Sustrayendo el fondo 90.2 ± 4.5	Sin sustraer el fondo 87.5 ± 4.1
	sistemático (%)	
mass-	-1.008	-0.905
mass+	1.2647	1.1364
mean-	-0.0671	
mean+	0.0378	
sigma-	-0.2012	
sigma+	0.1658	
tail-	0.0077	
tail+	-0.0362	

Eficiencia	90.2 ± 4.5 est $^{+1.3}_{-1.0}$ sist	87.5 ± 4.1 est $^{+1.1}_{-1.0}$ sist
------------	--	--

Tabla 9.4: Sistemáticos de la eficiencia del ítem de Trigger EF_e5_medium

El único parámetro que afecta la determinación de la eficiencia del trigger *Tag&Probe* sin sustracción de fondo es la ventana de masa invariante. El cambio en las funciones de ajuste sólo afectan al método de sustracción de fondo como consecuencia del cambio en S y B.

Lo que se puede concluir a partir de los valores de la tabla 9.4 es que los sistemáticos en el método de sustracción del fondo están dominados por la variación del tamaño de la ventana de masa invariante que es del orden del 1%, mientras que el efecto de cambiar los parámetros de la función Novosibirsk da una variación en la eficiencia sustrayendo el fondo $<1\%$. Sin embargo, al presente, la incerteza total en la eficiencia sustrayendo el fondo está dominada por la incerteza estadística que es del orden de 4%.

Comentarios finales

En este capítulo se presentó la determinación de la eficiencia del trigger de electrones de bajo impulso transversal a partir de la resonancia $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ reconstruida en datos reales de ATLAS. Este estudio realizado para la presente Tesis Doctoral corresponde a la primera determinación de la eficiencia de un trigger a partir de datos en ATLAS. Se desarrolló y aplicó un método de sustracción de fondo para la medida de la eficiencia de un dado trigger a partir de resonancias conocidas. El método aquí presentado continuará utilizándose para estudios de diferentes triggers en la próxima toma de datos de ATLAS a partir de colisiones pp del LHC.

El trigger de electrones estudiado, `EF_e5_medium`, muestra ser óptimamente eficiente seleccionando electrones de $p_T \geq 6$ GeV. Aplicar el método de sustracción de fondo resulta en un incremento en la eficiencia de selección del trigger (de 87.5% a 90.1 %). Sin embargo con la estadística disponible a partir de los datos del 2010, los resultados acuerdan dentro de las incertezas estadísticas [90].

A partir de la eficiencia del trigger de electrones es posible estimar la eficiencia del trigger de fotones. Esto es de gran interés dado que no hay una resonancia conocida que provea de dos fotones aislados para tal fin.

10

Trigger de fotones para la
búsqueda del Higgs en ATLAS a
 $\sqrt{s}=7$ TeV en el canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

10.1 Reconstrucción del $H \rightarrow \gamma\gamma$ en ATLAS

La estrategia de reconstrucción de la señal $H \rightarrow \gamma\gamma$ se ha estudiado con muchísimo detalle con simulaciones Montecarlo [35]. Dado que la sección eficaz de producción por tasa de decaimiento es baja, la reconstrucción de los eventos con dos fotones en su estado final debe ser tal que reduzca fuertemente los eventos de fondo sin perder candidatos de eventos de señal [91, 92].

La reconstrucción de eventos candidatos a $H \rightarrow \gamma\gamma$ está basada en la identificación de los dos fotones aislados más energéticos reconstruidos en forma estándar como se describe en la sección 7.1. Los requisitos que deben cumplir ambos fotones en eventos candidatos a $H \rightarrow \gamma\gamma$ son los siguientes:

- Satisfacer los cortes *tight* de selección de fotones de reconstrucción estándar (ver sección 7.1).
- Ser detectados en la región del detector comprendida entre: $1 < |\eta| < 1.37$, $1.52 < |\eta| < 2.37$ (fuera de la transición Barril-Tapas).
- Un fotón debe tener impulso transversal de al menos 40 GeV y el otro de al menos 25 GeV ($p_T^1 > 40$ GeV, $p_T^2 > 25$ GeV), selección mínima que no introduce sesgos en la reconstrucción de la masa invariante.
- Ambos fotones deben estar aislados como se describe más abajo en la sección 10.1.2, para evitar contaminación de fotones de fragmentación y de jets.
- Los eventos deben estar contenidos en las listas de buenos *Runs* [78] descritas en la sección 7.3.
- Ninguno de los fotones tiene que coincidir con los mapas OTx de problemas del detector también descritos en la sección 7.3.

Para los estudios de desempeño del Trigger, los mapas OTx no fueron tomados en cuenta en los eventos simulados Montecarlo dado que el cambio en aceptación debido a los FEBs defectuosos no afecta este análisis.

10.1.1 Conversión de fotones

La reconstrucción estándar de fotones en ATLAS [73] es iniciada por un cluster en el calorímetro electromagnético con E_T mayor que 2.5 GeV (ver sección 7.1). Si el cluster no tiene una traza reconstruida en el detector de trazas que coincida

con el cluster, entonces este candidato fotón es automáticamente clasificado como “fotón no convertido”. Si en el detector de trazas hay una traza reconstruida que coincida con el cluster electromagnético, entonces este candidato es clasificado como candidato electrón. Para identificar si este candidato electrón se corresponde en realidad con una conversión de fotón, se busca un par de trazas que coincidan con el cluster electromagnético y que tengan un vértice común en el detector de trazas. En ese caso este candidato se lo reclasifica como “fotón convertido” [75]. Para aumentar la eficiencia de reconstrucción de fotones convertidos, también se identifican como fotones convertidos aquellos clusters que tienen sólo una traza que coincida con el cluster electromagnético pero que no haya dejado señal en la capa más interna del detector de trazas. De este modo se tienen en cuenta aquellos casos en los que el fotón convirtió, pero sólo una de las trazas pudo ser reconstruida.

10.1.2 Aislamiento de fotones

En ATLAS la forma más común de medir el aislamiento es a través de las variables de energía EtCone . Estas variables se construyen a partir de computar el depósito de energía transversa en ambos calorímetros en un cono alrededor del candidato fotón, (por ejemplo, EtCone_{40} corresponde a un cono con $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.4$) pero sin contar la energía depositada en un arreglo de celdas de 5×7 en η, ϕ del calorímetro electromagnético (en el núcleo del cluster que comprende al fotón).

El criterio de aislamiento utilizado para considerar fotones aislados, incluye una corrección a la reconstrucción de EtCone_{40} en la que se descuenta la contribución por efectos del detector (incremento de EtCone_{40} debido a la resolución del detector en cada bin de η, ϕ, p_T) y el efecto de la actividad extra en el evento a causa del pile-up y el evento subyacente (o *underlying event*). El aislamiento del fotón entonces se computa como:

$$E_T^{\text{iso}} = \sum E_T^{dR < 0.4} - \sum E_T^{5 \times 7} - \text{contaminación UE} - \text{Efecto Detector} \quad (10.1)$$

donde $\sum E_T^{dR < 0.4}$ es la energía transversa depositada en un cono de $dr < 0.4$ alrededor del candidato fotón y $\sum E_T^{5 \times 7}$ es la energía depositada en el núcleo del cluster en un arreglo de 5×7 celdas del calorímetro electromagnético en η, ϕ . La figura 10.1 muestra un diagrama esquemático de las regiones definidas en el cluster para computar el aislamiento para los fotones.

El requisito de aislamiento se cumple pidiendo que E_T^{iso} sea menor que cierto

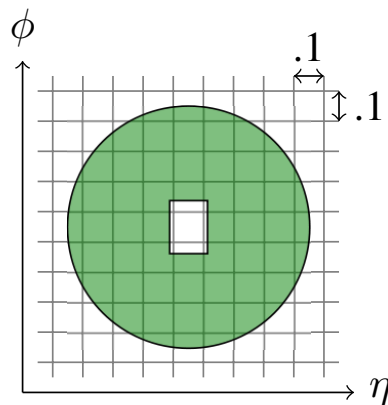


Figura 10.1: Regiones definidas alrededor del candidato fotón utilizadas para el cómputo de E_T^{iso} . Ver texto para más detalles.

umbral. En el caso de fotones candidatos a ser usados en la búsqueda del Higgs, el requisito es 3 GeV. Por lo tanto, un fotón aislado es aquel candidato que satisface:

$$E_T^{\text{iso}} < 3 \text{ GeV} \quad (10.2)$$

10.2 Trigger en $H \rightarrow \gamma\gamma$

Como fuera mencionado en el capítulo 6, el sistema de trigger de ATLAS juega el rol fundamental de seleccionar y catalogar al vuelo y en tiempo real los eventos producidos en las colisiones del LHC y, al mismo tiempo, almacenarlos para su posterior análisis. Además debe hacer esta selección satisfaciendo condiciones muy estrictas de eficiencia de selección y de frecuencia de eventos. En caso de que el Higgs del Modelo Estándar exista y tenga una masa en la región baja ($100 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$), el canal de decaimiento más importante para su descubrimiento en el LHC será el decaimiento a dos fotones (ver sección 2.1.2 y figura 4.1 (c)). La característica típica de un evento de $H \rightarrow \gamma\gamma$ será un evento con (al menos) 2 fotones aislados de alto p_T . Dado que la sección eficaz de este proceso es muy baja, es necesario establecer un criterio de selección de fotones en el trigger que sea muy eficiente seleccionando eventos con dos fotones aislados y tenga una excelente tasa de rechazo del fondo para mantener la frecuencia de salida del trigger dentro del ancho de banda permitido $\approx 200 \text{ Hz}$ (como se explica en la sección 6.1). Por ello es fundamental estudiar la performance de los distintos ítems de Trigger para establecer una estrategia de selección de eventos candidatos de $H \rightarrow \gamma\gamma$ a nivel del trigger.

La performance de un dado ítem de Trigger está determinada por la eficiencia

de selección y la tasa de rechazo de eventos de fondo. La principal restricción para el trigger es el ancho de banda asignado que es equivalente a la cantidad de eventos por segundo que se pueden almacenar en disco para posterior análisis. Esto pone un tope a la eficiencia máxima de selección del trigger, ya que eficiencia y frecuencia de salida están correlacionadas: más eficiencia, más eventos de fondo aceptados por lo tanto mayor frecuencia de salida.

10.3 Método para obtener la eficiencia

En la sección 9.3 se explicó cómo obtener la eficiencia del trigger de electrones a partir de datos haciendo uso del decaimiento a pares e^+e^- de una resonancia conocida como es el J/ψ . La determinación de la eficiencia del trigger de fotones a partir de datos es más complicada, dado que no hay una fuente limpia y clara de pares de fotones a las energías de interés para el estudio del trigger en la búsqueda del Higgs.

Sin embargo se han desarrollado en ATLAS diversas estrategias para poder determinar la eficiencia de los ítems de Trigger de fotones a partir de datos reales:

Respecto de fotones *Off-line*: Consiste en calcular el cociente entre fotones reconstruidos aceptados por el trigger y fotones reconstruidos en total. Sólo es aplicable a ítems de Trigger que no tienen *pre-scale* (PS=1)

Bootstrap: Consiste en determinar la eficiencia del ítem de Trigger en 2 pasos: La eficiencia del EF respecto de un ítem del L1 de menor p_T y determinar la eficiencia de este ítem del L1 para fotones *Off-line* que hayan sido disparados por otro ítem del L1 de menor umbral de p_T (suficientemente menor como para evitar ineficiencias debidas a la resolución del L1).

Pseudo *Tag&Probe*: Consiste en determinar la eficiencia del ítem de Trigger utilizando el método de *Tag&Probe* descrito en la sección 9.3, pero para fotones en vez de electrones y sin la restricción de la ventana de masa invariante, dado que no existe una resonancia que pueda proveer de pares de fotones a estas energías.

Extrapolación electrón a fotón: Este método explota la similitud que existe en la señal depositada en los calorímetros entre electrones y fotones. Consiste en aplicar el método de *Tag&Probe* en una señal limpia de electrones (como

$J/\psi \rightarrow e^+e^-$ o $Z \rightarrow e^+e^-$), pero pidiendo que ambos electrones satisfagan los cortes de identificación de fotones.

El método de determinación de la eficiencia del trigger de fotones utilizada para el estudio presentado en esta Tesis es el método de pseudo *Tag&Probe*.

10.4 Triggers de fotones en candidatos $H \rightarrow \gamma\gamma$

Durante la etapa inicial de toma de datos del experimento ATLAS el menú de trigger ha ido evolucionando a la par del aumento de la luminosidad instantánea. El ítem de Trigger utilizado para seleccionar eventos con dos fotones durante la toma de datos del 2010 fue `2g15_loose`. Dado que el plan para 2011 y 2012 es coleccionar datos a 7 TeV con una luminosidad instantánea desde $L=10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, `g15_loose` dejará de usarse a causa de las restricciones en el ancho de banda reservados para el trigger y en su lugar se utilizará `2g20_loose`.

Los ítems de Trigger usados para la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar en ATLAS durante 2011 y 2012 serán los siguientes:

2g20_loose Dos fotones *loose* con $p_T > 20 \text{GeV}$

g40 Un fotón con $p_T > 40 \text{GeV}$

La convención de las nomenclaturas de los ítems de Trigger fue descrita en la sección 6.5.

El uso de un trigger simple como el `g40_loose` para la búsqueda del Higgs aún está en discusión en los grupos de trigger y de análisis dado que su utilización pueden llegar a sesgar la medición de la masa. Aún así, la performance de `g40_loose` se estudió a la par de los triggers dobles `2g15_loose` y `2g20_loose`.

La eficiencia de selección del trigger se ha computado con eventos de simulación Montecarlo y con datos reales de la toma de datos de ATLAS del 2010 utilizando el método de “pseudo *Tag&Probe*” descrito más arriba (sección 10.3). La determinación de la tasa de rechazo del fondo se lleva a cabo con eventos de fondo reducible de $H \rightarrow \gamma\gamma$ como son los eventos de fotón+jet (`gJ`) y de dos jets (`jj`).

Eficiencias del Trigger seleccionando fotones

Los datos utilizados para el presente análisis corresponden a los datos adquiridos en ATLAS entre el período E3 y el período I inclusive, y corresponden a aproximadamente 44pb^{-1} de luminosidad integrada.

Las simulaciones utilizadas de eventos Montecarlo de señal (Higgs del Modelo Estándar con una masa de 120 GeV decayendo a dos fotones) y de eventos de fondo (reducible e irreducible) fueron realizadas por la colaboración ATLAS en forma centralizada. Los eventos están generados con Pythia 6.421 [41] (ATLAS MC09 tune [93]) y GEANT 4 [44] para la simulación del detector ATLAS.

La tabla 10.1 muestra la cantidad de eventos de las muestras de datos simulados Montecarlo de señal y de fondo reducible, dado que el fondo irreducible para la reconstrucción del $H \rightarrow \gamma\gamma$, es señal para el trigger.

Muestra	# eventos	Descripción
Señal		
$H \rightarrow \gamma\gamma$	1000000	Higgs del MS con $m_H=120$ GeV decayendo a dos fotones
Fondo reducible		
gJ17	499912	fotón + jet con $p_T > 17$ GeV
gJ35	1994599	fotón + jet con $p_T > 35$ GeV
gJ70	998666	fotón + jet con $p_T > 70$ GeV
JF17	39702085	jet+jet con $p_T > 17$ GeV
JF35	4993048	jet+jet con $p_T > 35$ GeV
JF70	998341	jet+jet con $p_T > 70$ GeV

Tabla 10.1: Descripción de las muestras de eventos simulados Montecarlo utilizados para señal $H \rightarrow \gamma\gamma$ y de fondo.

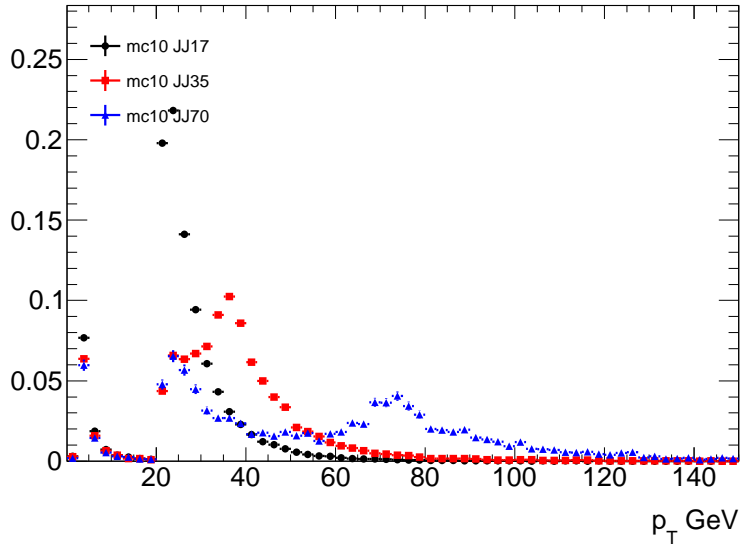
La muestra de eventos Montecarlo de $H \rightarrow \gamma\gamma$ consta de 1 millón de eventos simulados en los que el Higgs es producido por los mecanismos de producción descritos en 4.2 con sus correspondientes secciones eficaces calculadas para $\sqrt{s}=7$ TeV [32] como las que se muestran en la tabla 4.1 para $m_H=120$ GeV.

Los eventos simulados de fondo reducible corresponden a eventos de fotón+jet y jet+jet a LO simulados con PYTHIA (ver sección 4.3.1). La nomenclatura de las muestras de fondo reducible de la tabla 10.1 contienen el tipo de eventos (“gJ” para fotón+jet y “JF” para jet+jet) y el umbral en p_T utilizado a nivel generador para la generación de la muestra. Por ejemplo, “gJ35” es una muestra de fotón+jet con $p_T^{\gamma,Jet} > 35$ GeV y “JF70” corresponde a una muestra de eventos jet+jet con $p_T^{Jet_1,Jet_2} > 70$ GeV. El corte en p_T está nivel generador.

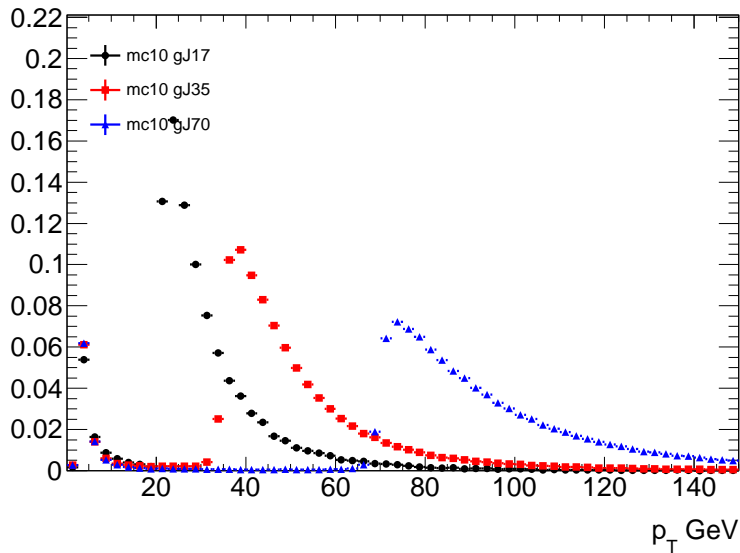
Dividir la muestra de fondo en muestras generadas con distintos umbrales de p_T permite tener buena estadística de eventos a lo largo de un amplio espectro de p_T para el estudio del fondo en procesos de interés en ATLAS.

La figura 10.2 muestra el espectro de p_T para los candidatos fotones de las distintas muestras de eventos Montecarlo jet+jet (a) y fotón+jet (b). Las distribuciones

están normalizadas a área unidad para hacer más directa la comparación. En (a) están las distribuciones de candidatos fotones *loose* de las muestras de eventos Montecarlo jet+jet (JJ) y en (b) las distribuciones de fotones *loose* de las muestras Montecarlo de eventos fotón+jet (gJ).



(a) Eventos jet+jet



(b) Eventos fotón+jet

Figura 10.2: Espectro en p_T de candidatos fotones de las muestras de eventos Montecarlo de fondo reducible jet+jet (a) y fotón+jet (b). En círculos negros muestras con $p_T^{jet} > 17$ GeV, en cuadrados rojos $p_T^{jet} > 35$ GeV y en triángulos azules $p_T^{jet} > 70$ GeV.

Se puede apreciar que en las distribuciones de fotones de los eventos de fotón+jet

las distribuciones de fotones *loose* tienen su máximo en el valor nominal del p_T de la muestra (17 GeV, 35 GeV y 70 GeV). Estas distribuciones están dominadas por fotones reales provenientes del punto de interacción en dirección opuesta al jet. En cambio las distribuciones de fotones *loose* de las muestras de jet+jet están pobladas por debajo de esos valores nominales debido a que hay contribuciones de fotones reales provenientes de la fragmentación de partones en fotón, de radiación de estado final y de procesos de fotones *prompt* como se mencionó en 4.3.1,

Las definiciones de las identificaciones *tight* y *loose* de la reconstrucción estándar del fotón en ATLAS están detalladas en la sección 7.1.

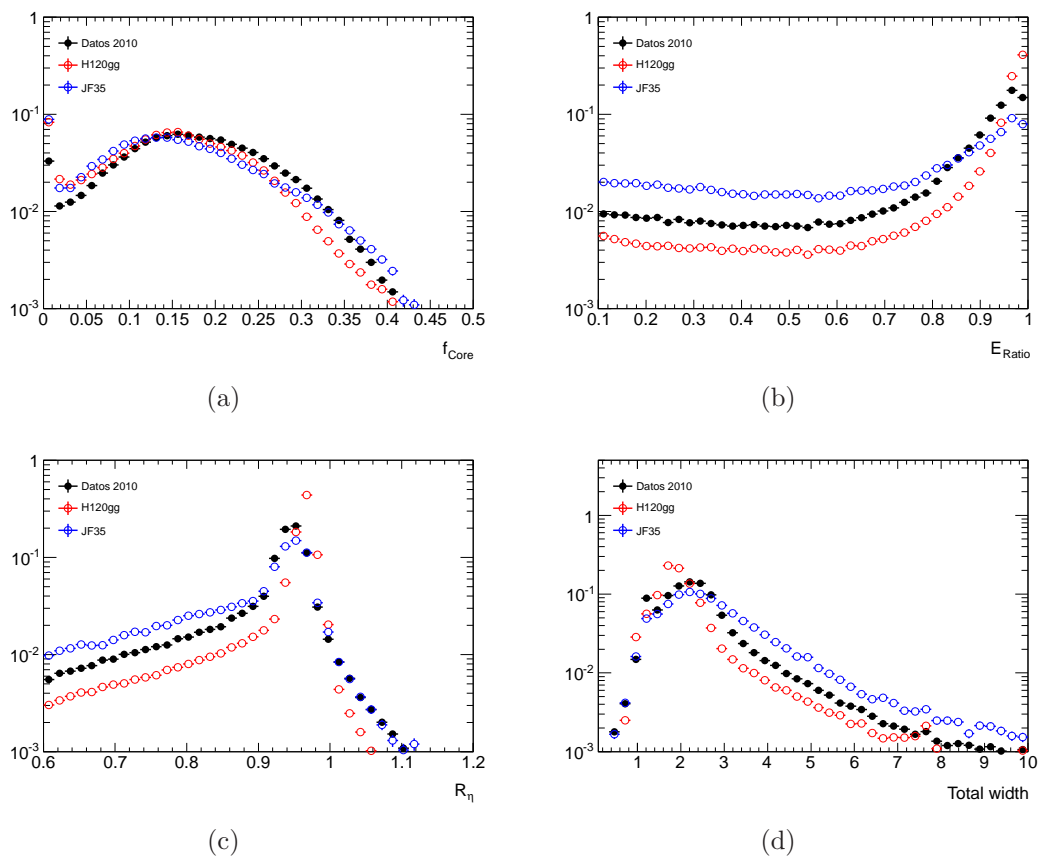


Figura 10.3: Distribuciones de variables de formas de cascadas para datos (puntos negros), señal Montecarlo (círculos rojos) y fondo jet+jet Montecarlo (círculos azules).

En la figura 10.3 se muestran las distribuciones de algunas variables de forma de cascada utilizadas en el trigger de fotones, comparando fotones *loose* de señal Montecarlo de $H \rightarrow \gamma\gamma$, fotones *loose* de eventos de fondo Montecarlo (sólo eventos jet+jet) y fotones *tight* en datos. El objetivo de esta figura es mostrar como se observan los fotones de más alta calidad reconstruidos en ATLAS frente a fotones

puros y falsos fotones de eventos Montecarlo. Las distribuciones de estas variables (definidas en la sección 7.1.1) están normalizadas a área unidad.

Se ve que las distribuciones de candidatos fotones en datos no coincide con las distribuciones de fotones puros de eventos de señal Montecarlo. Esto se debe a que el conjunto de candidatos fotones en datos reales que satisfacen los criterios de identificación está compuesto por verdaderos fotones y fondo erróneamente identificado como fotón (falsos fotones).

La figura 10.4 muestra la eficiencia de los items de Trigger g15_loose (10.4 (a) y 10.4 (b)), g20_loose (10.4 (c) y 10.4 (d)) y g40_loose (10.4 (e) y 10.4 (f)) seleccionando eventos de datos reales de ATLAS del 2010 y eventos simulados Montecarlo de señal de $H \rightarrow \gamma\gamma$. Las eficiencias están calculadas para fotones *loose* fuera del área de transición entre el Barril y las Tapas ($1.37 < |\eta| < 1.52$) en función de su p_T (10.4 (b) y 10.4 (d)) y en función de η (10.4 (a) y 10.4 (c)).

La figura 10.4 muestra las “curvas de encendido” correspondientes a los items de Trigger g15_loose, g20_loose y g40_loose computando la eficiencia con el método de pseudo-*Tag&Probe*. Como se mencionó previamente, se trata del método descrito en la sección 9.3 pero aplicado a fotones en lugar de electrones y sin restricción en la masa invariante. Así, por ejemplo, para el ítem de Trigger g15_loose que fuera utilizado para el estudio de producción de pares de fotones y búsqueda del $H \rightarrow \gamma\gamma$:

- Se seleccionan eventos que hayan sido disparados por g15_loose
- Se identifica el fotón que disparó el evento y se lo clasifica *tag*.
- Se busca en el evento un segundo fotón que satisfaga los cortes de selección requeridos y se lo clasifica *probe*. Para el estudio de g15_loose se requiere un fotón *loose* con $|\eta| < 2.37$ y fuera del area de transición entre el Barril y las Tapas.
- La eficiencia es la fracción de *probes* que pasan la selección del trigger g15_loose.

Para construir las “curvas de encendido” se calcula esta eficiencia en bins de p_T .

La figura 10.4 entonces muestra que el ítem de Trigger g15_loose es idealmente eficiente si los fotones tienen un p_T por encima de ≈ 17 GeV, g20_loose es idealmente eficiente si los fotones tienen un p_T por encima de ≈ 22 GeV, y el g40_loose alcanza su punto de mayor eficiencia para los fotones con p_T por encima de ≈ 42 GeV. Las barras verticales corresponden a las incertezas estadísticas y fueron calculadas con la fórmula de la ecuación 9.8.

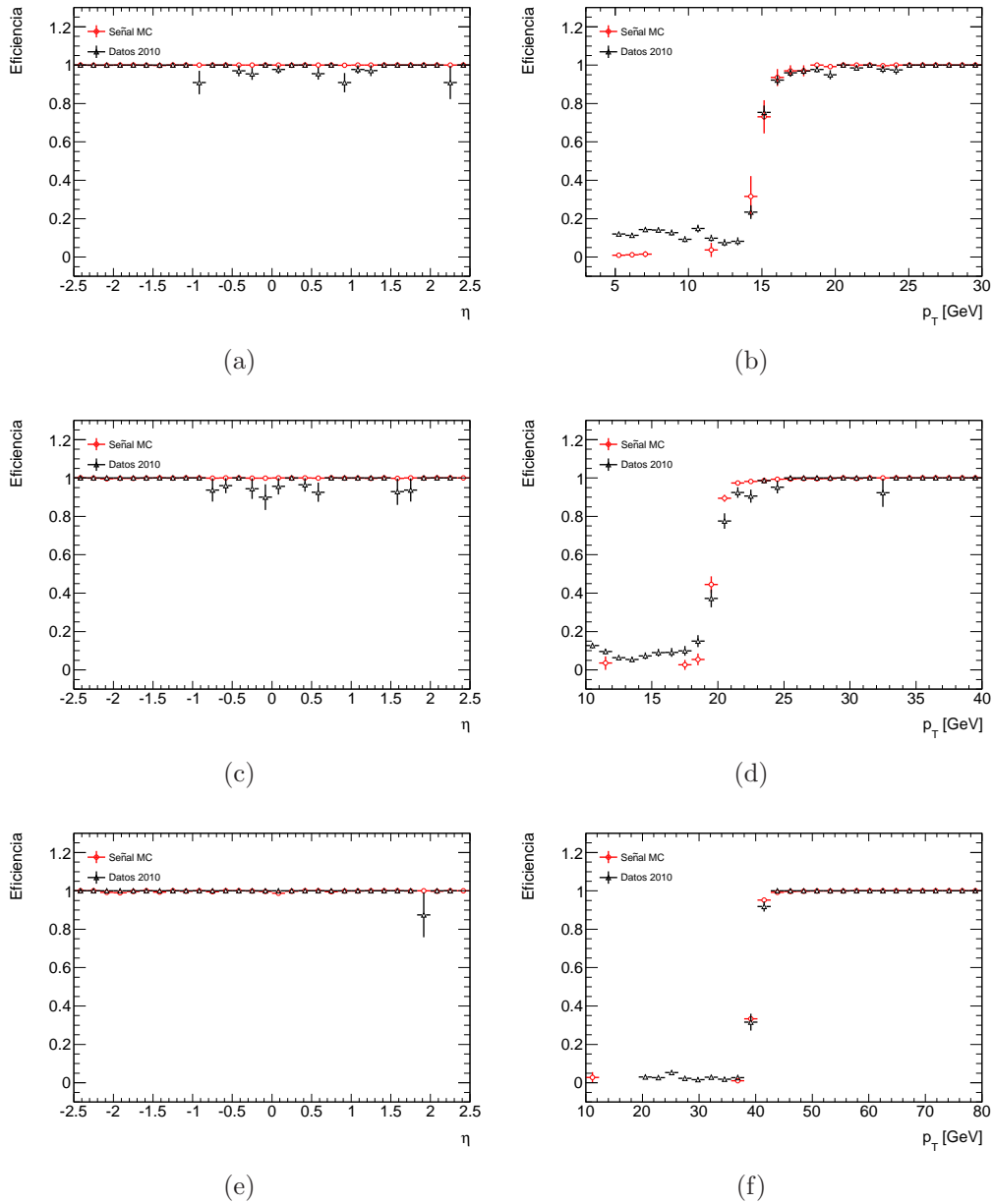


Figura 10.4: Eficiencias de los triggers g15_loose (a y b); g20_loose (c y d); g40_loose (e y f)

Los valores de p_T por encima de aquellos a los que las “curvas de encendido” alcanzan su máxima eficiencia determinan los cortes usados para calcular las eficiencias en función de η . Así la eficiencia de g15_loose en función de η está calculada para fotones *loose* con $p_T > 17$ GeV, la de g20_loose con fotones de $p_T > 22$ GeV y la de g40_loose con fotones de $p_T > 42$ GeV.

Lo que muestran las figuras de eficiencias en función de η de g20_loose (fig. 10.4 (a)) y de g40_loose (fig. 10.4 (c)) es que estos items de Trigger de ATLAS son

uniformemente eficientes seleccionando fotones *loose* en el detector, hasta $\eta=2.5$.

Con respecto a la comparación entre datos y Montecarlo, en las curvas de encendido se ve que ambos items de Trigger empiezan a ser eficientes en Montecarlo antes que en datos (en la rampa de encendido los puntos de Montecarlo son levemente mayores que en datos). Esto se debe a que la selección *loose* de fotones en datos tiene una componente de fotones falsos que no está presente en la muestra de señal Montecarlo usada, en este caso eventos de $H \rightarrow \gamma\gamma$. A pesar de ello, el acuerdo entre datos y eventos Montecarlo es excelente.

Trigger en eventos candidatos $H \rightarrow \gamma\gamma$ y tasas de rechazo de fondo reducible

El siguiente paso en el estudio de la performance del trigger de fotones sería obtener la eficiencia de estos items de Trigger seleccionando eventos candidatos de $H \rightarrow \gamma\gamma$ y determinar la tasa de rechazo a los eventos de fondo reducible con jets mal identificados como un candidato fotón.

La tabla 10.2 muestra la eficiencia del ítem de Trigger 2g15_loose utilizado en la toma de datos de ATLAS de 2010 y los items de Trigger 2g20_loose y g40_loose a usarse en la toma de datos del 2011-2012 para la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar en su canal de decaimiento a dos fotones. También se muestran las correspondientes tasas de rechazos a los distintos eventos de fondo simulados Montecarlo. La eficiencia de selección de señal está computada para datos reales y para eventos Montecarlo $H \rightarrow \gamma\gamma$. Eventos de “señal” en datos se refiere a aquellos eventos con dos fotones que satisfacen los criterios de selección descritos en 10.1. La tasa de rechazo se computa como $R = \frac{\text{Número de eventos en la muestra de fondo}}{\text{Eventos aceptados por el trigger}}$.

Las tasas de rechazo asociadas a las muestras de gJ17, gJ35 y gJ70 no tienen sentido para el ítem de Trigger g40_loose, ya que estos eventos contienen un fotón real. De modo que las mismas son señal para cualquier ítem de Trigger simple (como g40_loose). Sin embargo, como también contienen jets, son fondo para los items de Trigger dobles (como 2g20_loose).

Dado que las muestras de eventos de fondo están definidas como eventos con $p_T^{\text{jet},\gamma} > 17, 35, 70$ GeV, los eventos de JF70 están contenidos en JF35 y JF17, los eventos de gJ35 están contenidos en gJ17, etc. Las tasas de rechazo del fondo dependen de este umbral de p_T . Pero como se mencionó anteriormente, el sentido de simular eventos de fondo con distintos umbrales, permite tener buena estadística de eventos de fondo en todo el rango de p_T . Por ello es de interés conocer para cada uno de ellos la tasa de rechazo del trigger que es el primer paso para poder hacer

	2g15_loose	2g20_loose	g40_loose
Eficiencia seleccionando señal			
MC $H \rightarrow \gamma\gamma$	100 ± 0	99.99 ± 0.01	99.98 ± 0.02
Datos	100 ± 0	100 ± 0	100 ± 0
Tasa de rechazo de fondo			
JF17	$1.45 \cdot 10^4$	$4.74 \cdot 10^4$	$2.88 \cdot 10^3$
JF35	$3.13 \cdot 10^3$	$7.07 \cdot 10^3$	$2.81 \cdot 10^2$
JF70	$2.25 \cdot 10^3$	$4.50 \cdot 10^3$	$1.24 \cdot 10^2$
gJ17	$1.77 \cdot 10^2$	$4.52 \cdot 10^2$	
gJ35	$4.55 \cdot 10^1$	$8.57 \cdot 10^1$	
gJ70	$3.70 \cdot 10^1$	$5.88 \cdot 10^1$	

Tabla 10.2: Eficiencias de los items de Trigger 2g15_loose, 2g20_loose y g40_loose para eventos $H \rightarrow \gamma\gamma$ generados Montecarlo y para eventos de datos que satisfacen los cortes de selección del Higgs y tasas de rechazo para las distintas muestras de fondo reducible.

cálculos de secciones eficaces de producción o de sensibilidad para el descubrimiento del Higgs.

10.4.1 Conversión de fotones

Debido a la cantidad de material del detector no activo que hay entre el punto de interacción hasta el calorímetro electromagnético, los fotones originados en la región del punto de interacción tienen una probabilidad no nula de interactuar y crear pares e^+e^- : se dice entonces que estos fotones *convierten*.

Sólo los fotones que convierten dentro del volumen del detector de trazas tienen probabilidad de ser identificados como fotones convertidos. Alrededor del 70% de estas conversiones ocurren en la región del detector de trazas ($R < 80\text{cm}, |z| < 280\text{cm}$) donde pueden ser identificadas eficientemente. De modo que sólomente se considerará como fotones convertidos a aquellos fotones que conviertan en dicha región, que se muestra en amarillo en el esquema del detector de trazas en la figura 10.5.

Las conversiones que ocurran fuera de la región interna ($R < 115\text{cm}$) no causan ningún efecto. Esto se debe a que los electrones no se desvían en la dirección ϕ entre esta región y el calorímetro electromagnético de modo que parecen fotones no convertidos [94].

Se puede ver en la figura 10.5 que la cantidad de material atravesado es distinto en diferentes regiones de pseudorapidez η . La figura 10.6 muestra la proporción de fotones que convierten en ATLAS según las simulaciones para fotones *tight* en datos

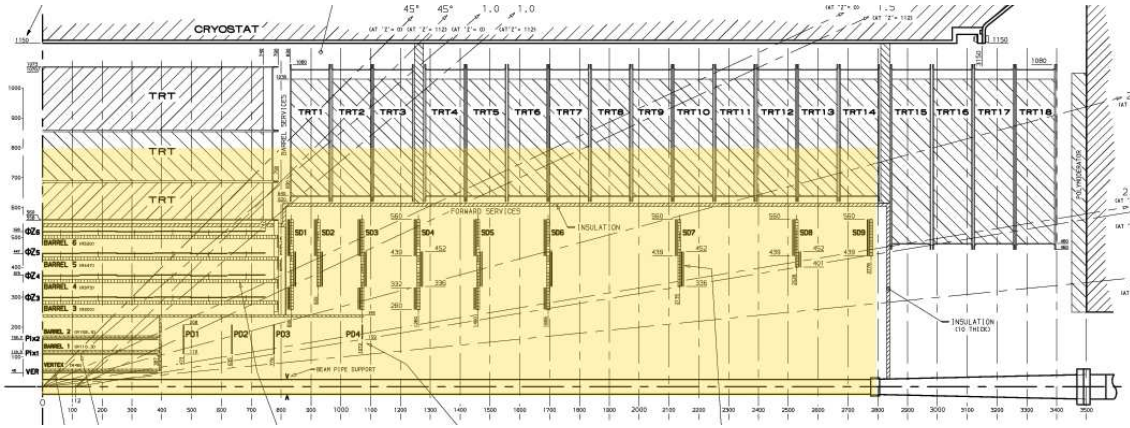


Figura 10.5: Diagrama esquemático del detector de trazas. Aquellos fotones que convierten en la región en amarillo serán considerados *convertidos*.

reales del 2010 y eventos simulados Montecarlo de fondo fotón+jet y señal $H \rightarrow \gamma\gamma$. Las tasas de conversiones se muestran en función de η para $20 < p_T < 40$ GeV (a), $40 < p_T < 60$ GeV (b) y $p_T > 60$ GeV. Se ve claramente que cuando la pseudorapidez es mayor, la tasa de conversión de fotones aumenta. Esto se corresponde con el aumento de material no activo que el fotón tiene que atravesar para valores de η más altos. También se ve una discrepancia entre las conversiones de datos y de eventos Montecarlo. Esto se debe a que el mapeo de material extra del detector en las simulaciones Montecarlo se encuentra aún en evolución.

	$20 \text{ GeV} < p_T < 40 \text{ GeV}$	$40 \text{ GeV} < p_T < 60 \text{ GeV}$	$60 \text{ GeV} < p_T$
MC gJ17	$34.64 \pm 0.23 \%$	$36.10 \pm 0.55 \%$	$36.79 \pm 0.89 \%$
MC $H \rightarrow \gamma\gamma$	$38.37 \pm 0.38 \%$	$34.20 \pm 0.22 \%$	$32.57 \pm 0.24 \%$
Datos	$53.20 \pm 0.65 \%$	$53.58 \pm 1.29 \%$	$40.48 \pm 2.03 \%$

Tabla 10.3: Taza de fotones convertidos en la región del detector de trazas para fotones de eventos Montecarlo fotón+jet y señal de $H \rightarrow \gamma\gamma$ y para datos

La tabla 10.3 muestra en números los resultados de la figura 10.6. Se puede apreciar que en promedio entre el 35 y el 53% de los fotones convierten dentro de la región del detector de trazas. Dado que esta proporción no puede ser despreciada, es imprescindible estudiar y comprender cómo afecta la conversión de fotones a la performance del trigger.

Eficiencia del Trigger seleccionando fotones convertidos

Como se mencionó anteriormente y se explicó en 7.1 la reconstrucción estándar de ATLAS permite reconstruir fotones que hayan convertido en la región del detector de

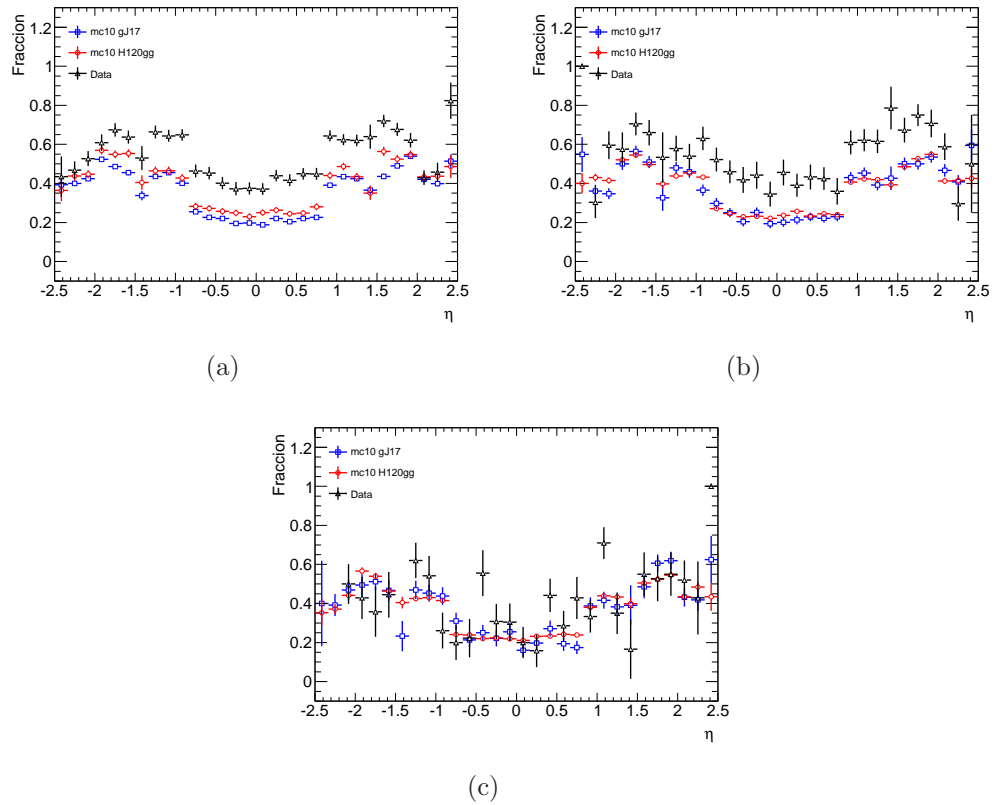


Figura 10.6: Fracción de conversiones de fotones en ATLAS para fotones de (a) $20 \text{ GeV} < p_T < 40 \text{ GeV}$, (b) $20 \text{ GeV} < p_T < 40 \text{ GeV}$ y (c) $p_T > 60 \text{ GeV}$

trazas. Así mismo se desprende de la figura 10.6 y de la tabla 10.3 que la cantidad de fotones que convierten antes de llegar al calorímetro electromagnético es importante (entre el $\approx 35\%$ y el $\approx 55\%$). De modo que es pertinente estudiar la eficiencia del trigger de fotones tanto para fotones que hayan convertido como para aquellos que no.

La tabla 10.4 muestra las eficiencias de los items de Trigger g15_loose, g20_loose y g40_loose seleccionando fotones *loose* reconstruidos en datos y en eventos Montecarlo de señal $H \rightarrow \gamma\gamma$ para fotones que convirtieron y para fotones que no convirtieron. Se puede concluir que los items de Trigger g15_loose, g20_loose y g40_loose no se ven afectados por las conversiones de fotones para impulsos transversos por encima de 22 GeV y 42 GeV respectivamente.

Se puede observar en la figura 10.7 como afectan las conversiones de fotones en la forma de la cascada en el calorímetro electromagnético. Las forma de cascada de la figura 10.7 son las mismas que las de la figura 10.3.

Muestra	Todos	Convertidos	No convertidos
g15			
Montecarlo	99.99 ± 0.00	99.98 ± 0.01	99.99 ± 0.00
Datos	98.18 ± 0.48	97.63 ± 0.78	98.72 ± 0.57
g20			
Montecarlo	99.94 ± 0.01	99.97 ± 0.01	99.90 ± 0.02
Datos	97.89 ± 0.43	98.44 ± 0.52	97.34 ± 0.68
g40			
Montecarlo	99.80 ± 0.02	99.74 ± 0.05	99.83 ± 0.03
Datos	99.73 ± 0.27	99.40 ± 0.60	100 ± 0

Tabla 10.4: Eficiencia de los items de Trigger g15_loose, g20_loose y g40_loose seleccionando fotones *loose* con $p_T > 17, 22$ y 42 GeV respectivamente. Se comparan las eficiencias de selección entre fotones que convirtieron y fotones que no convirtieron en datos y en eventos simulados Montecarlo de señal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

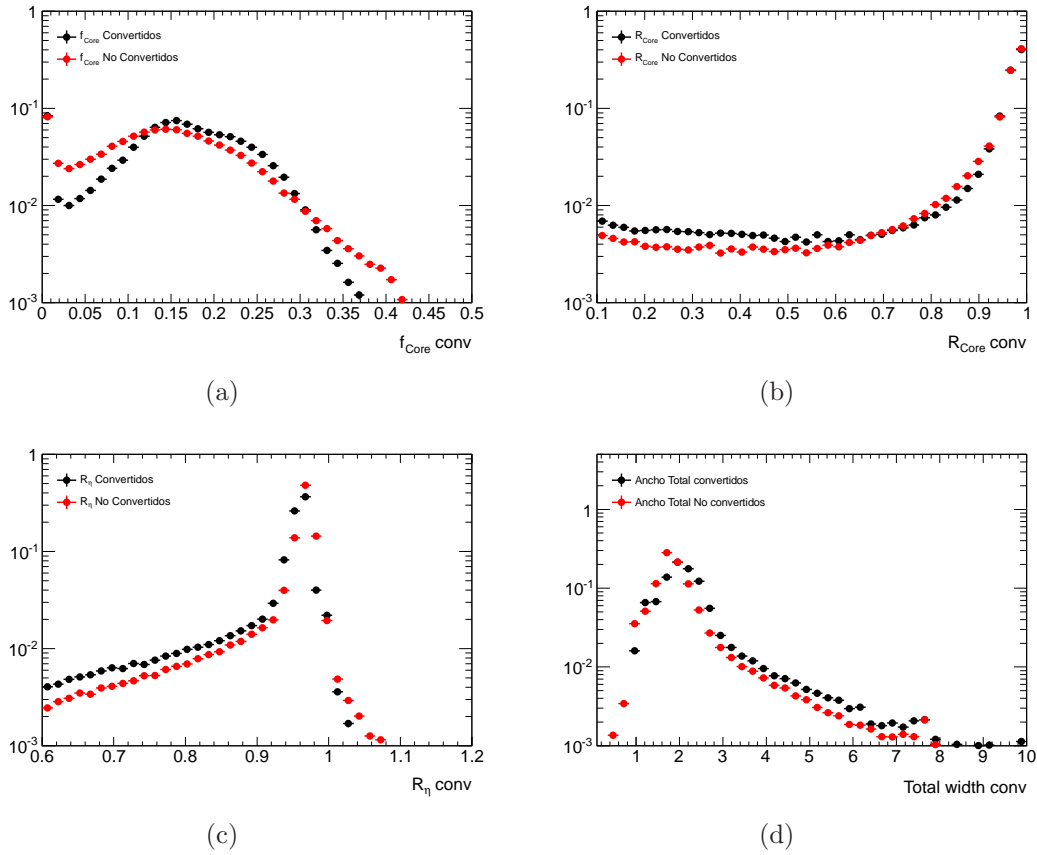


Figura 10.7: Distribuciones de variables de formas de cascadas comparando entre fotones convertidos y no convertidos en señal Montecarlo.

Trigger en eventos candidatos $H \rightarrow \gamma\gamma$ con fotones convertidos

Con la información obtenida más arriba, es de esperar que las conversiones de fotones no afecten la selección de eventos candidatos de $H \rightarrow \gamma\gamma$, dado que:

- a- La eficiencia de los items de Trigger g15_loose, g20_loose y g40_loose no se ven afectadas por las conversiones de fotones
- b- El ítem de Trigger 2g15_loose (2g20_loose) es equivalente a aplicar la selección de g15_loose (g20_loose) por separado a dos candidatos fotones a nivel del trigger.
- c- Las eficiencias mostradas en las tablas anteriores, están calculadas para fotones *loose*, mientras que la selección de eventos candidatos $H \rightarrow \gamma\gamma$ requiere de dos fotones *tight* (o sea cortes de selección más estrictos) y cortes en p_T de 40 GeV y 25 GeV.

Los valores obtenidos de las eficiencias de los items de Trigger 2g15_loose, 2g20_loose y g40_loose para seleccionar eventos candidatos de Higgs del Modelo Estándar decayendo a dos fotones se muestran en la tabla 10.5, categorizando los eventos según las conversiones ocurridas:

0 C: Ninguno de los dos fotones convirtió.

1 C: Uno de fotones convirtió.

2 C: Ambos fotones reconstruidos son convertidos.

Muestra	0 C	1 C	2 C
2g15			
Montecarlo	100 ± 0	100 ± 0	100 ± 0
Datos	100 ± 0	100 ± 0	100 ± 0
2g20			
Montecarlo	100 ± 0	100 ± 0	99.99 ± 0.01
Datos	100 ± 0	100 ± 0	100 ± 0
g40			
Montecarlo	100 ± 0	99.99 ± 0.01	99.98 ± 0.02
Datos	100 ± 0	100 ± 0	100 ± 0

Tabla 10.5: Eficiencia de los items de Trigger 2g15, 2g20 y g40 para eventos $H \rightarrow \gamma\gamma$ generados Montecarlo y para eventos de datos que satisfacen los cortes de selección del Higgs, separando entre eventos con ningún fotón convertido, con un fotón convertido y con ambos fotones convertidos.

Los resultados de la tabla 10.5 muestran claramente que los items de Trigger 2g15_loose, 2g20_loose y g40_loose son óptimos para la selección del Higgs del Modelo Estándar decayendo a dos fotones, concluyendo además que las conversiones de los fotones en el detector de trazas, no afectan la selección del trigger.

10.5 Búsqueda del $H \rightarrow \gamma\gamma$

Los resultados obtenidos para el desempeño y rendimiento del trigger de fotones simples y dobles son usados para estudios de la determinación de secciones eficaces de producción de procesos con fotones en estado final como los resultados de la referencia [95] y juegan un rol fundamental en la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar en su decaimiento a dos fotones.

El análisis descrito en el presente capítulo fué parte del estudio del espectro de masas de dos fotones con la estadística colectada durante 2010 [36]. En este estudio, se analiza comparativamente la cantidad de eventos de dos fotones con masa invariante entre 100 y 150 GeV a partir de una luminosidad integrada de $\sim 37\text{pb}^{-1}$ acumulada durante 2010, con eventos de fondo simulados Montecarlo (di-photon, photon-jet, di-jet y Drell-Yan).

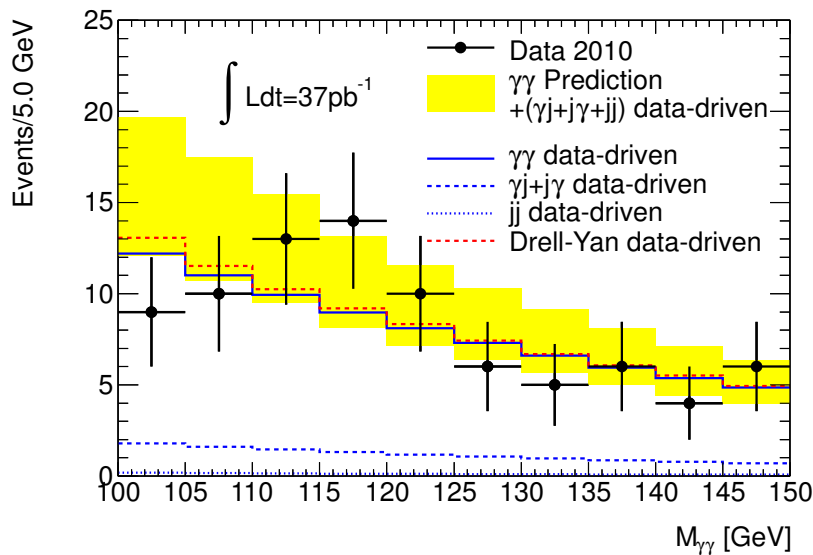


Figura 10.8: Espectro de masa invariante de dos fotones que satisfacen los criterios de selección del Higgs en $\sim 37\text{pb}^{-1}$ de datos colectados por ATLAS durante 2010.

La figura 10.8 muestra el espectro de dos fotones en datos de ATLAS del 2010 comparado con las predicciones realizadas con simulaciones Montecarlo de fotón+fotón, fotón+jet y jet+jet (banda amarilla) y con la estimación de fondo a partir de los datos propios (líneas punteadas). La determinación del fondo a partir de los propios datos es compatible con las predicciones obtenidas a partir de simulaciones [34]. Sin embargo la cantidad de eventos $\gamma\gamma$ observados en datos se encuentra sistemáticamente en el límite inferior de la incerteza estadística de la predicción Montecarlo.

La selección de los eventos es iniciada por la selección del trigger de fotones $2g15$ (dos candidatos fotones con p_T de al menos 15 GeV). A continuación se aplican los cortes de selección de dos fotones de candidatos $H \rightarrow \gamma\gamma$: dos fotones aislados, uno con $p_T > 40$ GeV y otro con $p_T > 25$ GeV (como se describe en la sección 10.1).

El estudio del fondo de dos fotones para la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar [36,96] con 37 pb^{-1} determinado a partir de datos colectados por ATLAS con métodos especialmente desarrollados para tal fin, excede en precisión los estudios previos realizados con simulaciones Montecarlo [91] afectados por incertezas teóricas. A partir de este análisis se ha revaluado la sensibilidad en ATLAS de la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar con masa entre 100 y 150 GeV decayendo a dos fotones previamente obtenido de simulaciones [97]. Utilizando una búsqueda inclusiva de resonancias a dos fotones, con 1 fb^{-1} de datos a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ en ATLAS se espera excluir la producción del Higgs del Modelo Estándar con sección eficaz de producción de más de 3.2-4.2 veces la del modelo estándar en el rango de masas 110-140 GeV.

Masa del bosón de Higgs [GeV]	110	115	120	130	140
Cantidad de eventos de señal	11.0	11.1	11.2	10.2	7.7
Límites superiores [$\times \text{MS}$]	3.7	3.5	3.2	3.3	4.2

Tabla 10.6: Eventos de señal $H \rightarrow \gamma\gamma$ esperados en función de la masa del Higgs y los límites superiores de exclusión a 95% de nivel de confianza a 1 fb^{-1} en ATLAS teniendo en cuenta la performance del detector esperada durante 2011.

La tabla 10.6 muestra los eventos de señal $H \rightarrow \gamma\gamma$ esperados en función de la masa del Higgs y los límites superiores de exclusión a 95% de nivel de confianza a 1 fb^{-1} .

Comentarios finales

En la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar decayendo a dos fotones, el primer paso de la selección se realiza en el sistema de trigger. Desde el comienzo del trabajo de esta Tesis Doctoral en 2006, parte de los estudios presentados en este capítulo fueron evolucionando, como resultado de múltiples iteraciones en la determinación de eficiencias y reoptimización de los cortes de selección del trigger con rigurosos estudios con datos Montecarlo. En el último año se utilizaron por primera vez datos reales de ATLAS para la determinación de la eficiencia del trigger de fotones incorporando métodos específicos para estudios a partir de datos (como pseudo *Tag&Probe*), los que fueron aplicados en el primer análisis de la búsqueda del $H \rightarrow \gamma\gamma$

en ATLAS [34].

Como resultado de todos los estudios llevados a cabo, se ha contribuido a la selección de un trigger óptimamente eficiente para candidatos Higgs livianos decaendo a dos fotones. La selección del trigger es sumamente robusta, resultando igualmente eficiente para fotones convertidos como para fotones no convertidos. Los menús de trigger que se planean utilizar en ATLAS durante 2011 y 2012 de colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV, tienen una performance óptima. Con el análisis del trigger realizado en la presente Tesis se observó que el rechazo a eventos de jet+jet y fotón+jet es de $4.74 \cdot 10^4$ y $4.52 \cdot 10^2$ respectivamente para 2g20_loose, lo que significa que este trigger es óptimo para la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar en ATLAS en la toma de datos 2011-2011, dado que los cocientes de las secciones eficaces de producción de los eventos de fondo jet+jet y fotón+jet al fondo irreducible fotón+fotón, son $\sim 10^6$ y $\sim 10^3$ respectivamente.

11

Conclusiones

El LHC ha empezado a producir colisiones pp a 7 TeV de energía de centro de masa en marzo del 2010 iniciando una nueva era en la investigación experimental en física de partículas. El detector ATLAS ha colectado desde entonces alrededor de $45pb^{-1}$ de datos con un excelente desempeño, poniendo a prueba el diseño y la eficiencia del sistema de adquisición de datos y de Trigger, en cuyo marco han sido realizados los estudios de esta Tesis Doctoral.

Las investigaciones llevadas a cabo para esta Tesis Doctoral están agrupadas en tres áreas íntimamente conectadas entre sí: Primera observación del decaimiento del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ en ATLAS; determinación de la eficiencia del trigger de electrones de ATLAS usando la señal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ a partir de los datos colectados; estudio de la performance del trigger de fotones a partir de datos y su optimización para la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar en el canal de decaimiento a dos fotones.

Primera observación de la resonancia $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ a 7 TeV en ATLAS

Se ha contribuido a la primera observación del J/ψ producido en un rango de energías nunca antes estudiado en su decaimiento a dos electrones, lo cual ha mostrado ser un desafío dado el alto fondo y el bajo rendimiento de la reconstrucción de electrones de bajo impulso transversal en el límite cinemático inferior de ATLAS.

En los últimos períodos de la toma de datos del 2010, los triggers de electrones de bajo p_T fueron utilizados con alto *pre-scale* debido a que la luminosidad instantánea de LHC alcanzó picos de $L \approx 2.1 \cdot 10^{32} cm^{-1} s^{-1}$. A pesar de ello fue posible, aplicando la selección estándar de electrones optimizada en ATLAS, observar claramente la señal del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ por encima del fondo de procesos no resonantes. Estos eventos proveen de una fuente de electrones de bajo p_T que ha sido utilizada por ATLAS para la primera recalibración del calorímetro electromagnético y la determinación de la eficiencia del trigger y reconstrucción de electrones. Es de destacar que la observación del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ en ATLAS y el estudio de sus propiedades con mayor estadística contribuirá a elucidar los mecanismos de producción de estados *quarkonium* a energías del LHC, complementando el análisis de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Performance del trigger de electrones a partir de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ en datos

El sistema de trigger es el primer paso en el sistema de toma de datos y una pieza fundamental en cualquier análisis físico, en especial aquellos que involucran mediciones de secciones eficaces y observación de señales de nueva física.

La señal observada a partir de colisiones pp a 7 TeV del $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ fue utilizada

como fuente de electrones para realizar la primera determinación de la eficiencia del trigger de electrones `e5_medium` (ítem de Trigger que selecciona eventos con al menos un electrón con $p_T > 5$ GeV) utilizando el método de *Tag&Probe* y a partir del desarrollo de un método de sustracción de fondo. La eficiencia de `e5_medium` para electrones con $p_T > 5$ GeV es de 90.1 ± 4.4 %. Estudios complementarios con simulaciones Montecarlo resultan en una eficiencia de 87.41 ± 0.7 %. Se han estudiado las fuentes de incerteza sistemáticas introducidas en el método de sustracción de fondo que resultaron ser de 1.3%.

A partir de las curvas de encendido del trigger `e5_medium` (la eficiencia del trigger en función del p_T) se observa claramente que la mejor performance ($\geq 95\%$) se obtiene para electrones con $p_T > 6$ GeV. Esta fue la primera determinación de eficiencia de un trigger a partir de datos en ATLAS (en este caso utilizando la resonancia $J/\psi \rightarrow e^+e^-$) y la primera vez que se aplica un método de sustracción de fondo que fue desarrollado en esta Tesis para este fin.

Performance del trigger de fotones en datos para la búsqueda del Higgs

El estudio del desempeño del trigger de fotones en ATLAS tiene como enfoque principal la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar en su decaimiento a dos fotones en la toma de datos a 7 TeV de energía de centro de masa en los próximos 2 años. Durante el 2010, dicha búsqueda se realizó con eventos de dos fotones seleccionados con el trigger `2g15_loose`, suficiente para los valores de luminosidad instantánea entregados por el LHC. Se ha estudiado la performance de este trigger a partir de datos del 2010 y a partir de eventos de $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulados Montecarlo. Este trigger es 100% eficiente seleccionando eventos que satisfacen los cortes de selección de $H \rightarrow \gamma\gamma$ tanto para datos como para Montecarlo. Esta determinación de la eficiencia del trigger `2g15_loose` es parte de la contribución realizada para el estudio del fondo en procesos con dos fotones energéticos en estado final para la búsqueda del $H \rightarrow \gamma\gamma$ presentado recientemente por ATLAS. En la misma se concluyó que la contribución al fondo del canal $\gamma\gamma$ es menor de lo esperado a partir de simulaciones Montecarlo, aumentando las expectativas de descubrimiento/exclusión del Higgs del Modelo Estándar en ATLAS.

En vísperas de la toma de datos de 2011-2012 también se estudió el desempeño del trigger `2g20_loose` que será usado en reemplazo de `2g15_loose` cuando el LHC comience las colisiones pp a partir del año 2011. Este trigger también es 100% eficiente seleccionando eventos que satisfacen la selección de candidatos $H \rightarrow \gamma\gamma$, tanto para datos como para señal Montecarlo. Aún en el caso en que ambos fotones

hayan convertido a pares e^+e^- , el trigger ha probado tener performance óptima. Esto se concluyó a partir de un completo estudio con datos y simulaciones Montecarlo contemplando eventos con fotones convertidos y no convertidos.

También se estudiaron las tasas de rechazo de fondo de los triggers 2g20_loose y g40_loose a partir de simulaciones Montecarlo. Los cocientes de las secciones eficaces de producción de los eventos de fondo jet+jet (*di-jet*) y fotón+jet (*direct photon*) al fondo irreducible fotón+fotón (*direct di-photon*), son $\sim 10^6$ y $\sim 10^3$ respectivamente. Con el análisis del trigger realizado en la presente Tesis se observó que el rechazo a eventos de jet+jet y fotón+jet es de $4.74 \cdot 10^4$ y $4.52 \cdot 10^2$ respectivamente para 2g20_loose, lo que significa que este trigger es óptimo para la búsqueda del Higgs del Modelo Estándar en ATLAS en la toma de datos 2011-2011.

Bibliografía

- [1] G Aad, F. Monticelli, et al. Readiness of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter for LHC Collisions. 2010.
- [2] Francis. Halzen and Alan D. Martin. *Quarks and Leptons*. 1985.
- [3] Abdelhak Djouadi. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model. *Phys. Rept.*, 457:1–216, 2008.
- [4] Steven Weinberg. The Making of the standard model. *Eur. Phys. J.*, C34:5–13, 2004.
- [5] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19(21):1264–1266, Nov 1967.
- [6] Abdus Salam and J. Ward. Weak and electromagnetic interactions. *Il Nuovo Cimento (1955-1965)*, 11:568–577, 1959. 10.1007/BF02726525.
- [7] Michael E. Peskin and Daniel V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory (Frontiers in Physics)*. Perseus Books, 2008.
- [8] LEP at CERN: The Z factory. <http://public.web.cern.ch/public/en/research/lep-en.html>.
- [9] R. Barate et al. Search for the standard model Higgs boson at LEP. *Phys. Lett.*, B565:61–75, 2003.
- [10] Pedro Teixeira-Dias. Observation of an excess in the ALEPH search for the standard model Higgs boson. 2001.
- [11] CDF Collaboration and DZero Collaboration. Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 6.7 fb^{-1} of Data. 2010.

-
- [12] S. Heinemeyer. Electroweak Precision Physics from Low to High Energies. 2007.
- [13] Henning Flacher et al. Gfitter - Revisiting the Global Electroweak Fit of the Standard Model and Beyond. *Eur. Phys. J.*, C60:543–583, 2009.
- [14] Michael Kramer, 1. Quarkonium production at high-energy colliders. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 47:141–201, 2001.
- [15] V. M. Abazov et al. [DØ Collaboration] Note 5089-conf.
- [16] S. P. Baranov. Highlights from the kT factorization approach on the quarkonium production puzzles. *Phys. Rev.*, D66, 2002.
- [17] J. P. Lansberg, J. R. Cudell, and Yu. L. Kalinovsky. New contributions to heavy-quarkonium production. *Phys. Lett.*, B633:301–308, 2006.
- [18] P. Nason et al. Bottom production. 1999.
- [19] J. Pumplin et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 07:012, 2002.
- [20] L. M. Jones and H. W. Wyld. Production of bound quark-antiquark systems. *Phys. Rev. D*, 17(9):2332–2337, May 1978.
- [21] L. M. Jones and H. W. Wyld. Charmed-particle production by photon-gluon fusion. *Phys. Rev. D*, 17(3):759–764, Feb 1978.
- [22] L. M. Jones and H. W. Wyld. Hadronic charm production by gluon fusion. *Phys. Rev. D*, 17(7):1782–1787, Apr 1978.
- [23] Gerhard A. Schuler. Quarkonium production and decays. 1994.
- [24] N. Brambilla et al. Heavy quarkonium physics. 2004.
- [25] R. Gastmans, W. Troost, and Tai Tsun Wu. Cross sections for gluon + gluon \rightarrow heavy quarkonium + gluon. *Physics Letters B*, 184(2-3):257–260, 1987.
- [26] Edmond L. Berger and D. Jones. Inelastic photoproduction of $\frac{J}{\psi}$ and Υ by gluons. *Phys. Rev. D*, 23(7):1521–1530, Apr 1981.
- [27] R. Gavai et al. Quarkonium production in hadronic collisions. *Int. J. Mod. Phys.*, A10:3043–3070, 1995.
-

-
- [28] P. Artoisenet, John M. Campbell, J. P. Lansberg, F. Maltoni, and F. Tramontano. v Production at Fermilab Tevatron and LHC Energies. *Phys. Rev. Lett.*, 101:152001, 2008.
- [29] Geoffrey T. Bodwin. NRQCD: Fundamentals and applications to quarkonium decay and production. *Int.J.Mod.Phys.*, A21:785–792, 2006.
- [30] A. Abulencia et al. Polarizations of J/ψ and $\psi(2S)$ Mesons Produced in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 99(13):132001, Sep 2007.
- [31] S. P. Baranov. Highlights from the k_T -factorization approach on the quarkonium production puzzles. *Phys. Rev. D*, 66(11):114003, Dec 2002.
- [32] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka (Eds.), et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables. 2011.
- [33] S Rosati. Standard model Higgs boson searches at ATLAS. *Journal of Physics: Conference Series*, 110(4):042022, 2008.
- [34] Coll ATLAS, Georges Aad, F. Monticelli, et al. ATLAS Sensitivity Prospects for Higgs Boson Production at the LHC Running at 7, 8 or 9 TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2010-015, CERN, Geneva, Nov 2010.
- [35] *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999.
- [36] Coll ATLAS, Georges Aad, F. Monticelli, et al. Measurement of the backgrounds to the $H \rightarrow \gamma\gamma$ search and reappraisal of its sensitivity with 37 pb^{-1} of data recorded by the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-COM-CONF-2011-006, CERN, Geneva, Jan 2011.
- [37] Daniel de Florian and Massimiliano Grazzini. Higgs production through gluon fusion: Updated cross sections at the Tevatron and the LHC. *Physics Letters B*, 674(4-5):291 – 294, 2009.
- [38] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the LHC. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 63:189–285, 2009. 10.1140/epjc/s10052-009-1072-5.
- [39] K. Arnold et al. VBFNLO: A parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons. *Comput. Phys. Commun.*, 180:1661–1670, 2009.
-

-
- [40] MSTW PDFs : PDF benchmarking for LHC processes.
- [41] S. Mrenna T. Sjostrand and P. Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP 05*, page 026, 2006.
- [42] Michelangelo L. Mangano, Fulvio Piccinini, Antonio D. Polosa, Mauro Moretti, and Roberto Pittau. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *Journal of High Energy Physics*, 2003(07):001, 2003.
- [43] J. Alwall, S. Höche, F. Krauss, N. Lavesson, L. Lönnblad, F. Maltoni, M.L. Mangano, M. Moretti, C.G. Papadopoulos, F. Piccinini, S. Schumann, M. Trecani, J. Winter, and M. Worek. Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 53:473–500, 2008.
- [44] S. Agostinelli et al. GEANT4 Collaboration. GEANT4: A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [45] *ATLAS magnet system: Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [46] *ATLAS central solenoid: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. Electronic version not available.
- [47] Norbert Wermes and G Hallewel. *ATLAS pixel detector: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998.
- [48] S George. ATLAS: inner detector technical design report. (CERN-OPEN-99-155):15 p, Apr 1997.
- [49] *ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [50] *ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [51] *ATLAS computing: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2005. revised version submitted on 2005-06-20 16:33:46.
- [52] B Lenzi. The Physics Analysis Tools project for the ATLAS experiment. Technical Report ATL-SOFT-PROC-2009-006, CERN, Geneva, Oct 2009.
-

-
- [53] P Calafiura, W Lavrijsen, C Leggett, M Marino, and D Quarrie. The ATHENA Control Framework in Production, New Developments and Lessons Learned. 2005.
- [54] Gennaro Corcella, Ian G. Knowles, Giuseppe Marchesini, Stefano Moretti, Kosuke Odagiri, Peter Richardson, Michael H. Seymour, and Bryan R. Webber. HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *Journal of High Energy Physics*, 2001(01):010, 2001.
- [55] Stefan Höche, Steffen Schumann, and Frank Siegert. Hard photon production and matrix-element parton-shower merging. *Phys. Rev. D*, 81(3):034026, Feb 2010.
- [56] O. Igonkina, F. Monticelli, et al. Calorimetry triggering in ATLAS. *J. Phys. Conf. Ser.*, 160:012061, 2009.
- [57] X. Anduaga, F. Monticelli, et al. Implementation and performance of the high-level trigger electron and photon selection for the ATLAS experiment at the LHC. ATL-DAQ-PUB-2008-003.
- [58] T. Fonseca-Martin, F. Monticelli, et al. Event reconstruction algorithms for the ATLAS trigger. *J. Phys. Conf. Ser.*, 119:022022, 2008.
- [59] M. Abolins, F. Monticelli, et al. Integration of the trigger and data acquisition systems in ATLAS. *J. Phys. Conf. Ser.*, 119:022001, 2008.
- [60] G. Barrand et al. GAUDI – A software architecture and framework for building HEP data processing applications. *Computer Physics Communications*, 140(1-2):45–55, 2001.
- [61] Python Programming Language.
- [62] POOL - Pool Of persistent Objects for LHC (2009) .
- [63] ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework (2009), URL.
- [64] G. Aad, F. Monticelli, et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [65] *ATLAS level-1 trigger: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998.
-

-
- [66] Peter Jenni, Marzio Nessi, Markus Nordberg, and Kenway Smith. *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2003.
- [67] M. Aharrouche, Monticelli. F, et al. The trigger for early running. ATL-PHYS-PUB-2009-025.
- [68] D. Enoque Ferreira de Lima et al. Software validation infrastructure for the ATLAS high-level trigger. *PoS*, ACAT08:084, 2008.
- [69] The ATHENA architecture. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/00/architecture>.
- [70] W Wiedenmann et al. Studies for a common selection software environment in ATLAS: from the Level-2 Trigger to the offline reconstruction. Technical Report ATL-DAQ-2003-037. CERN-ATL-DAQ-2003-037. 3 pt.3, CERN, Geneva, Oct 2003. revised version number 1 submitted on 2003-11-07 17:36:21.
- [71] M Editor: Elsing. Analysis and Conceptual Design of the HLT Selection Software 013. Technical Report ATL-DAQ-2002-013, CERN, Geneva, Jun 2002.
- [72] M. Abolins et al. Specification of the LVL1/LVL2 Trigger Interface. ATL-DES-0003 (2002), <http://edms.cern.ch/document/107485/>.
- [73] M. Aharrouche, Monticelli. F, et al. Reconstruction and identification of photons. ATL-PHYS-PUB-2009-005.
- [74] M. Aharrouche, Monticelli. F, et al. Reconstruction and identification of electrons. ATL-PHYS-PUB-2009-004.
- [75] M. Aharrouche, Monticelli. F, et al. Reconstruction of photon conversions. ATL-PHYS-PUB-2009-006.
- [76] G. Aad, F. Monticelli, et al. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. 2009.
- [77] M. Aharrouche, Monticelli. F, et al. Physics performance studies and strategy of the electron and photon trigger selection. ATL-PHYS-PUB-2009-029.
- [78] Good Runs Lists. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/GoodRunsLists>.
-

-
- [79] M. Aharrouche, Monticelli. F, et al. Reconstruction of low-mass electron pairs. ATL-PHYS-PUB-2009-007.
- [80] A first measurement of the differential cross section for the $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ resonance and the non-prompt to prompt J/ψ cross-section ratio with pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV in ATLAS. Technical Report ATLAS-CONF-2010-062, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [81] Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter for $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ and $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ events. Technical Report ATLAS-CONF-2010-006, CERN, Geneva, Jun 2010.
- [82] N Kerschen, F. Monticelli, et al. Electron performance of the ATLAS detector using the $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ decays. Technical Report ATL-PHYS-INT-2010-124, CERN, Geneva, Nov 2010.
- [83] M. Aharrouche, Monticelli. F, et al. Calibration and performance of the electromagnetic calorimeter. ATL-PHYS-PUB-2009-003.
- [84] K Nakamura and Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37(7A):075021, 2010.
- [85] Fabiola Gianotti. ATLAS Status and highlits, ICHEP 2010. <http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=74&sessionId=13&resId=1&materialId=slides&confId=73513>.
- [86] P. Ryan et al. The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration. 2010.
- [87] G Aad, F. Monticelli, et al. Drift Time Measurement in the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter using Cosmic Muons. 2010.
- [88] Georges Aad et al. Measurement of the $W \rightarrow l\nu$ and $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 1012:060, 2010. Long author list - awaiting processing.
- [89] ilumicalc utility for luminosity determination. Tutorial wiki page: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/CoolLumiCalcTutorial>.
- [90] F Monticelli and M T Dova. Determination of the electron trigger efficiency selecting electrons from a J/ψ decay using the Tag and Probe method. Technical Report ATL-COM-DAQ-2010-217, CERN, Geneva, Dec 2010.
-

-
- [91] C. Adam Bourdarios et al. Prospects for the discovery of the standard model Higgs boson using the $H \rightarrow \gamma\gamma$ decay. ATL-PHYS-PUB-2009-053.
- [92] C. Adam Bourdarios et al. Statistical combination of several important standard model Higgs boson search channels. ATL-PHYS-PUB-2009-063.
- [93] A. Buckley et al. ATLAS Monte Carlo tunes for MC09. *Tech. Rep.*, PUB Note in preparation, 2010.
- [94] M. Wielers R. Mommsen, A. Radu. Performance Studies for Electron and Photon Selection at Event Filter. 2000.
- [95] Georges Aad, Brad Abbott, Jalal Abdallah, F. Monticelli, et al. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. Technical Report arXiv:1012.4389. CERN-PH-EP-2010-068, CERN, Geneva, Dec 2010.
- [96] H Abreu et al. Study of the Di-Photon Backgrounds to the $H \rightarrow \gamma\gamma$ Search with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Technical Report ATL-COM-PHYS-2011-009, CERN, Geneva, Jan 2011.
- [97] H Abreu et al. Exclusion Prospects for the Standard Model Higgs Boson Decaying into Two Photons. Technical Report ATL-PHYS-INT-2010-061, CERN, Geneva, Jun 2010.
-