

Estudios de Muones con los Primeros Datos de CMS en el LHC

C. Santiago
P. García-Abia
J. M^a. Hernández



Estudios de Muones con los
Primeros Datos de CMS en el LHC

C. Santiago
P. García-Abia
J. M^a. Hernández

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Información y Documentación, Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas, Ciudad Universitaria, 28040-MADRID, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Los descriptores se han seleccionado del Thesauro del DOE para describir las materias que contiene este informe con vistas a su recuperación. La catalogación se ha hecho utilizando el documento DOE/TIC-4602 (Rev. 1) Descriptive Cataloguing On-Line, y la clasificación de acuerdo con el documento DOE/TIC.4584-R7 Subject Categories and Scope publicados por el Office of Scientific and Technical Information del Departamento de Energía de los Estados Unidos.

Se autoriza la reproducción de los resúmenes analíticos que aparecen en esta publicación.

Catálogo general de publicaciones oficiales
<http://www.060.es>

Depósito Legal: M -14226-1995

ISSN: 1135 - 9420

NIPO: 471-11-004-0

Editorial CIEMAT

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

S70

MUON DETECTION; HIGH ENERGY PHYSICS; DATA ANALYSIS; CERN; COLLISIONS;
EXPERIMENTAL DATA

Estudios de Muones con los Primeros Datos de CMS en el LHC

Santiago, C.; García-Abia, P.; Hernández, J. M^a.

7 pp. 6 fig. 17 ref.

Resumen:

En este trabajo se presenta un análisis de los primeros datos obtenidos con el detector CMS del acelerador LHC. Se analizan las características de los muones detectados y se comparan con los datos simulados. Se han reconstruido los mesones J/Ψ , $\Psi(2S)$, $\Upsilon(nS)$ y el bosón Z en el canal de desintegración a un par muón-antimuón. Estos análisis nos han permitido mejorar la comprensión del detector CMS en cuanto a eficiencia de detección de muones, resolución y precisión en la medida del momento y descripción del detector en la simulación.

Muon Studies with the First CMS Data at the LHC

Santiago, C.; García-Abia, P.; Hernández, J. M^a.

7 pp. 6 fig. 17 ref.

Abstract:

In this work an analysis of the first data recorded with the CMS detector at the LHC collider is presented. The properties of the detected muons are analyzed and compared with simulated data. The J/Ψ , $\Psi(2S)$ and $\Upsilon(nS)$ mesons as well as the Z boson have been reconstructed in the muon-antimuon decay channel. These analyses have allowed us to improve the understanding of the CMS detector in terms of muon detection efficiency, resolution and accuracy in the measurement of the momentum and the description of the detector in the simulation.

Estudios de muones con los primeros datos de CMS en el LHC

Carlos Santiago Licerias*
Universidad Complutense de Madrid

(1 de septiembre de 2010)

En este trabajo presentamos un análisis de los primeros datos obtenidos con el detector CMS del acelerador LHC. Hemos analizado las características de los muones detectados y las hemos comparado con los datos simulados. También hemos reconstruido los mesones J/ψ , $\psi(2S)$, $\Upsilon(nS)$ y el bosón Z en el canal de desintegración a un par muón-antimuón. Estos análisis nos han permitido mejorar la comprensión del detector CMS en cuanto a eficiencia de detección de muones, resolución y precisión en la medida del momento y descripción del detector en la simulación.

I. INTRODUCCIÓN

El Modelo Estándar de partículas elementales [1–3] es la teoría que describe las interacciones electromagnética, débil y fuerte que rigen la dinámica de las partículas subatómicas. Muchas de sus predicciones se han confirmado experimentalmente con muy buena precisión; sin embargo, tiene ciertas limitaciones. No explica algunos fenómenos como la violación de CP, por qué la escala débil y la de Plank son tan diferentes (problema de la jerarquía) o las oscilaciones de neutrinos. Además, predice la existencia de una partícula, el bosón de Higgs, que aún no ha sido observada.

El *Large Hadron Collider* [4] (LHC) y sus experimentos han sido construidos para encontrar la respuesta a algunas de estas cuestiones fundamentales. El LHC es un acelerador capaz de producir colisiones entre protones a muy alta energía, acelerándolos hasta casi la velocidad de la luz. Los resultados de las colisiones se registran en cuatro grandes detectores: ALICE, ATLAS, LHCb y CMS; complejos dispositivos electrónicos capaces de registrar hasta 40 millones de colisiones por segundo. Es necesario un gran trabajo de desarrollo y puesta a punto del acelerador para alcanzar el rendimiento de diseño. Cuando el LHC esté en pleno funcionamiento, permitirá confirmar o refutar la validez del Modelo Estándar y mostrar evidencias de nueva física como Supersimetría u otras extensiones de la teoría. Mientras tanto, los datos obtenidos se están utilizando para redescubrir el Modelo Estándar. Éste es un paso importante, ya que la medida de cantidades conocidas permite calibrar el funcionamiento del detector y poner a punto los programas de reconstrucción y análisis de los datos.

En este trabajo realizamos un estudio de muones con los primeros datos del detector CMS. Este detector fue diseñado principalmente para medir y reconstruir muones. Los muones, μ^\pm , pertenecen a la familia de los leptones, poseen una masa 200 veces superior a la de los electrones

y tienen una vida media de $2\mu\text{s}$. Son el producto de la desintegración de muchas partículas, entre ellas nuevas partículas que esperan producirse en el LHC, de ahí que su estudio sea tan importante.

En la primera parte del trabajo presentamos algunas comparaciones de datos de CMS con simulaciones Monte Carlo de muones inclusivos (sin particularizar en su procedencia). Estos muones tienen relativamente bajo momento transversal (unos pocos GeV) y provienen en su gran mayoría de la desintegración de mesones ligeros (piones y kaones). Dado que la simulación se utiliza para corregir efectos de aceptación e ineficiencias en la reconstrucción y selección de los datos, es importante validar y ajustar la descripción que la simulación hace de los datos, lo que implica mejorar la comprensión del funcionamiento del detector. Una vez realizado este primer análisis, hemos reconstruido algunas resonancias de partículas conocidas que se desintegran en $\mu^+\mu^-$. Con la cantidad de datos de que disponemos hasta el momento somos capaces de observar las desintegraciones con sección eficaz más alta, correspondientes a los mesones J/ψ , $\psi(2S)$, $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ y al bosón Z. Las distribuciones de masa de estas partículas nos dan información de la precisión (escala absoluta) y resolución en la medida del momento de los muones.

II. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

A. El acelerador LHC

El LHC es el colisionador protón-protón construido en el túnel de 27 km del CERN, el Laboratorio Europeo de Física de Partículas, situado en las proximidades de Ginebra. Está formado por dos anillos circulares por los que circulan haces de protones en sentidos opuestos. Los haces están confinados en un vacío continuo y guiados por imanes superconductores refrigerados a 1,3 K que proporcionan un campo magnético muy alto (8,33 Tesla para una energía de los protones de 7 TeV). Los haces se mantienen confinados durante horas, dando vueltas en el anillo, teniendo lugar colisiones protón-protón en cuatro puntos de interacción, donde están los experimentos.

En el LHC hay cuatro experimentos principales. Dos

* Trabajo de Investigación supervisado por:
Dr. Pablo García Abia, CIEMAT.
Dr. José María Hernández Calama, CIEMAT.

son de propósito general, CMS y ATLAS, con objetivos similares como la búsqueda del bosón de Higgs, Supersimetría y otras extensiones del Modelo Estándar. Los otros dos experimentos son ALICE, diseñado para el estudio de colisiones de iones pesados y LHCb, diseñado para el estudio de la física del quark b y la violación de la simetría CP.

Cuando el LHC funcione a su potencia nominal, cada haz estará compuesto de 2808 paquetes de $15 \mu\text{m}$ de radio y 53mm de largo con 10^{11} protones por paquete, los cuales, inyectados a una energía de 450GeV en el anillo principal, se acelerarán en las cavidades de radiofrecuencia hasta llegar a 7TeV . En cada cruce de paquetes (cada 25ns) se producirán en promedio 20 colisiones a una energía en el sistema de referencia del centro de masas de los haces de protones, \sqrt{s} , de 14TeV . Por lo tanto, se registrarán colisiones a una tasa cercana a 1GHz . El número de sucesos de un cierto tipo, N_A , viene dado por el producto de la sección eficaz, σ_A , por la luminosidad, \mathcal{L} : $N_A = \mathcal{L} \cdot \sigma_A$. El nivel elevado de colisiones, producto de una luminosidad elevada ($\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), permite la producción de procesos de muy baja sección eficaz.

El LHC entró en funcionamiento en diciembre de 2009, registrando sus primeras colisiones a $\sqrt{s} = 900 \text{GeV}$. En marzo de 2010 se aumentó su energía del centro de masas a 7TeV . Está previsto mantener el funcionamiento del acelerador con esta energía dos años, durante los cuales se irá aumentando progresivamente la luminosidad instantánea. En este trabajo se han utilizado datos tomados en CMS a una energía $\sqrt{s} = 7 \text{TeV}$ con una luminosidad instantánea máxima de $10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. La luminosidad integrada acumulada hasta el momento [5] es $1,2 \text{pb}^{-1}$ ($1 \text{pb}^{-1} = 10^{36} \text{cm}^{-2}$).

B. El detector CMS

El detector *Compact Muon Solenoid* [6] (CMS) dispone de un sistema redundante para la detección de muones, unos buenos calorímetros electromagnético y hadrónico y un sistema de reconstrucción de trayectorias de partículas cargadas de gran resolución. La parte central de CMS tiene simetría cilíndrica. Por ambos lados del eje del cilindro entran los haces que colisionan en el centro del detector. El cilindro, denominado barril, está cerrado por dos discos, llamados *endcaps*. Las dimensiones totales son $21,6 \text{m}$ de largo y 15m de diámetro, con un peso total de 14500 toneladas. La Figura 1 muestra un corte transversal de un sector del detector en la zona del barril ($0 < |\eta| < 1,1$), con $\eta \equiv -\ln(\tan \theta/2)$ la pseudorapidez y θ el ángulo polar respecto al eje del cilindro de CMS.

Un imán superconductor de 13m de longitud y $5,9 \text{m}$ de diámetro proporciona en su interior un campo magnético axial (eje z) uniforme de 4T , que curva la trayectoria de las partículas cargadas para poder reconstruir con precisión su momento cinético, incluso con alto momento transversal.

En el interior del solenoide se sitúa el detector de tra-

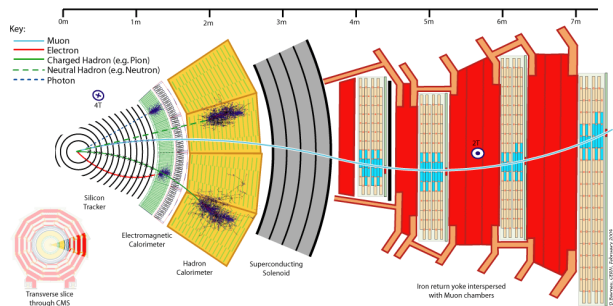


Figura 1. Corte transversal, respecto al eje de los haces de protones, de un sector ($\sim 1/12 = 30^\circ$) del detector CMS, donde se pueden observar los diferentes elementos del detector y la señal característica que las diferentes partículas, originadas en el punto de interacción protón-protón, dejan en ellos.

zas, construido con 76 millones de sensores de silicio. Este dispositivo está diseñado para reconstruir con alta resolución ($\Delta p_T/p_T < 1,5\%$ para $p_T < 100 \text{GeV}/c$) la traza de partículas cargadas, así como la posición de vértices secundarios con una resolución de $15 \mu\text{m}$.

Envolviendo al detector de trazas están los calorímetros electromagnético y hadrónico. El calorímetro electromagnético, formado por 74848 cristales de PbWO_4 , está diseñado para medir con precisión la energía y la posición de electrones y fotones. El calorímetro hadrónico mide la dirección de los *jets* (chorros de hadrones) y su energía transversa.

En el exterior del solenoide se encuentran las cámaras de muones, intercaladas con una estructura de hierro que absorbe todas las partículas excepto los muones. Su misión es identificar y reconstruir las trazas de éstos últimos con sus aproximadamente 600000 canales y una resolución espacial de $200 \mu\text{m}$ por canal en la región del barril. El campo magnético de retorno del solenoide ($1,8 \text{T}$ en el interior de la estructura de hierro que soporta las cámaras) curva la trayectoria de los muones y permite medir su momento cinético independientemente del detector de trazas. El CIEMAT se ha encargado de la construcción de aproximadamente un tercio de las 250 cámaras de muones del barril de CMS.

III. ANÁLISIS Y RESULTADOS

A. Reconstrucción y selección de muones en CMS

La reconstrucción de muones en CMS se hace a partir de la información recogida en las cámaras de muones y en el detector de trazas. Midiendo las posiciones sucesivas de las señales dejadas por los muones en estos detectores, se reconstruyen sus trayectorias de forma independiente en cada sub-detector. Cada trayectoria reconstruida con las cámaras de muones se compara con las reconstruidas en el detector de trazas y la mejor combinación se ajusta para reconstruir una trayectoria global. A partir del radio

de curvatura, conocido el campo magnético, se obtienen el signo de la carga del muón y su momento cinético.

Para eliminar la contaminación proveniente de muones atmosféricos [7] y de muones que se encuentran en el halo del haz, producto de la colisión de protones del haz con el material de los colimadores, se requieren ciertos criterios de calidad en la reconstrucción de los muones. Estos deben dejar señal en al menos dos cámaras de muones y en al menos 12 sensores del detector de trazas. Los ajustes de las trayectorias deben cumplir unos mínimos de calidad y la trayectoria reconstruida del muón debe pasar por un cilindro de 3 cm de radio y 30 cm de longitud a lo largo del eje central del detector, centrado en el vértice de la colisión.

La reconstrucción y selección de muones, así como la geometría del detector introducen efectos de eficiencia y aceptación en el análisis. Es importante comprender bien estos efectos a la hora de realizar medidas precisas y para ello se utilizan las simulaciones. De ahí la importancia de comparar los datos con la simulación, para muones inclusivos, y comprobar que la simulación describe bien la respuesta del detector.

B. Estudio de muones inclusivos

Denominamos muones inclusivos a aquellos que proceden de cualquier desintegración, sin particularizar en un canal concreto. Proviene en su mayoría de la desintegración de mesones ligeros (π^\pm , K^\pm), producto de la cascada hadrónica originada en la colisión de los protones del haz. En esta primera parte estudiaremos ciertas propiedades cinemáticas de muones inclusivos, en particular el momento transversal y la pseudorapidez. Como veremos, estos muones tienen típicamente un momento transversal bajo y vuelan con bajo ángulo θ respecto al eje del detector.

La energía del muón viene determinada por su masa ($m_\mu = 105,658 \text{ MeV}/c^2$) y por su momento cinético, p . Éste puede descomponerse en momento transversal, p_T , y longitudinal, p_z , respecto al eje de la colisión. La energía y el momento longitudinal están relacionados mediante la rapidez, $y \equiv \frac{1}{2} \log \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$, que, para momentos grandes ($p \gg m_\mu$) puede aproximarse por la pseudorapidez, η . El momento transversal y la pseudorapidez forman, pues, un conjunto completo de variables que describe la cinemática de los muones y son las variables usadas típicamente en este tipo de análisis.

En la Figura 2 se representan las distribuciones del momento transversal y la pseudorapidez de una muestra de muones inclusivos. Los datos están comparados con sucesos generados con Pythia [8], normalizados al número de muones de la muestra de datos. La respuesta del detector está simulada con el programa GEANT4 [9]. La simulación coincide muy bien con los datos, lo que nos indica que tenemos una descripción adecuada de la respuesta detector.

En la Figura 2(a) se observa un efecto de umbral de detección en el momento de los muones entorno a $p_T \simeq 2 \text{ GeV}/c$. Esto se debe a la baja aceptación del detector para muones con muy bajo momento, ya que éstos se detienen antes de llegar a las cámaras de muones y no son detectados. La distribución del momento transversal decae exponencialmente; la gran mayoría de los muones producidos son de bajo momento, ya que provienen de la desintegración de partículas ligeras, que son las que tienen procesos de producción con mayor sección eficaz. La cola de la distribución está formada mayoritariamente por muones procedentes de la desintegración de hadrones pesados.

La forma de la distribución de la pseudorapidez en la Figura 2(b) viene determinada por el momento mínimo necesario para atravesar las cámaras de muones. En el barril ($|\eta| < 1,1$) el momento prácticamente sólo tiene componente transversal, de modo que para un momento transversal dado, la aceptación será menor que en la zona de los endcaps, donde contribuye también la componente longitudinal. En la distribución de η también se observa un efecto de aceptación para $|\eta| > 2,5$, que es donde terminan las cámaras de muones. Así mismo, se puede observar que hay un pequeño valle en $|\eta| \sim 1,5$. Ésta es la región de unión entre el barril y los endcaps, lo que hace que disminuya ligeramente la eficiencia en la reconstrucción de los muones en esta región del detector.

C. Reconstrucción de los mesones J/ψ , $\psi(2S)$ y $\Upsilon(nS)$

El quarkonium es el estado ligado de un quark (q) con su anti-quark (\bar{q}). En esta sección reconstruimos las masas invariantes de los estados excitados del charmonium ($c\bar{c}$: J/ψ y $\psi(2S)$) y del bottomonium ($b\bar{b}$: $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ y $\Upsilon(3S)$), con configuración cuántica $1^G(J^{PC}) = O^-(1^{--})$. Estos estados decaen principalmente a hadrones, pero una pequeña fracción se desintegra en un par $\mu^+\mu^-$, lo que los hace observables en CMS. Son las partículas que decaen a dos muones con mayor sección eficaz de producción en el LHC, con lo que, al reconstruir la masa invariante del sistema $\mu^+\mu^-$, serán las primeras resonancias que aparezcan. Su estudio es importante porque constituyen una referencia estándar para la calibración del detector. Además, la comprensión de los mecanismos de producción del J/ψ es importante para comprobar la consistencia de la Cromodinámica Cuántica (QCD) [10–12]. Las propiedades de los mesones J/ψ , $\psi(2S)$ y $\Upsilon(nS)$ vienen resumidas en el Cuadro I.

La masa invariante, definida como $m^2 \equiv E^2 - |\vec{p}|^2$, es un escalar Lorentz, es decir, es invariante bajo cambios de sistema de referencia inerciales. La masa invariante del sistema $\mu^+\mu^-$ viene dada por

$$\begin{aligned} m_{\mu^+\mu^-}^2 &= (E_{\mu^+} + E_{\mu^-})^2 - |\vec{p}_{\mu^+} + \vec{p}_{\mu^-}|^2 \\ &= 2(m_\mu^2 + E_{\mu^+} \cdot E_{\mu^-} - p_{\mu^+} \cdot p_{\mu^-} \cdot \cos \theta_{\mu^+\mu^-}), \end{aligned} \quad (1)$$

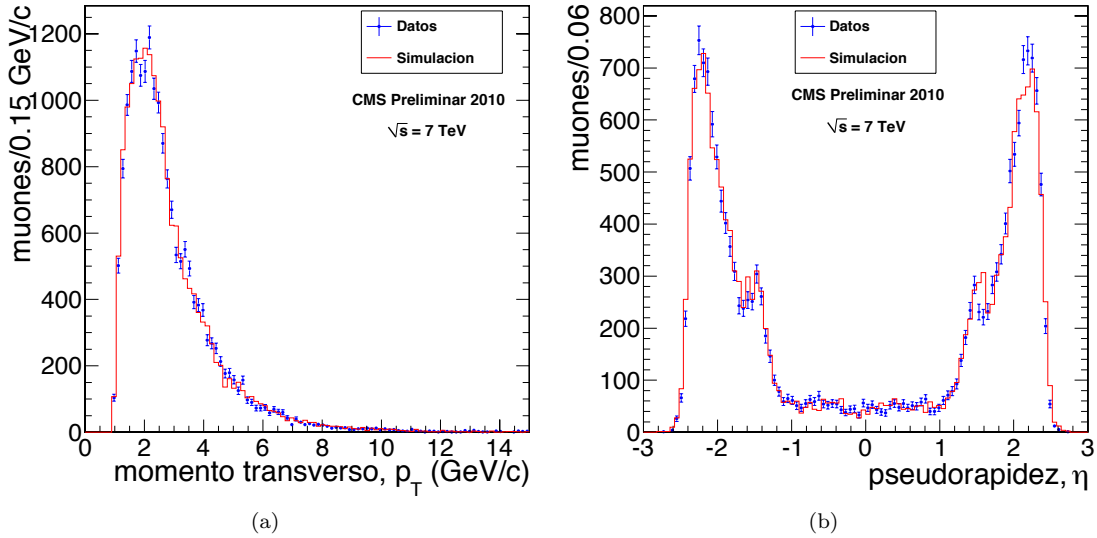


Figura 2. Distribución de (a) momento transversal y (b) pseudorapidez, de la muestra de muones inclusivos, para datos y sucesos simulados.

Cuadro I. Propiedades de los mesones J/ψ , $\psi(2S)$ y $\Upsilon(nS)$ y del bosón Z . Se muestran las masas y anchuras nominales [13], así como las obtenidas al ajustar los datos y la simulación.

Mesones	m_{nom} (MeV/c ²)	m_{datos} (MeV/c ²)	m_{sim} (MeV/c ²)	Γ_{nom} (keV/c ²)	σ_{datos} (MeV/c ²)	σ_{sim} (MeV/c ²)
J/ψ	$3096,92 \pm 0,01$	$3091,2 \pm 0,3$	3096 ± 1	$93,2 \pm 2,1$	$42,6 \pm 0,2$	$48,1 \pm 0,6$
$\psi(2S)$	$3686,09 \pm 0,03$	3681 ± 3	3684 ± 1	286 ± 16	$43,2 \pm 2,7$	$56,2 \pm 0,5$
$\Upsilon(1S)$	$9460,30 \pm 0,26$	9447 ± 3	9455 ± 1	$54,0 \pm 1,3$	$101,9 \pm 2,9$	$121,0 \pm 1,1$
$\Upsilon(2S)$	$10023,26 \pm 0,31$	10024 ± 10	-	$32,0 \pm 2,6$	-	-
$\Upsilon(3S)$	$10355,2 \pm 0,5$	10340 ± 17	-	$20,3 \pm 1,9$	-	-
Bosón	m_{nom} (GeV/c ²)	m_{datos} (GeV/c ²)	m_{sim} (GeV/c ²)	Γ_{nom} (GeV/c ²)	σ_{datos} (GeV/c ²)	σ_{sim} (GeV/c ²)
Z	$91,1876 \pm 0,0021$	$91,2 \pm 0,2$	$91,01 \pm 0,04$	$2,4952 \pm 0,0023$	$1,9 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,1$

con $\theta_{\mu^+\mu^-}$ el ángulo que forman las trayectorias de los muones. Para muones con alto momento, $m_{\mu} \ll E_{\mu}$, p_{μ} , se tiene que $E \approx p$ y

$$m_{\mu^+\mu^-}^2 = 2p_{\mu^+} \cdot p_{\mu^-} (1 - \cos\theta_{\mu^+\mu^-}), \quad (2)$$

de donde se puede ver que, cuanto mayor sea la masa de la partícula que se desintegra, mayor será el ángulo entre los muones, es decir, mayor será su momento transversal.

La probabilidad de producir una resonancia a una energía del centro de masas del sistema $q\bar{q}$ dada, E , es proporcional a una distribución de Breit-Wigner,

$$f(M) \sim \frac{1}{(E^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}, \quad (3)$$

con M la masa de la resonancia y Γ su anchura de desintegración, en unidades naturales ($c = 1$). Esta es la forma que tiene la distribución de la masa invariante del par $\mu^+\mu^-$. En el caso de los mesones J/ψ , $\psi(2S)$ y $\Upsilon(nS)$, la anchura de desintegración es muy pequeña en relación a la resolución en la medida de la masa, de modo que la anchura observada vendrá determinada por la resolución del detector.

Dado que la mayoría de muones que observamos provienen de la desintegración de mesones ligeros, filtramos los datos para disminuir la contaminación y obtener una señal más limpia de mesones. Seleccionamos sucesos con dos muones de diferente signo (muón-antimuón) que formen un vértice común compatible con la resolución espacial en la reconstrucción de la trayectoria, cerca del vértice de la colisión, lo que elimina la mayor parte de la contaminación.

En la Figura 3 presentamos la distribución de la masa invariante de los pares de muones entre $2,5 \text{ GeV}/c^2$ y $4 \text{ GeV}/c^2$, en escala logarítmica. Se observan con claridad las resonancias de los mesones J/ψ y $\psi(2S)$. La distribución de masa en los datos ha sido ajustada a una combinación de funciones que tiene en cuenta la señal y la contaminación. Ésta última ha sido aproximada por una exponencial y cada resonancia se ha ajustado a una función de tipo Crystal Ball [14], que es una gaussiana con colas a baja masa que tiene en cuenta las pérdidas por radiación en los estados finales. En la figura se muestra también la masa invariante de pares de muones en sucesos con muones del mismo signo, normalizado al número de

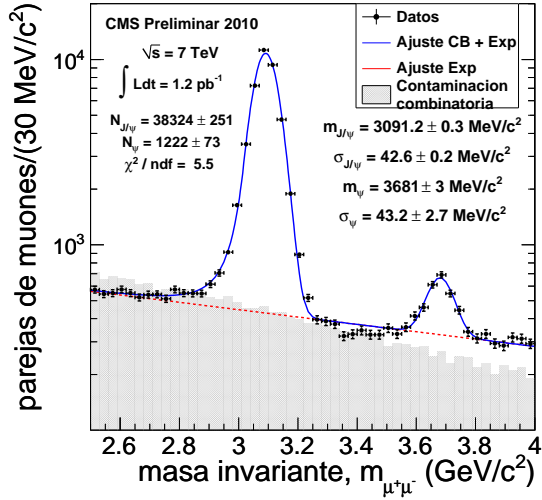


Figura 3. Distribución de la masa invariante del par $\mu^+\mu^-$ en torno a la resonancia de los mesones J/ψ y $\psi(2S)$.

pares en la señal. Esta distribución describe muy bien la contaminación debajo de los picos del J/ψ y el $\psi(2S)$, lo que indica que esta contaminación es combinatoria: coincidencias accidentales de dos muones de cargas opuestas en el suceso, no procedentes de la desintegración de mesones.

En el Cuadro I se muestran los valores de la masa y la anchura obtenidos en el ajuste, así como los obtenidos de la simulación. Se observa un alejamiento entre la masa nominal y la masa medida de $5,7 \text{ MeV}/c^2$ para el J/ψ y de $5 \text{ MeV}/c^2$ para el $\psi(2S)$ (con una resolución de $0,3$ y $3 \text{ MeV}/c^2$, respectivamente). Este alejamiento no se observa en los valores de la masa obtenidos en la simulación, lo que podría indicar una descripción inadecuada de los elementos que tienen influencia en la medida de los momentos, como el campo magnético, los materiales inactivos del detector o el alineamiento de los sensores. También se observan desplazamientos entre los valores medidos de la anchura y los obtenidos en la simulación.

En la Figura 4 presentamos la distribución de la masa invariante del par de muones entre $8,1 \text{ GeV}/c^2$ y $12,1 \text{ GeV}/c^2$. Se observan con claridad las resonancias de los tres estados $\Upsilon(nS)$. La contaminación se ha ajustado a una exponencial y cada resonancia a una función de tipo Crystal Ball. En el ajuste se ha impuesto el mismo parámetro de anchura para las tres resonancias, ya que la resolución se puede considerar constante en este rango de masas.

Los valores obtenidos, escritos en el Cuadro I, se ajustan muy bien a los valores esperados. En este caso también se observan desplazamientos con respecto a los valores nominales de la masa: 13 , 1 y $15 \text{ MeV}/c^2$ para los estados $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ y $\Upsilon(3S)$ (con una resolución de 3 , 10 y $17 \text{ MeV}/c^2$, respectivamente) y un desplazamiento en la resolución con respecto a la simulación del $\Upsilon(1S)$.

Hemos repetido el análisis para el J/ψ , separando

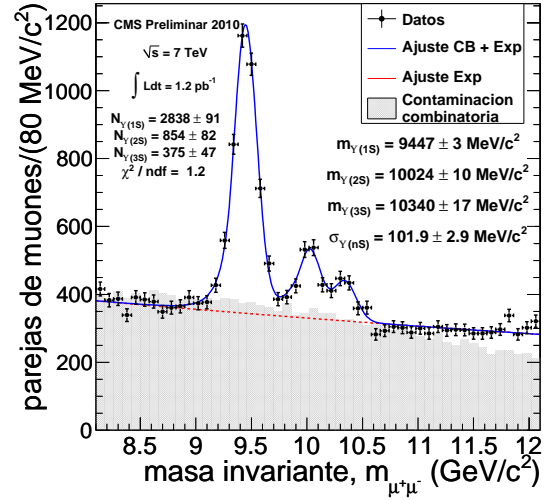


Figura 4. Distribución de la masa invariante del par $\mu^+\mu^-$ en torno a las resonancias de los mesones $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ y $\Upsilon(3S)$.

Cuadro II. Resolución en las diferentes zonas del detector usando los datos y la simulación de la reconstrucción de mesones J/ψ .

Rango del detector	$\sigma_{\text{datos}} \text{ (MeV}/c^2)$	$\sigma_{\text{sim}} \text{ (MeV}/c^2)$
Endcap ($1,1 < \eta^\mu < 2,5$)	$48,2 \pm 0,3$	$50,6 \pm 0,6$
Barril ($ \eta^\mu < 1,1$)	$25,2 \pm 0,3$	$25,8 \pm 0,8$
Todo ($ \eta^\mu < 2,5$)	$42,6 \pm 0,2$	$48,1 \pm 0,6$

los sucesos cuyos muones se han detectado en el barril ($|\eta^\mu| < 1,1$) y en el endcap ($1,1 < |\eta^\mu| < 2,5$). Ajustamos los datos del mismo modo anterior y presentamos las resoluciones obtenidas para los datos y la simulación en el Cuadro II. Como se puede observar, los resultados obtenidos con las medidas realizadas en la zona del barril se ajustan perfectamente a la simulación. La masa del J/ψ obtenida en este rango es $3094,7 \pm 0,4 \text{ MeV}/c^2$, compatible con la simulación y el valor nominal. Donde los datos no se ajustan tan bien es en la zona del endcap, por lo que habrá que determinar qué está provocando estas diferencias.

Otra cantidad interesante a analizar es el parámetro de impacto transversal de los muones provenientes del J/ψ . Este parámetro es la distancia de la trayectoria del muón al vértice de la colisión, en el plano transversal al eje del detector. La mayoría de los J/ψ se desintegran en el vértice primario ya que tienen una vida media muy corta ($\sim 10^{-20} \text{ s}$), de modo que la anchura de la distribución del parámetro de impacto nos da información sobre la resolución espacial del detector en el plano transversal. Para seleccionar mesones J/ψ con la menor contaminación posible, escogemos los pares $\mu^+\mu^-$ con masa invariante en torno a la masa medida tal que $|m_{\mu^+\mu^-} - m_{J/\psi}| < 2\sigma_{J/\psi}$.

En la Figura 5 mostramos la distribución del parámetro de impacto transversal de los muones procedentes del

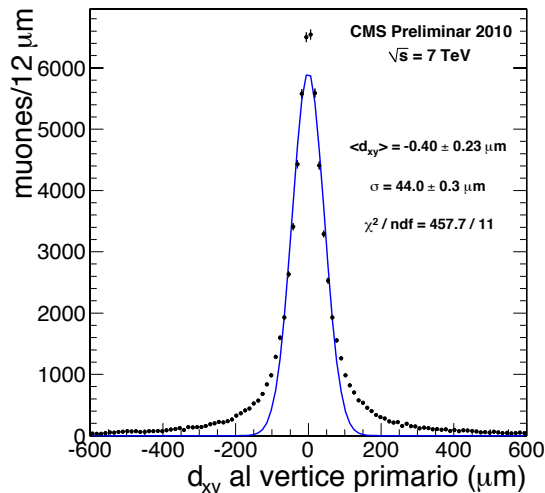


Figura 5. Distribución del parámetro de impacto transverso para dimuones en la ventana del J/ψ .

J/ψ . El centro de la distribución es compatible con cero lo que indica que la mayoría de los J/ψ provienen del vértice primario, pero hay una pequeña contribución de J/ψ provenientes de la desintegración de mesones B. Estos mesones tienen una vida media de $\tau = 1,5 \times 10^{-12}$ s y pueden recorrer distancias del orden de centenares de μm . Esto hace que los J/ψ que vienen de los mesones B no se desintegren en el vértice primario y que pueblen las colas de la distribución del parámetro de impacto. Ajustando la parte central de la distribución ($|d_{xy}| < 80 \mu\text{m}$) a una gaussiana, obtenemos una resolución espacial en el plano transversal de $\sigma = 44,0 \pm 0,3 \mu\text{m}$. Esta resolución es suficiente para medir la distancia recorrida por los mesones B antes de desintegrarse, de donde se podrá obtener una medida de su vida media.

D. Reconstrucción del bosón Z

Finalmente, reconstruimos la resonancia del bosón Z, bosón gauge muy masivo y uno de los tres bosones (junto con W^\pm) mediadores de la interacción electrodébil, responsable del cambio de sabor de leptones y quarks. Su estudio es de particular interés en CMS ya que interviene en uno de los principales canales de búsqueda del bosón de Higgs ($H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$). En este canal cada bosón Z se desintegra en un par $\mu^+\mu^-$, que es el canal de desintegración que estudiamos aquí. Su masa y su anchura nominales vienen dadas en el Cuadro I.

Para seleccionar los sucesos que utilizamos para reconstruir la resonancia del bosón Z requerimos, además de los cortes de selección utilizados en la sección III C, que los dos muones del suceso tengan al menos un momento transversal $p_T > 20 \text{ GeV}$.

En la Figura 6 presentamos la distribución de masa de la resonancia del Z. Los datos se han ajustado a una dis-

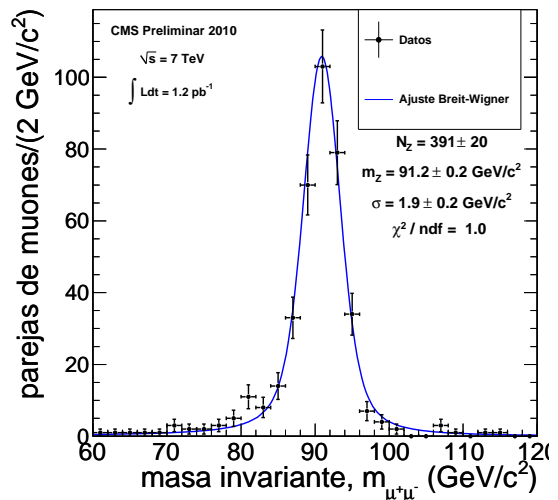


Figura 6. Distribución de la masa invariante de la pareja muón-antimuón en torno a la resonancia del bosón Z.

tribución de Breit-Wigner convolucionada con una gaussiana. En el ajuste, fijamos el valor de la anchura natural del Z, Γ_{nom} , y dejamos libre la anchura de la gaussiana, σ , que viene determinada por la resolución del detector. Los resultados se muestran en el Cuadro I. El valor de la masa está en muy buen acuerdo con los valores medidos previamente [13, 15, 16] y el valor de la resolución es compatible con el esperado en esta fase inicial del experimento [17], incluso algo menor. Es interesante observar que la contaminación de la señal es casi inexistente. Con unos simples cortes de selección hemos aislado fácilmente los muones procedentes de la desintegración del bosón Z. Esto muestra la limpieza de este canal y por qué el canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ es tan interesante en la búsqueda del bosón de Higgs.

IV. CONCLUSIONES

En el LHC se están llevando a cabo algunos de los experimentos más interesantes y prometedores en el campo de la física fundamental. Después de casi 20 años de construcción y puesta en funcionamiento, el acelerador está por fin preparado y ha entrado en funcionamiento. En este trabajo hemos tenido la oportunidad de analizar los primeros datos registrados por uno de los detectores del LHC, CMS, lo que nos ha permitido familiarizarnos con los complejos códigos de reconstrucción, simulación y análisis de CMS.

El estudio de cantidades conocidas y bien confirmadas tanto por el Modelo Estándar como por experimentos anteriores, tales como las distribuciones de los muones inclusivos o la reconstrucción de los mesones J/ψ , $\psi(2S)$, $\Upsilon(nS)$ y el bosón Z nos ha ayudado a comprender mejor el funcionamiento del detector y a mejorar su calibración. Hemos observado algunos parámetros de aceptación del

detector y medido resoluciones tanto en la medida de la masa invariante de un par de muones, como en la medida de distancias en la proximidades al vértice donde se producen las colisiones. Estos resultados nos permiten conocer la capacidad del detector y serán de gran ayuda en futuros análisis.

En conclusión, con este trabajo hemos empezado a ver el potencial del LHC y del detector CMS. En pocos meses de funcionamiento, y sin llegar a funcionar al máximo

rendimiento, hemos sido capaces de reconstruir resonancias que requirieron años de tomas de datos en experimentos anteriores. Esto demuestra la gran capacidad del acelerador y del detector CMS para futuros descubrimientos como el bosón de Higgs o nueva física en el LHC. Es necesario continuar con este tipo de estudios para terminar de poner a punto el detector mientras se acumulan datos y el acelerador alcanza su potencia de diseño, lo que permitirá alcanzar los objetivos previstos.

-
- [1] S. Weinberg, “A Model of Leptons,” *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1264–1266 (1967).
- [2] A. Salam, “Elementary Particle Theory,” (1968), ed N. Svartholm, (Almqvist and Wiksell, Stockholm 1968), Proceedings of the Eighth Nobel Symposium, pp. 367.
- [3] S. L. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions,” *Nucl. Phys.*, **22**, 579–588 (1961).
- [4] J. Evans and P. Bryant, “LHC Machine,” *JINST*, **3**, S08001 (2008).
- [5] CMS Collaboration, “Measurement of CMS Luminosity,” PAS, **EWK-10-004** (2010).
- [6] CMS Collaboration, “The CMS Experiment at the CERN LHC,” *JINST*, **3**, S08004 (2008).
- [7] CMS Collaboration, “Measurement of the charge ratio of atmospheric muons with the CMS detector,” *Phys. Lett.*, **B622**, 83–104 (2010).
- [8] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P.Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual,” *JHEP*, **05**, 422 (2006).
- [9] S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4: A simulation toolkit,” *Nucl. Inst. Meth. A*, **506**, 250 (2003).
- [10] N. Brambilla *et al.*, CERN Yellow Report, **CERN-2005-005** (2005).
- [11] J. Lansberg, *Int. J. Mod. Phys.*, **A 21**, 3857 (2006).
- [12] M. Krämer, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **47**, 141 (2001).
- [13] C. Amsler *et al.* Particle Data Group, *Phys. Lett.*, **B667**, 1 (2008).
- [14] M. J. Oreglia, “A Study of the Reactions $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$,” Ph. D. Thesis, **SLAC-R-236**, Apéndice D (1980).
- [15] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, “Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance,” *Phys. Rept.*, **427**, 257 (2006), hep-ex/0509008.
- [16] The ALEPH, CDF,D0 DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the Tevatron Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, “Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model,” (2009), hep-ex/0911.2604.
- [17] CMS Collaboration, “CMS Physics TDR,” **Volume 1**, CERN-LHCC-2006-001 (2006).

