

**ESTUDIO DE LA MASA INVARIANTE DE LAS PARTÍCULAS  $J/\psi$  Y  $Z$   
EN LA ACTUALIZACIÓN DEL EXPERIMENTO CMS**

Por

Soraya Ysabel Flores Chalco

Tesis sometida en cumplimiento parcial de los requerimientos para el grado de

MAESTRÍA EN CIENCIAS

en

FÍSICA

UNIVERSIDAD DE PUERTO RICO  
RECINTO UNIVERSITARIO DE MAYAGÜEZ

2013

Aprobada por:

---

Héctor Méndez Mella, Ph.D  
Presidente, Comité Graduado

---

Fecha

---

Ángel López Berrios, Ph.D  
Miembro, Comité Graduado

---

Fecha

---

Samuel Santana Colón, Ph.D  
Miembro, Comité Graduado

---

Fecha

---

Rubén E. Díaz Rivera, Ph.D  
Representante de Estudios Graduados

---

Fecha

---

Dorial Castellanos Rodríguez, Ph.D  
Director del Departamento

---

Fecha

Abstract of Dissertation Presented to the Graduate School  
of the University of Puerto Rico in Partial Fulfillment of the  
Requirements for the Degree of Masters of Science

**STUDY OF THE MASS INVARIANT FOR  $J/\psi$  AND Z IN THE  
UPGRADE CMS EXPERIMENT**

By

Soraya Ysabel Flores Chalco

2013

Chair: Héctor Méndez Mella  
Major Department: Physics

The purpose of this work is to examine muon reconstruction in the Phase 1 of upgrade of CMS (Compact Muon Solenoid) the detector and compare it to the current geometry at the SLHC (Super Large Hadron Collider) environment.

In order to contrast both geometries, it was needed to reconstruct  $\mu^+\mu^-$  resonance and identify the signal of  $J/\psi$  meson and Z boson, to then, proceed to divide into the sample segments of pseudo-rapidity ( $\eta$ ) and muons transverse momentum ( $p_T$ ) to plot the invariant mass as a function of  $\eta$  and  $p_T$ , respectively.

The shape of these histograms is fitted with Gaussian functions from which are extracted relevant parameters as the mass, the standard deviation and the efficiency, in order to do the comparison between the two geometries. From these results we concluded that the average value of the mass of the particles is closer to the nominal value of the mass described in the PDG (Particle Data Group) for the  $J/\psi$  meson and the Z boson in both geometries. With the update on the Phase 1 of the CMS, the total number of events detected increased compared to the current the SLHC geometry for the  $J/\psi$  meson and the Z boson.

Resumen de Disertación Presentado a Escuela Graduada  
de la Universidad de Puerto Rico como Requisito Parcial de los  
Requerimientos para el Grado de Maestría en Ciencias

## **ESTUDIO DE LA MASA INVARIANTE DE LAS PARTÍCULAS $J/\psi$ Y $Z$ EN LA ACTUALIZACIÓN DEL EXPERIMENTO CMS**

Por

Soraya Ysabel Flores Chalco

2013

Consejero: Héctor Méndez Mella  
Departamento: Departamento de Física

En el Large Hadron Collider (LHC) se aumentará la intensidad del haz por fases, el resultado será un colisionador conocido como el Super LHC (SLHC). Los experimentos (detectores) actuales realizarán algunos cambios para poder funcionar eficientemente en el SLHC. El proposito de este trabajo es examinar la primera fase (Phase 1) de la actualización de la geometría del detector CMS (en inglés Compact Muon Solenoid) comparada con la geometría actual.

Para contrastar ambas geometrías, primero se encontró la reconstrucción de la masa invariante  $\mu^+\mu^-$  y se identifica la señal de las masas del mesón  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  y del bosón  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ , luego procedemos a dividir en segmentos de pseudo-rapidez  $\eta$  y del momento transversal de los muones  $p_T$  para graficar esta masa invariante  $\mu^+\mu^-$  en cada segmento de  $\eta$  y del  $p_T$ , respectivamente.

La forma de estos histogramas es ajustada con funciones gaussianas y se extrajo de este ajuste parámetros relevantes, como masa, eficiencia y desviación estándar, para hacer la comparación respectiva entre ambas geometrías. A partir de estos resultados se concluyó que el valor medio de la masa de las partículas son próximas a su valor nominal de estas masas descrita en el PDG (Particle Data Group) para ambas partículas, y que con la actualización en la Phase 1 del CMS, el número total de eventos detectado aumentó en comparación con la actual geometría del SLHC.

Copyright © 2013

por

Soraya Ysabel Flores Chalco

A mi familia, por todo el apoyo y confianza que han puesto mi.

## AGRADECIMIENTOS

A mi director, Dr. Héctor Méndez Mella por toda su colaboración en la realización de esta tesis.

A los profesores Ángel López Berrios y Samuel Santana Colón, por su ayuda en la causa y ser parte del comité graduado.

A mi hermana Karim Jacobson y a su esposo Diego Jacobson, por su ayuda incondicional.

A Carlos Malca Reyes, por acompañarme y apoyarme a lo largo de todo este proceso.

## TABLA DE CONTENIDO

	<u>página</u>
ABSTRACT ENGLISH . . . . .	ii
RESUMEN EN ESPAÑOL . . . . .	iii
AGRADECIMIENTOS . . . . .	vi
LISTA DE TABLAS . . . . .	ix
LISTA DE FIGURAS . . . . .	xi
LISTA DE ABREVIATURAS . . . . .	xvi
LISTA DE SÍMBOLOS . . . . .	xvii
<b>1 INTRODUCCIÓN . . . . .</b>	<b>1</b>
1.1 Modelo Estándar . . . . .	1
1.1.1 Partículas Fundamentales . . . . .	2
1.1.2 Interacciones . . . . .	6
1.1.3 Decaimientos y Aniquilaciones . . . . .	9
1.1.4 La simetría CPT (Invarianza de Carga, Paridad y Tiempo) . . . . .	10
1.2 Aceleradores y Detectores de Partículas . . . . .	11
1.2.1 El Gran Colisionador de Hadrones “LHC” . . . . .	13
1.2.2 Proyecto SLHC . . . . .	18
<b>2 EL SOLENOIDE COMPACTO DE MUONES “CMS” . . . . .</b>	<b>20</b>
2.1 Los Subdetectores del CMS . . . . .	21
2.1.1 Silicon Tracker . . . . .	21
2.1.2 Solenoide superconductor . . . . .	22
2.1.3 El calorímetro electromagnético “ECAL” . . . . .	22
2.1.4 El calorímetro de hadrones “HCAL” . . . . .	22
2.1.5 Los detectores de Muones . . . . .	22
2.1.6 El detector de trazas . . . . .	23
2.1.7 Sistema de adquisición de datos (Trigger) . . . . .	23
2.2 Sistema de Coordenadas en el CMS . . . . .	24
2.2.1 La Pseudo-rapidez $\eta$ en el CMS . . . . .	24
2.2.2 El Momento Transversal $p_T$ en el CMS . . . . .	25
2.3 SLHC en el CMS . . . . .	26
<b>3 OBJETIVOS . . . . .</b>	<b>28</b>
<b>4 ANALISIS Y RESULTADOS . . . . .</b>	<b>29</b>
4.1 Generación, Simulación y Reconstrucción . . . . .	29
4.1.1 Generación . . . . .	29

4.1.2	Simulación . . . . .	30
4.1.3	Reconstrucción . . . . .	32
4.2	Reconstrucción de Muones . . . . .	32
4.2.1	“Standalone Muon” . . . . .	32
4.2.2	“Tracker Muon” . . . . .	33
4.2.3	“Global Muon” . . . . .	33
4.3	Análisis de la Reconstrucción . . . . .	33
4.3.1	Masa $\mu^+\mu^-$ en función de $\eta$ . . . . .	36
4.3.2	Masa $\mu^+\mu^-$ en función del $p_T$ . . . . .	41
4.3.3	Ajuste Estadístico . . . . .	44
5	CONCLUSIÓN . . . . .	65
6	TRABAJOS FUTUROS . . . . .	67
	APENDICES . . . . .	68
A	Matriz de selección de la Pseudo-rapidez para $Z$ . . . . .	69
B	Matriz de selección de la Pseudo-rapidez para $J/\psi$ . . . . .	80
C	Porcentaje de Error y Porcentaje de Diferencia . . . . .	91
C.1	Porcentaje de Error . . . . .	91
C.2	Porcentaje de Diferencia . . . . .	92
	<b>REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> . . . . .	<b>94</b>



LISTA DE TABLAS

<u>Tabla</u>	<u>página</u>
1-1 Leptones. . . . .	2
1-2 Quarks. . . . .	4
1-3 Interacciones. . . . .	8
2-1 Diferencias entre las Geometrias Actual y de la Mejora en el CMS. . . . .	27
4-1 Rango de la división de $\eta$ . . . . .	36
4-2 Llenado de la matriz para $\eta_\mu$ . . . . .	38
4-3 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $J/\psi$ en Phase1 como función de $\eta$ . . . . .	45
4-4 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $Z$ en Phase1 como función de $\eta$ . . . . .	46
4-5 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $J/\psi$ en Std como función de $\eta$ . . . . .	47
4-6 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $Z$ en Std como función de $\eta$ . . . . .	48
4-7 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $J/\psi$ en Phase1 como función del $p_T$ . . . . .	49
4-8 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $Z$ en Phase1 como función del $p_T$ . . . . .	50
4-9 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $J/\psi$ en Std como función del $p_T$ . . . . .	51
4-10 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $Z$ en Std como función del $p_T$ . . . . .	52
4-11 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $Z$ en los datos 2011 como función de $\eta$ . . . . .	53
4-12 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $J/\psi$ en los datos 2011 como función de $\eta$ . . . . .	54
4-13 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $Z$ en los datos 2011 como función del $p_T$ . . . . .	55
4-14 Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para $J/\psi$ en los datos 2011 como función del $p_T$ . . . . .	56
5-1 % de Error. . . . .	66
5-2 % de Diferencia. . . . .	66
C-1 % de Error $\eta$ . . . . .	91
C-2 % de Error ( $p_T$ ) para $J/\psi$ . . . . .	92
C-3 % de Error ( $p_T$ ) para $Z$ . . . . .	92

C-4	% de Diferencia $\eta$ .	93
C-5	% de Diferencia ( $p_T$ ) para $J/\psi$ .	93
C-6	% de Diferencia ( $p_T$ ) para $Z$ .	93

## LISTA DE FIGURAS

<u>Figura</u>	<u>página</u>
1-1 Modos de Interacción de las Partículas en el Modelo Estándar. . . . .	1
1-2 Desintegración del Muón. . . . .	3
1-3 Decaimiento del $J/\psi$ en dos muones. . . . .	5
1-4 Decaimiento del Z en dos muones. . . . .	5
1-5 Efecto Compton: Los átomos cargados eléctricamente al excitarse liberan fotones. . . . .	6
1-6 Dos núcleos de un átomo permanecen unidos mediante la interacción fuerte. Los quarks y los gluones son partículas involucradas en esta interacción. . . . .	7
1-7 En el decaimiento del Xi ( $\Xi^-$ ), se observa que uno de sus quark strange S al emitir un bosón $W^-$ cambia de sabor a un quark up. . . . .	8
1-8 El neutrón emite un bosón $W^-$ , y éste se desintegra en un protón, antineutrino y un electrón [1]. . . . .	9
1-9 En la salida de los aceleradores lineales se pueden encontrar con: una partícula contra un blanco fijo, un inyector a un acelerador circular y dos haces de partículas colisionando entre sí [2]. . . . .	11
1-10 En la salida de los aceleradores sincrotrón, los haces pueden ser utilizados en los experimentos de colisión y experimentos de blanco fijo [2]. . . . .	12
1-11 Detectores del Fermilab [3]. . . . .	12
1-12 Durante las colisiones protón-protón en el LHC. Se crean partículas Z que decaeran rapidamente a dos muones [4]. . . . .	13
1-13 Colisiones simultáneas de protón-protón. . . . .	15
1-14 Cadena de aceleradores del Gran colisionador de hadrones (LHC) [5]. . . . .	18
2-1 Partes del Detector CMS. . . . .	24
2-2 Variación de la Pseudo-Rapidez en el CMS . . . . .	25
2-3 Variación de la Pseudo-Rapidez con respecto al ángulo $\theta$ . . . . .	25
2-4 Variación del Momento Transversal en el CMS . . . . .	25
2-5 Representación gráfica de la geometría del CMS. A la izquierda muestra la geometría actual y a la derecha la geometría de la mejora (UpGrade) [6]. . . . .	26

4-1	Características del “cmsDriver.py” para generar $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . . . . .	31
4-2	Comando de la reconstrucción para la geometría actual. . . . .	32
4-3	Reconstrucción de muones en el CMS. . . . .	33
4-4	Reconstrucción de la masa invariante $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ con Std Geometry. . .	34
4-5	Reconstrucción de la masa invariante $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ con Std Geometry. . . .	35
4-6	Reconstrucción de la masa invariante $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ con Phase 1 Geometry. 35	
4-7	Reconstrucción de la masa invariante $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ con Phase 1 Geometry. .	36
4-8	División de los “bins” de la Pseudorapidez en el CMS. . . . .	37
4-9	División de los “bins” de la Pseudorapidez para $\mu^+ \mu^-$ . . . . .	37
4-10	Matriz de selección de la Pseudo-Rapidez para Histogramas. . . . .	38
4-11	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ con Phase 1 Geometry para el mismo intervalo de $\eta$ en ambos muones. . . . .	39
4-12	$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ con Phase 1 Geometry para el mismo intervalo de $\eta$ en ambos muones. . . . .	39
4-13	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ con Std Geometry para el mismo intervalo de $\eta$ en ambos muones. . . . .	40
4-14	$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ con Geometry Std para el mismo intervalo de $\eta$ en ambos muones. . . . .	40
4-15	Histogramas del $p_T$ proveniente de $\mu^+ \mu^-$ para el $J/\psi$ . . . . .	41
4-16	Histogramas del $p_T$ proveniente de $\mu^+ \mu^-$ para el $Z$ . . . . .	41
4-17	Histogramas de la masa invariante $\mu^+ \mu^-$ para el mismo intervalo del $p_T$ en ambos muones ( $p_{T_i} = p_{T_j}$ ) con Phase 1 Geometry. . . . .	42
4-18	Histogramas de la masa invariante $\mu^+ \mu^-$ para el mismo intervalo del $p_T$ en ambos muones ( $p_{T_i} = p_{T_j}$ ) con Std Geometry. . . . .	43
4-19	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en Phase 1 Geometry como función de $\eta$ . . . . .	45
4-20	$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en Phase 1 Geometry en función de $\eta$ . . . . .	46
4-21	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en Std Geometry como función de $\eta$ . . . . .	47
4-22	$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en Std Geometry como función de $\eta$ . . . . .	48
4-23	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en Phase 1 Geometry como función de $p_T$ . . . . .	49

4-24	Z $\rightarrow \mu^+\mu^-$ en Phase 1 Geometry como función de $p_T$ . . . . .	50
4-25	J/ $\psi$ $\rightarrow \mu^+\mu^-$ en Std Geometry como función de $p_T$ . . . . .	51
4-26	Z $\rightarrow \mu^+\mu^-$ en Std Geometry como función de $p_T$ . . . . .	52
4-27	Z $\rightarrow \mu^+\mu^-$ Data 2011. . . . .	53
4-28	J/ $\psi$ $\rightarrow \mu^+\mu^-$ Data 2011. . . . .	54
4-29	Z $\rightarrow \mu^+\mu^-$ Data 2011. . . . .	55
4-30	J/ $\psi$ $\rightarrow \mu^+\mu^-$ Data 2011. . . . .	56
4-31	Mean: Se observa que la masa reconstruida es muy estable a través del detector en la geometría del SLHC, este valor está alrededor de la masa nominal tanto para J/ $\psi$ y Z. También, se observa que en los datos del 2011 de la geometría estándar este valor está un poco retirado de la masa nominal. . . . .	57
4-32	Sigma: Se observa que el valor obtenido EndCap es más ancho que en el Barrel. . . . .	58
4-33	Yield: Se observa que existe un mayor número de eventos en la geometría de la actualización SLHC. . . . .	59
4-34	Yield: Se observa que existe un mayor número de eventos en la geometría de la actualización SLHC. . . . .	60
4-35	Mean: Se observa que la masa reconstruida es muy estable a través del detector. Este valor está alrededor de su masa nominal para el J/ $\psi$ y también se observa que para el Z este valor está un poco retirado de su masa nominal. . . . .	61
4-36	Sigma: Se observa que la masa reconstruida es muy estable a través en el experimento CMS. . . . .	62
4-37	Yield: Se observa que existe un mayor número de eventos en la geometría de la actualización SLHC. . . . .	63
4-38	Yield: Se observa que existe un mayor número de eventos en la geometría de la actualización SLHC. . . . .	64
A-1	Matriz de selección de la Pseudo-Rapidez para 100 Histogramas de la partícula Z con la geometría Phase 1. . . . .	69
A-2	Columna 1 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $-2.5 \leq \mu < -2.0$ y $\mu^+$ variable. . . . .	70

A-3	Columna 2 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $-2.0 \leq \mu < -1.5$ y $\mu^+$ variable.	71
A-4	Columna 3 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $-1.5 \leq \mu < -1.0$ y $\mu^+$ variable.	72
A-5	Columna 4 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $-1.0 \leq \mu < -0.5$ y $\mu^+$ variable.	73
A-6	Columna 5 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $-0.5 \leq \mu < 0$ y $\mu^+$ variable.	74
A-7	Columna 6 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $0 \leq \mu < 0.5$ y $\mu^+$ variable.	75
A-8	Columna 7 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $0.5 \leq \mu < 1.0$ y $\mu^+$ variable.	76
A-9	Columna 8 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $1.0 \leq \mu < 1.5$ y $\mu^+$ variable.	77
A-10	Columna 9 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $1.5 \leq \mu < 2.0$ y $\mu^+$ variable.	78
A-11	Columna 10 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $2.0 \leq \mu < 2.5$ y $\mu^+$ variable.	79
B-1	Matriz de selección de la Pseudo-Rapidez para 100 Histogramas de la partícula $J/\psi$ con la geometría Phase 1.	80
B-2	Columna 1 de la Matriz de selección para la partícula $J/\psi$ en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $-2.5 \leq \mu < -2.0$ y $\mu^+$ variable.	81
B-3	Columna 2 de la Matriz de selección para la partícula $J/\psi$ en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $-2.0 \leq \mu < -1.5$ y $\mu^+$ variable.	82
B-4	Columna 3 de la Matriz de selección para la partícula $J/\psi$ en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $-1.5 \leq \mu < -1.0$ y $\mu^+$ variable.	83
B-5	Columna 4 de la Matriz de selección para la partícula $J/\psi$ en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $-1.0 \leq \mu < -0.5$ y $\mu^+$ variable.	84
B-6	Columna 5 de la Matriz de selección para la partícula $J/\psi$ en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $-0.5 \leq \mu < 0$ y $\mu^+$ variable.	85
B-7	Columna 6 de la Matriz de selección para la partícula $J/\psi$ en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $0 \leq \mu < 0.5$ y $\mu^+$ variable.	86

B-8	Columna 7 de la Matriz de selección para la partícula $J/\psi$ en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $0.5 \leq \mu < 1.0$ y $\mu^+$ variable. .	87
B-9	Columna 8 de la Matriz de selección para la partícula $J/\psi$ en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $1.0 \leq \mu < 1.5$ y $\mu^+$ variable. .	88
B-10	Columna 9 de la Matriz de selección para la partícula $J/\psi$ en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $1.5 \leq \mu < 2.0$ y $\mu^+$ variable. .	89
B-11	Columna 10 de la Matriz de selección para la partícula $J/\psi$ en la geometría Phase 1, con $\mu^-$ constante en el intervalo $2.0 \leq \mu < 2.5$ y $\mu^+$ variable. .	90

## LISTA DE ABREVIATURAS

a. C.	Antes de Cristo.
SLAC	Centro del Acelerador Lineal de Stanford .
BNL	Laboratorio Nacional de Brookhaven.
CERN	European Organization for Nuclear Research.
CPT	Invariancia de Carga, Paridad y Tiempo.
LHC	El Gran Colisionador de Hadrones.
LEP	Large Electron-Positron collider.
FODO	Estructura de imanes dipolares principales + imanes cuadrupolares + otros imanes multipolares.
LCG	LHC Computing Grid.
ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus.
CMS	The Compact Muon Solenoid.
ALICE	A Large Ion Collider Experiment.
LHCb	Large Hadron Collider beauty Experiment.
TOTEM	Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC.
LHCf	Large Hadron Collider forward.
MoEDAL	The Monopole and Exotics Detector At the LHC.
SLHC	El super proyecto LHC.
ECAL	El calorímetro electromagnético.
HCAL	El calorímetro de hadrones.
CMSSW	Versiones actuales del software CMS.
CVS	Concurrent Versions System.



## LISTA DE SÍMBOLOS

$\mu$	Muón.
u	Quark up.
d	Quark down.
c	Quark charm.
s	Quark extraño.
b	Quark bottom.
t	Quark top.
GeV	Giga electrón voltio.
TeV	Tera electrón voltio.
M	Mega.
Pb	Plomo.
m	Metros.
Pa	Pascales.
A	Amperio o ampere.
$\eta$	Pseudorapidez.
Pt	Momento transversal.
T	Teslas.

# CAPÍTULO 1

## INTRODUCCIÓN

Las personas a través del tiempo se han preguntado de que esta hecho el Universo, y qué es lo que lo mantiene unido. Por los años 400 A.C. (Democritus) ya se usaba el término átomo, éstos comparten propiedades químicas similares; desde entonces muchos experimentos ayudaron a determinar que los átomos tienen una estructura formada por núcleos con carga positiva y electrones con carga negativa. Más tarde, descubrieron que estos núcleos están compuestos de partículas pequeñas, llamadas quarks. Los científicos después de muchos experimentos llegaron a la conclusión que los quarks y los electrones son partículas fundamentales indivisibles. El estudio de los científicos no se acabo allí, ellos siguieron investigando y encontraron muchas otras partículas y desde allí nació la “Teoría del Modelo Estándar” [7].

### 1.1 Modelo Estándar

El Modelo Estándar es una teoría que explica la naturaleza de la materia. Es decir, identifica las partículas que constituyen la materia y describe cómo interactúan mediante el intercambio de partículas de fuerza entre ellas, como se muestra en la Figura 1-1.

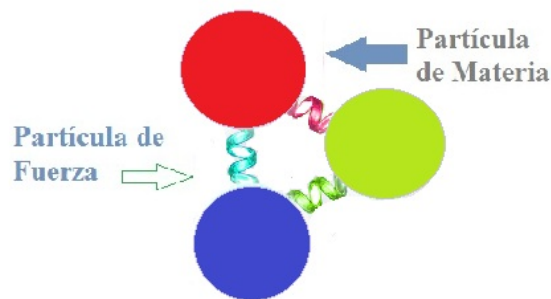


Figura 1-1: Modos de Interacción de las Partículas en el Modelo Estándar.

La teoría del Modelo Estándar es comprensiva, según Gordon Kane, un físico teórico de la Universidad de Michigan: “El Modelo Estándar es una teoría comprensiva que identifica

las partículas básicas y especifica cómo interactúan. Todo lo que pasa en nuestro mundo (excepto los efectos de la gravedad) es resultado de las partículas del Modelo Estándar interactuando de acuerdo a sus reglas y ecuaciones” [8]. Estas partículas básicas de las que habla Gordon están compuestas de quarks y leptones.

### 1.1.1 Partículas Fundamentales

Según el Modelo Estándar, una gran cantidad de partículas elementales fueron detectadas en aceleradores de partículas o en rayos cósmicos. Las partículas se clasifican en Fermiones y Bosones.

#### Los Fermiones

Estos son los únicos constituyentes de la materia. Cumplen el Principio de exclusión de Pauli, es decir que no puede haber dos fermiones con sus números cuánticos idénticos, entonces estas partículas forman estados cuánticos antisimétricos y tienen espín semientero. Los fermiones pueden ser quarks, leptones y agrupaciones de estos dos [9].

**Leptones:** Son partículas elementales, no poseen estructura interna. Hay seis tipos (sabores) de leptones, de los cuales solo tres tienen carga eléctrica como el electrón, muón y tau. Los otros leptones son, neutrino del electrón, neutrino del muón y neutrino del tau, éstos tres últimos son difíciles de detectar, debido a que no poseen carga y su masa es muy pequeña o nula, además porque no se encuentran en la materia común. En la Tabla 1-1 mostramos las propiedades principales de los leptones.

Tabla 1-1: Leptones.

Generación	I		II		III	
Nombre	electrón	neutrino electrónico	muón	neutrino muónico	tau	neutrino tauónico
Símbolo	$e^-$	$\nu_e$	$\mu^-$	$\nu_\mu$	$\tau^-$	$\nu_\tau$
Masa ( $\text{GeV}/c^2$ )	0.000511	$\sim 0$	0.1066	$\sim 0$	1.784	$\sim 0$
Carga ( $e^-$ )	-1	0	-1	0	-1	0
Espín ( $\hbar$ )	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2

El número de miembros de cada familia debe permanecer constante en un decaimiento, es decir, se debe conservar el número leptónico en el decaimiento.

Los neutrinos casi nunca interactúan con otras partículas, pero estos se producen en muchas interacciones, en especial las desintegraciones de partículas, siendo reconocidos al equilibrar la energía y el momento total de dicha desintegración [9].

Para nuestro análisis necesitamos conocer más sobre los **muones**, su símbolo es  $\mu$ , la existencia del muón es muy efímera ( $2.19 \times 10^{-6}$  s) y actualmente sólo se encuentra en los rayos cósmicos y en los laboratorios. El muón fue descubierto por el físico estadounidense Carl Anderson, en 1937. La masa del muón es muy pequeña, pero casi 200 veces mayor que la del electrón:  $0.1056 \text{ GeV}/c^2$ . El espín del muón es semi-entero [10], y se desintegra rápidamente en un electrón, un neutrino y un antineutrino como se ve en la Figura 1-2.

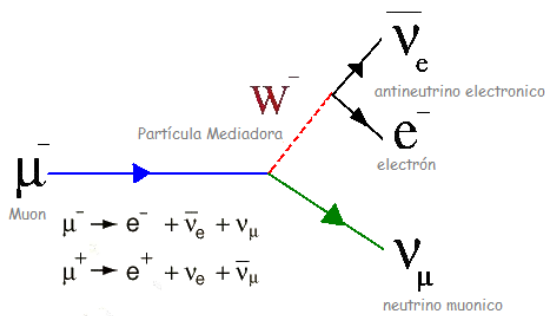


Figura 1-2: Desintegración del Muón.

**Los Quarks:** Al igual que los leptones, los quarks son partículas elementales sin estructura interna, su nombre proviene del vocablo "Kworks". Una propiedad de los quarks es el confinamiento del color (carga color) para que puedan cumplir con el principio de exclusión de Pauli, donde cada quark puede tener tres diferentes tipos de cargas colores (rojo, verde y azul) y sus correspondientes antiquark.

Una característica peculiar de los quarks además de la carga eléctrica fraccionaria, es que nunca se han detectado de forma libre, están siempre confinados en hadrones [9].

En la Tabla 1-2 mostramos las propiedades principales de los quarks.

Tabla 1-2: Quarks.

Generación	Nombre	Símbolo	Masa ( $\text{GeV}/c^2$ )	Carga ( $e^-$ )	Espín ( $\hbar$ )
I	up	$u$	0.0023	+2/3	1/2
	down	$d$	0.0048	-1/3	1/2
II	charm	$c$	1.27	+2/3	1/2
	strange	$s$	0.095	-1/3	1/2
III	bottom	$b$	4.18 – 4.65	+2/3	1/2
	top	$t$	173.5	-1/3	1/2

En principio, la Cromodinámica Cuántica que describe la teoría de los quarks, no prohíbe la existencia de partículas con una estructura más compleja que tres quarks, tres anti-quarks o un par quark-antiquark.

**Hadrones:** Estas partículas tienen estructura interna, están constituidos por quarks y/o antiquarks y a pesar que tienen cargas eléctricas individuales, se combinan de tal manera que la suma algebraica de las cargas eléctricas de los quarks que constituyen un determinado hadrón es siempre un múltiple entero de la carga eléctrica de electrón. Otra de las propiedades de los Hadrones es que no tienen carga color. Los hadrones más familiares son el protón y el neutrón [9].

Hay dos clases de hadrones:

1. Bariones: Están formados por tres quarks o tres antiquarks. Por ejemplo, los protones son 2 quarks up y 1 quark down (uud).
2. Mesones: Están constituidas por un quark y un antiquark. Por ejemplo, un pión negativo ( $\pi^-$ ) es ( $\bar{u}d$ ).

Para nuestro estudio necesitamos conocer más sobre el **mesón  $J/\psi$** , su vida media es de  $7.2 \times 10^{-21}$  s. El mesón  $J/\psi$  fue descubierto por dos grupos de investigación, uno dirigido por Burton Richter en el “Centro del Acelerador Lineal de Stanford (SLAC)”, y otro dirigido por Samuel Ting en el “Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL)” en Massachusetts y ambos anunciaron el descubrimiento en noviembre de 1974. La masa de este mesón es  $3.097 \text{ GeV}/c^2$  y está formado por un quark y un antiquark ( $c\bar{c}$ ). La

Figura 1-3 muestra su decaimiento en dos muones ( $\mu^+\mu^-$ ), cuya tasa de decaimiento es 5.88% [10].

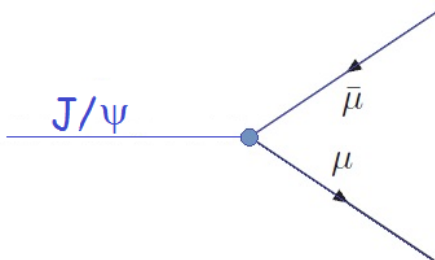


Figura 1-3: Decaimiento del  $J/\psi$  en dos muones.

### Los Bosones

No cumplen el Principio de exclusión de Pauli, forman estados cuánticos simétricos y tienen espín entero. Los bosones o bosones de gauge son las partículas mediadoras de fuerzas o partículas portadoras de las interacciones fundamentales. Es decir, que la interacción de dichos bosones entre fermiones da lugar a estas interacciones fundamentales [9].

Otra partícula que estudiaremos es el **bosón de gauge Z o bosón Z**. Su vida media es de aproximadamente  $10^{-25}$  s. El bosón Z fue descubierto en el “European Organization for Nuclear Research (CERN)”, en 1983, aunque sus características generales ya habían sido predichas teóricamente. Su masa es de  $91.19 \text{ GeV}/c^2$ . Su tasa de decaimiento en dos muones ( $\mu^+\mu^-$ ) es 3.37%. Esta partícula es eléctricamente neutra, y es su propia antipartícula [10]. La Figura 1-4 muestra su decaimiento en dos muones ( $\mu^+\mu^-$ ).

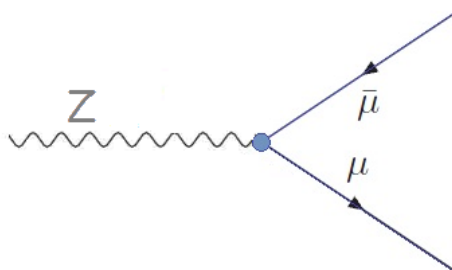


Figura 1-4: Decaimiento del Z en dos muones.

### 1.1.2 Interacciones

El Modelo Estándar también especifica las interacciones de estas partículas. Estas interacciones incluyen fuerzas de atracción y repulsión, de decaimientos y aniquilación. La fuerza de una partícula actuando sobre otra, se explica mediante el intercambio de partículas de fuerza. Además estas partículas mediadoras o partículas de fuerza o, también, partículas virtuales sólo pueden ser absorbidas o producidas por una partícula de materia, la que se ve afectada por una interacción particular [11]. Las partículas mediadoras pueden no tener masa, pero tienen energía. Estas partículas son los bosones.

En la naturaleza hay cuatro tipos de interacciones fundamentales, estas son:

1. Interacción Electromagnética
2. Interacción Fuerte
3. Interacción Débil
4. Interacción Gravitatoria

#### Interacción Electromagnética

Su propiedad fundamental es la carga eléctrica, esta carga hace que dos partículas de cargas iguales se repelen y de cargas opuestas se atraigan. La partícula mediadora de esta interacción es el fotón, estos siempre viajan a la velocidad de la luz [9]. En la Figura 1-5 se observa un ejemplo de esta interacción.

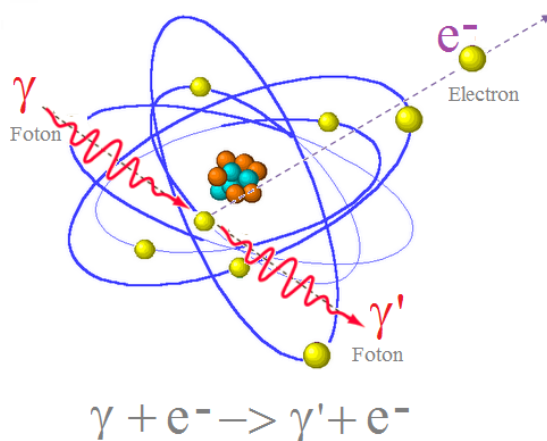


Figura 1-5: Efecto Compton: Los átomos cargados eléctricamente al excitarse liberan fotones.

## Interacción Fuerte

Esta fuerza involucra a los quarks y sus partículas mediadoras de esta interacción son los gluones.

Cuando los quarks están cerca uno del otro, intercambian gluones y crean un campo de fuerza, muy intenso que une los quarks entre sí. El campo de fuerza se hace más fuerte cuando los quarks tienen mayor distancia [12]. Los quarks cambian constantemente sus cargas de color mientras intercambian gluones con otros quarks para formar hadrones.

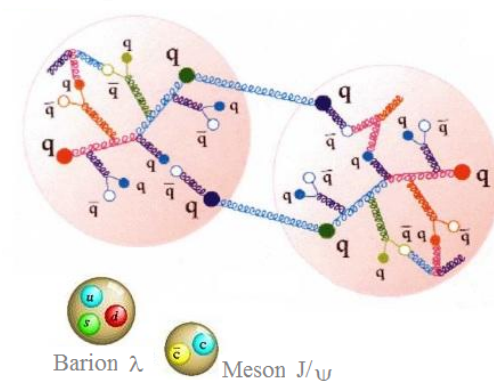


Figura 1-6: Dos núcleos de un átomo permanecen unidos mediante la interacción fuerte. Los quarks y los gluones son partículas involucradas en esta interacción.

La combinación de carga color en los quarks dentro de los hadrones debe ser blanco, eso quiere decir que en un barión, los tres quarks son de diferente carga color, de esta manera se anulan y en un mesón, un quark con carga color y el otro con carga anticolor se anulan, como es mostrado en la Figura 1-6 [9].

## Interacción Débil

Las interacciones débiles son responsables de que los quarks y leptones decaigan en otras partículas diferentes, pero se conserva siempre la masa total y la energía. Cuando un tipo de quarks o leptón decae a otra partícula de su misma especie se dice que cambió su sabor, y estos cambios de sabor se deben a la interacción débil [12]. Como el ejemplo que se ve en la Figura 1-7.



Las partículas mediadoras de las interacciones débiles son los bosones de gauge  $W^+$ ,  $W^-$  que tienen carga eléctrica, el bosón  $Z$  y el bosón de Higgs, que son neutros.

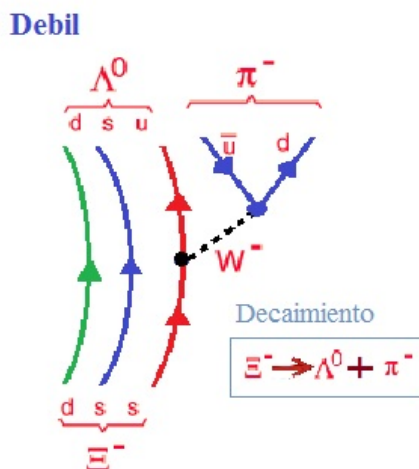


Figura 1-7: En el decaimiento del Xi ( $\Xi^-$ ), se observa que uno de sus quark strange S al emitir un bosón  $W^-$  cambia de sabor a un quark up.

### Interacción Gravitatoria

Es una de las interacciones fundamentales, pero el Modelo Estándar no puede explicarlo de manera satisfactoria. La partícula mediadora de esta fuerza es el gravitón. Afortunadamente, los efectos de la gravedad son débiles en comparación con las otras tres interacciones antes mencionadas.

En Tabla 1-3 mostramos las principales características de estas interacciones.

Tabla 1-3: Interacciones.

Interacción	Electromagnética	Fuerte	Débil	Gravitatoria
Mediador	Fotón	Gluón	Bosón	Gravitón
Actúan sobre	Partículas cargadas	Quarks Gluones	Leptones Quarks	Todas las partículas
Símbolo	$\gamma$	$g$	$W^\pm$ $Z^0$	Gravitón
Masa ( $\text{GeV}/c^2$ )	0	0	80.41 91.19	0
Carga ( $e^-$ )	0	0	1/-1 0	0
Espín ( $\hbar$ )	1	1	1	2

Todas las otras fuerzas son casos particulares o resultantes de esas cuatro interacciones fundamentales. Aunque existan cuatro interacciones fundamentales, eso no quiere decir que todas las partículas experimenten las cuatro interacciones [9].

### 1.1.3 Decaimientos y Aniquilaciones

El decaimiento de una partícula se refiere a su transformación en otras partículas fundamentales, es decir el producto final del decaimiento son otras partículas nuevas.

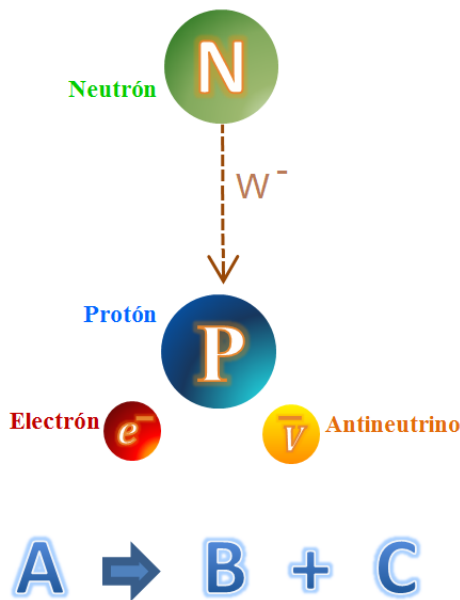


Figura 1-8: El neutrón emite un bosón  $W^-$ , y éste se desintegra en un protón, antineutrino y un electrón [1].

En un decaimiento una parte de la masa de la partícula que decae se convierte en energía (partícula mediadora de fuerza), y el resto se convierte en masa de las nuevas partículas [13]. En muchos casos, estas partículas mediadoras de fuerza, parecen violar la conservación de la energía debido a que sólo existen a energías extremadamente altas. Sin embargo, estas partículas existen durante un lapso tan breve, que no se rompe ninguna regla, estas partículas son las partículas virtuales. Estas partículas virtuales decaen inmediatamente, hacia una partícula de baja energía y no violan la conservación de energía debido al principio de incertidumbre de Heisenberg. Tanto la interacción

fuerte como la débil causan el decaimiento de las partículas [13]. Como por ejemplo en la Figura 1-8 del decaimiento del neutrón.

En una aniquilación una partícula de materia y una partícula de antimateria se destruyen entre sí convirtiéndose totalmente en energía, es decir en una partícula mediadora.

En un detector, las trayectorias que dejan dos muones podrían ser el resultado del decaimiento de una partícula pesada como el  $J/\psi$  y/o  $Z$ , o a partir del decaimiento de dos o más partículas separadas. Por estas razones, es imposible definir el tipo de partícula en un solo evento. En cambio, con un extenso análisis de múltiples eventos físicos pueden dar la probabilidad de que partícula podría ser. Esta es la razón por la que una partícula se conoce como candidato a dimuón ( $\mu^+\mu^-$ ). Al trazar las trayectorias y marcando los destinos finales, se pueden determinar qué tipo de partículas se producen en una colisión.

#### 1.1.4 La simetría CPT (Invarianza de Carga, Paridad y Tiempo)

El teorema de la simetría o de la invarianza CPT relaciona las propiedades de las partículas y sus antipartículas; de acuerdo con esta teoría, ambas deben seguir las mismas leyes físicas. Esta simetría CPT es un principio fundamental de la invarianza, la cual establece que bajo transformaciones simultaneas se involucran:

1. Reversión de la carga (C): Es la sustitución de todas las partículas por antipartículas. Esto implicaría, por ejemplo, que las probabilidades de las siguientes dos reacciones deberían ser iguales:

$$\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+$$

$$\pi^- + n \rightarrow \Lambda^0 + K^-$$

2. Inversión de la paridad (P): Es la inversión del espacio con relación a un punto.
3. Inversión Temporal (T): Es invertir el sentido del tiempo.

Decir que la naturaleza es invariante frente a la simetría P significa que cualquier proceso físico observado en un espejo sigue las mismas leyes del proceso no reflejado. Cuando la

simetría P se rompe, la simetría CP es preservada. Y cuando esta simetría es violada en ciertos procesos, queda la simetría CPT [13].

## 1.2 Aceleradores y Detectores de Partículas

Un acelerador toma una partícula cargada, le incrementa la velocidad mediante campos electromagnéticos, y la hace impactar contra un blanco o con otra partícula acelerada. Alrededor del blanco o de la colisión hay detectores que registran trazas y trayectorias del evento.

Los aceleradores pueden ser diseñados para producir colisiones de dos tipos:

1. **Blanco fijo**, disparan una partícula contra un blanco fijo.
2. **Colisionadores**, dos haces de partículas se hacen colisionar entre sí.

Los aceleradores tienen una de las dos formas siguientes:

1. **Aceleradores lineales**, en estos aceleradores la partícula arranca en un extremo del acelerador y sale por el otro impactando en un blanco o en una colisión (Figura 1–9).

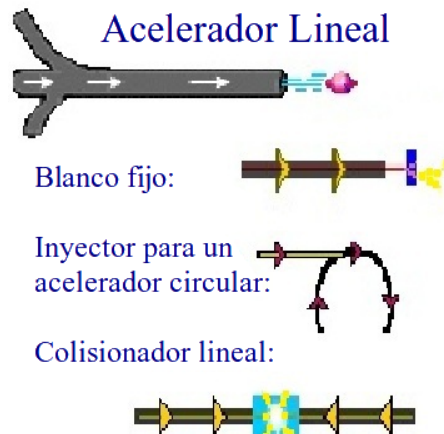


Figura 1–9: En la salida de los aceleradores lineales se pueden encontrar con: una partícula contra un blanco fijo, un inyector a un acelerador circular y dos haces de partículas colisionando entre sí [2].

2. **Sincrotrones**, son aceleradores construídos en forma de anillo, que dos haces de partículas de alta energía (con velocidades muy altas) se cruzan entre sí, y es más probable que una colisión entre ellos produzca una partícula de mayor masa que si se tratara de una colisión con blanco fijo a la misma energía. Los haces producidos

en un acelerador circular (sincrotrón) pueden ser utilizados en los experimentos de colisión de haces, o bien extraídos del anillo para realizar experimentos de blanco fijo (Figura 1-10). En estos aceleradores la pérdida de energía por radiación es mayor [9].



Figura 1-10: En la salida de los aceleradores sincrotrón, los haces pueden ser utilizados en los experimentos de colisión y experimentos de blanco fijo [2].

Entre los principales aceleradores están:

1. El Laboratorio Nacional Fermilab, llamado así en honor al físico Enrico Fermi, pionero en física de partículas. Se encuentra localizado 30 millas al oeste de Chicago. Es el lugar en el que está instalado el acelerador "Tevatrón", (Figura 1-11), donde se descubrió el top quark [9].

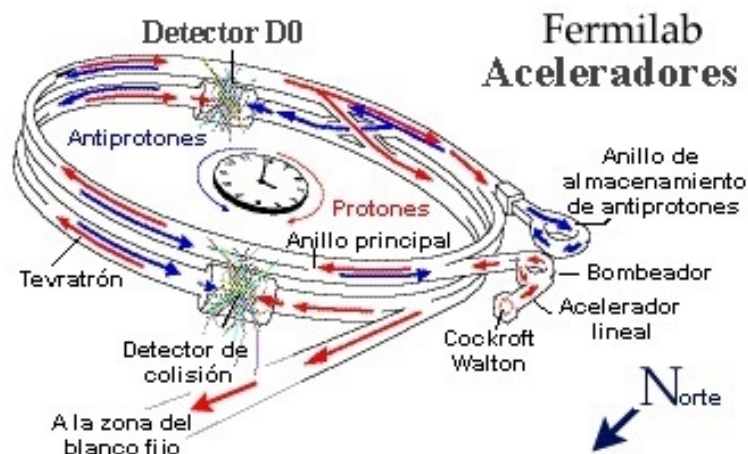


Figura 1-11: Detectores del Fermilab [3].

2. El Laboratorio Europeo de Física de Partículas “CERN”, es el laboratorio internacional donde fueron descubiertos los bosones W y Z. El CERN es el lugar donde nació la World-Wide Web y donde esta ubicado el gran colisionador de hadrones “LHC”, entre sus objetivos principales se encuentra la búsqueda del bosón de Higgs, nuevas partículas, entre otras [14].

### 1.2.1 El Gran Colisionador de Hadrones “LHC”

El gran colisionador de hadrones es un sincrotrón donde dos haces de partículas del mismo tipo, sean protones o iones de plomo (Pb) son colisionados. El objetivo fundamental del LHC es analizar las colisiones a la más alta energía posible. Para eso los protones (o hadrones en general) son acelerados hasta velocidades próximas de la luz ( $3 \times 10^8$  m/s) [15]. Mediante estas colisiones, son creadas nuevas partículas, como por ejemplo la Figura 1-12.

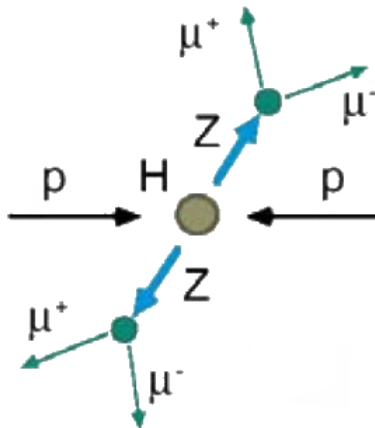


Figura 1-12: Durante las colisiones protón-protón en el LHC. Se crean partículas Z que decaeran rápidamente a dos muones [4].

El LHC utiliza parte de la estructura del acelerador “Large Electron-Positron collider” (LEP), ya clausurado, con una circunferencia de 27 km y situado a una profundidad de aproximadamente 100 m en la frontera entre Francia y Suiza.

En este colisionador circular, la energía es función del radio del acelerador y de la intensidad del campo magnético dipolar que dirige las partículas en sus órbitas. Las

dimensiones del túnel, imanes, cavidades y otros elementos importantes del acelerador determinan su diseño, para lograr una energía de 7 TeV por protón [15].

Cuando dos haces colisionan, la energía de la colisión es la suma de las energías de los dos haces:

$$E = 2 * E_{beam}$$

El LHC no es un círculo perfecto. Está formado por ocho arcos de  $2.45 \times 10^3$  m de longitud, y ocho secciones rectas de 545 m de largo. Cada arco contienen 154 dipolos magnéticos, y aquellos arcos con una estructura regular, contiene 23 “arc cells” de 106.9 m, y cada celda consiste en una estructura FODO (imanes dipolares principales, imanes cuadrupolares y otros imanes multipolares).

Los objetivos principales del LHC són: encontrar la masa de las partículas con gran precisión y su origen (si existe el bosón de Higgs), hallar el número de partículas totales del átomo, así también se espera saber qué es la materia oscura y si hay más violaciones de simetría entre la materia y la antimateria.

En las colisiones ión-ión, el objetivo principal es producir una muy pequeña cantidad de una materia llamada plasma quark-gluon, para estudiar su evolución hasta la materia ordinaria que forma el universo de hoy.

En el LHC sólo son acelerados un tipo de iones de plomo, que son los del isotopo Pb-228. Con 126 neutrones, estos iones que circulan por el LHC poseen alrededor de 208 veces la masa de un protón [15].

El LHC proporciona en la actualidad (2012), colisiones protón-protón con una energía en el centro de masas de 8 TeV, y un muy alto número de colisiones por segundo. Con el fin de obtener estos valores, el colisionador opera con 2808 paquetes de protones (bunches) en cada haz y una alta intensidad ( $1.15 \times 10^{11}$  protones por paquete), para esto se requiere más de 9 000 imanes superconductores de diferentes tipos.

La luminosidad es otro parámetro principal del LHC. Esta magnitud mide la cantidad de interacciones por unidad de superficie y por unidad de tiempo en la zona de colisión. Su importancia radica en que algunos de los procesos a detectar tienen una sección eficaz de producción extremadamente pequeña lo que se refleja en un ritmo de producción muy bajo. Para esto es necesario aumentar la frecuencia de colisión y la focalización del haz, para así recoger mayor estadística significativa para poder extraer información. Esta luminosidad del LHC implica condiciones de almacenamiento, aceleración y haces de partículas nunca antes alcanzadas. La luminosidad actual de diseño en el LHC es de hasta  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . La densidad de energía del haz de partículas es 1000 veces más alta que la lograda en cualquier otro colisionador.

El sistema de descarga de los haces de partículas (beam dumping) del LHC está designado para realizar una rápida extracción de los haces de partículas desde el acelerador con mínimas pérdidas. Cuando es momento de extraer los haces, éstos son desviados fuera del anillo por un sistema magnético que los envía a los bloques de descarga.

Cada vez que dos paquetes de protones se cruzan en el interior de uno de los detectores se producen múltiples colisiones protón-protón simultáneamente y múltiples vértices primarios son formados (Figura 1-13). Cada uno de estos vértices primarios dará lugar a varios vértices secundarios y así sucesivamente [15].

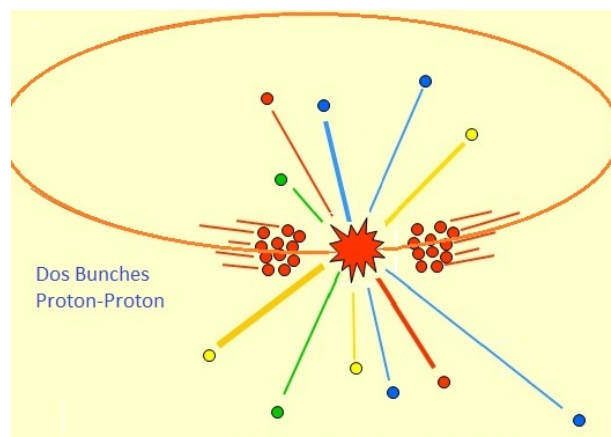


Figura 1-13: Colisiones simultáneas de protón-protón.



Un sistema importante para el LHC es el trigger (disparo), que está diseñando para mantener solo los eventos más interesantes, este sistema trigger tiene tres niveles:

1. El primer nivel se basa en hardware que selecciona eventos con cantidades grandes de energía depositadas en los calorímetros, o como señales en las cámaras de muones.
2. El segundo nivel está basado en software, y selecciona eventos a partir del análisis preliminar de los datos de interés.
3. El tercer nivel, hace una reconstrucción inicial del evento completo, y lo selecciona si es de interés.

Cada detector del LHC tiene su diseño particular e incluye sus propiedades individuales para el sistema trigger [15].

La obtención de la masa invariante de una partícula en el LHC se desarrolla a partir de las leyes de conservación de la energía y del momento de la mecánica relativista. Una partícula se mueve de forma perpendicular al campo magnético del detector, lo que nos permite calcular el momento lineal de una partícula de carga y campo magnético conocido.

El momento lineal se mide a partir del radio de la trayectoria ( $\rho$ ), del campo magnético ( $\vec{B}$ ) y de la carga eléctrica ( $q$ )

$$|\vec{P}| = \rho q |\vec{B}|$$

y la energía relativista para una partícula viene dada por:

$$E^2 = m^2 + |\vec{P}|^2.$$

El experimento LHC en pleno rendimiento produce aproximadamente alrededor de 600 millones de colisiones por segundo, lo que implica en términos de datos, 15 Petabytes al año.

Para el almacenamiento de datos, se tiene el “LHC Computing Grid” (LCG) que consiste en mantener en memoria los datos y la infraestructura de red para toda la comunidad

de Física de Altas Energías que usa el LHC. El Grid es un servicio para compartir la potencia de computación y la capacidad de almacenamiento a través de Internet [16].

### Detectores del LHC

Se construyeron cuatro principales detectores. Ellos recogen los datos producidos como resultado de las colisiones. Los detectores son:

1. “The Compact Muon Solenoid (CMS)”, se ha diseñado para registrar las colisiones de los haces de hadrones, más exactamente de protones o iones pesados, siendo uno de sus propósitos, examinar la validez y límites del Modelo Estándar con el descubrimiento de la partícula del bosón de Higgs (Figura 1–14) [16].
2. “A Toroidal LHC Apparatus (ATLAS)”, es un detector multipropósito, se ha diseñado para que mida el mayor intervalo posible de energías. Se pretende, que cual sea el proceso producido por las partículas generadas, el ATLAS sea capaz de detectarlas y medir sus propiedades. Experimentos anteriores, como el Tevatrón y el LEP, fueron diseñados con un propósito similar. Sin embargo, las condiciones únicas de operación del ATLAS (energías nunca vistas y un ritmo de colisiones extremadamente elevado) hacen de su diseño el más complejo hasta la fecha (Figura 1–14) [17].
3. “A Large Ion Collider Experiment (ALICE)”, está en el anillo más amplio de los tres de los que se componía el LHC. Está diseñado para estudiar el resultado del choque de dos átomos de plomo ionizados a una velocidad próxima a la de la luz y con una energía descomunal (aproximadamente 3 TeV). El objetivo de ese es conseguir que se forme el plasma quark-gluón que en teoría es lo que se formó momentos después del Big Bang (Figura 1–14) [17].
4. “Large Hadron Collider beauty Experiment (LHCb)”, está diseñado para aprovechar el gran número de partículas pares  $b\bar{b}$  producidos en las colisiones protón-protón, con el fin de realizar estudios precisos sobre la violación CP y ciertas raras desintegraciones en hadrones con quarks  $b$  (Figura 1–14) [18].

Además, hay otros experimentos: TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC), LHCf (Large Hadron Collider forward) y MoEDAL (The Monopole and Exotics Detector At the LHC) (Figura 1–14) [16].

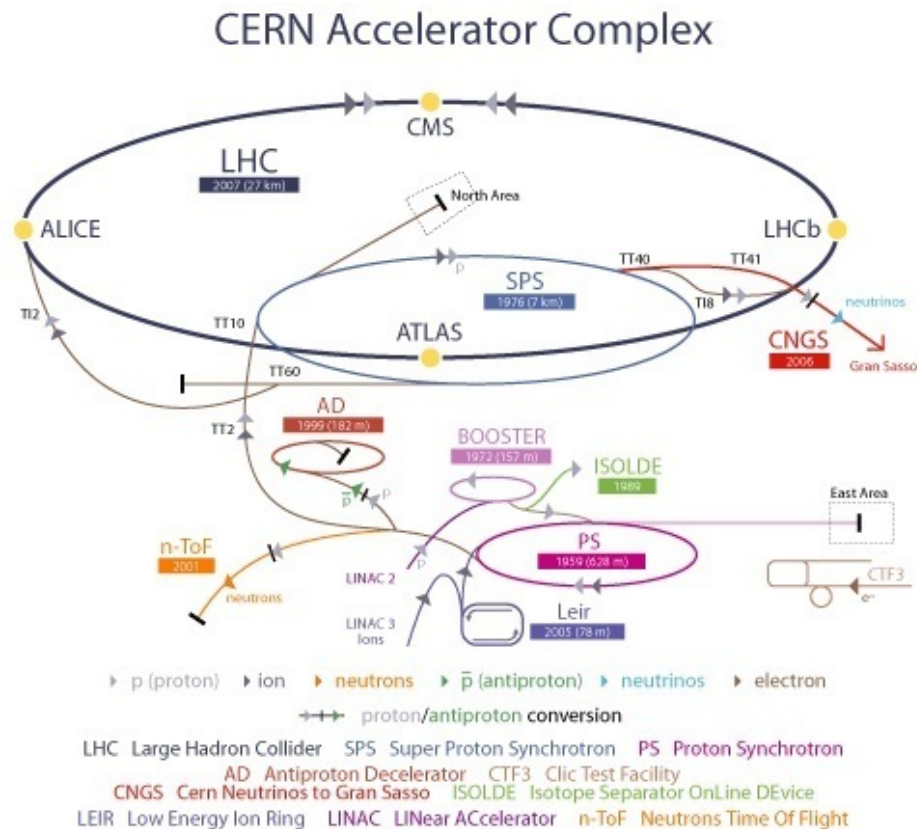


Figura 1–14: Cadena de aceleradores del Gran colisionador de hadrones (LHC) [5].

### 1.2.2 Proyecto SLHC

El super proyecto del LHC (SLHC), apunta a un aumento de un factor de diez veces en luminosidad, con una energía de 14 TeV en las colisiones protón-protón, que se quiere lograr mediante la aplicación sucesiva de mejoras programadas para el 2013 hasta el 2018. Estas mejoras incluyen la sustitución y mejora de los principales aceleradores de protones en la cadena de inyección del LHC, las actualizaciones serán en las regiones de interacción del LHC y las mejoras en los experimentos de propósito general ATLAS y CMS [19].

El SLHC es un conjunto de sub-proyectos que se dividen en tres categorías; proyectos de construcción, proyectos de estudios de preparación y un proyecto de red de luminosidad. Los puntos más importantes para el SLHC son el gran número de eventos generados, el aumento y/o mejora de la corriente del haz de nuevos inyectores, una actualización del sistema de colimación, tiempos de vida en un imán de alta radiación, entre otros.

## CAPÍTULO 2

# EL SOLENOIDE COMPACTO DE MUONES “CMS”

El solenoide compacto de muones “CMS” (en inglés Compact Muon Solenoid), es un experimento que forma parte del Gran Colisionador de Hadrones (LHC) del CERN, situado a 100 m de profundidad en la localidad francesa de Cessy, junto a la frontera Suiza cercana a Ginebra. El CMS recoge información sobre el decaimiento de cada partícula de modo que se pueda reconstruir el momento exacto donde ocurrió la colisión. La colaboración CMS esta formada por 37 países, con 155 institutos a nivel mundial [20]. Los principales objetivos del experimento es la búsqueda del bosón de Higgs, dimensiones adicionales, búsqueda de partículas que podrían conformar la materia oscura, y de fenómenos más allá del Modelo Estándar, como superpartículas, los bosones vectoriales masivos, entre otros.

El CMS es un detector de gran tamaño, formado por distintas capas, cada una de ellas destinada a un fin específico. Todas estas capas permiten a los científicos del CMS identificar y medir con precisión las energías y los momentos de las partículas producidas. Las nuevas partículas descubiertas en el CMS serán típicamente inestables, y rápidamente se transformarán en una cascada de partículas más ligeras y más estables. Las energías de las partículas se medirán en los calorímetros, como la de los electrones, fotones y los jets, todos serán detenidos por los calorímetros.

El CMS esta diseñado con quince secciones que se construyeron en la superficie y para luego ser reconstruidos en una caverna. Sus dimensiones son de 21 m de largo, 15 m de ancho y 15 m de altura, y tiene un peso de 12500 toneladas; está formado por 100 millones de elementos individuales de detección, cada uno de ellos busca signos reveladores de nuevas partículas. El detector es como un filtro gigante, donde se ha diseñado cada

capa para un tipo diferente de partícula que sale de las colisiones protón-protón *y/o* las colisiones de iones pesados [20].

Para el diseño del CMS fue necesario:

1. Un sistema de alto rendimiento para detectar y medir muones.
2. Un método de alta resolución para detectar y medir los electrones y los fotones (calorímetro electromagnético).
3. Una alta calidad del sistema central de seguimiento para dar medidas exactas.
4. Un calorímetro de hadrones hermético, diseñado alrededor de la colisión y evitar que las partículas se escapen.

Con estas prioridades, era necesario un imán muy potente para que nos permita medir con precisión incluso un momento grande de las partículas, como el de los muones. Así, un imán de gran tamaño tiene una serie de capas con detectores de muones en el campo magnético, por lo que el momento se puede medir tanto en el interior de la bobina como fuera de ella (por las cámaras de muones) [20].

El detector está construido alrededor de un imán solenoide enorme. Esto toma la forma de una bobina cilíndrica con cables superconductores, enfriado a  $-268.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ , que genera un campo magnético de  $3.8\text{ T}$  [20].

## 2.1 Los Subdetectores del CMS

### 2.1.1 Silicon Tracker

Silicon tracker<sup>1</sup> es el primer subdetector y está situado en la posición más interna del CMS, cerca de la colisión. Está hecho de 13 capas de silicio, y contiene varias regiones diferenciadas. La primera está compuesta de tres capas de pixeles de  $1000^{-6}\text{ m}$  por  $150 \times 10^{-6}\text{ m}$  y cubre unos radios de  $4$  a  $11 \times 10^{-2}\text{ m}$  desde el haz. La siguiente capa está compuesta de 4 capas de tiras de silicio de  $10^{-2}\text{ m}$  por  $180 \times 10^{-6}\text{ m}$ . La tercera y última

---

<sup>1</sup> Sistema de seguimiento de trazas.

región tiene 6 capas de tiras de silicio de  $25 \times 10^{-2}$  m por  $180 \times 10^{-6}$  m. Estas dos últimas capas cubren radios de hasta 1.3 m [21].

### 2.1.2 Solenoide superconductor

Permite el paso de 20000 A a través de una bobina superconductor de niobio y titanio, de 13 m de largo y 6 m de diámetro, enfriada a  $-270$  °C, produce un campo magnético de 3.8 T. Esto permite, junto con los detectores de muy alta precisión, curvar y determinar con exactitud los momentos de las partículas que se generan en las colisiones [21].

Dentro del imán se encuentran situados el tracker, ECAL y HCAL; y en torno a el los detectores de muones.

### 2.1.3 El calorímetro electromagnético “ECAL”

Compuesto de 80000 cristales de tungstato de plomo, un material muy denso que produce luz cuando es golpeado, es la primera capa del calorímetro que está diseñada para medir la energía de los electrones y los fotones con una gran precisión. Dado que estas partículas interactúan electromagnéticamente, se debe a ello su nombre (Figura 2-1) [21].

### 2.1.4 El calorímetro de hadrones “HCAL”

Compuesto de latón o acero, con fibras de cuarzo o plásticos para el centelleo intercalado, fue diseñado para las partículas que interactúan mediante la fuerza nuclear fuerte, que son los hadrones (quarks), estos depositan la mayor parte de su energía en este calorímetro (Figura 2-1) [21].

### 2.1.5 Los detectores de Muones

Los muones y las partículas con interacciones débiles, como los neutrinos, penetran más allá del HCAL. Los muones son partículas cargadas, que son seguidas por los detectores de la cámara de muones. Sus momentos también se miden a partir de la curvatura de las trayectorias en el campo magnético del experimento CMS. Los neutrinos, sin embargo, son neutrales, por lo que no son detectados directamente.

Este subdetector está compuesto por capas intercaladas de cámaras de muones y placas de hierro que funcionan como freno de ciertas partículas y cierre del flujo magnético (return yoke). Las cámaras de muones son de tres tipos:

1. “Drift tubes”: Son tubos como un hilo y están llenos de gas que al incidir un muon sobre ellos, ionizan el gas y dicha señal es recogida por el hilo. Su ubicación está en el “Barrel”<sup>2</sup> del CMS (Figura 2-1).
2. “Cathode strip chamber”: Están situados en las “Endcaps”<sup>3</sup> del CMS y compuestos por planos perpendiculares de ánodos y cátodos dentro de un gas. Al pasar los muones ionizan el gas y los iones se recogen por los “Drift tubes” que al estar en planos perpendiculares permiten una precisa determinación de la posición (Figura 2-1).
3. “Resistive plate chambers”: Este es un sistema de “trigger”<sup>4</sup> que funciona en conjunción a los otros dos detectores de muones. Se compone de dos planos plásticos altamente resistivos situados a diferentes potenciales entre los cuales se ha introducido un gas (Figura 2-1) [21].

### 2.1.6 El detector de trazas

Son sensores de silicio (tiras y píxeles) con una segmentación muy fina que permiten medir las trayectorias de las partículas cargadas y sus momentos. También permiten determinar la posición de desintegración de partículas inestables de larga vida media [21].

### 2.1.7 Sistema de adquisición de datos (Trigger)

Las señales dejadas por las partículas son analizadas por medio de un sistema electrónico rápido con el fin de guardar sólo aquellos sucesos que puedan mostrarnos nuevos procesos físicos. Estos sucesos de interés son almacenados para su análisis [21].

---

<sup>2</sup> Parte interna del detector.

<sup>3</sup> Tapas del detector.

<sup>4</sup> Provocan el movimiento, disparo.



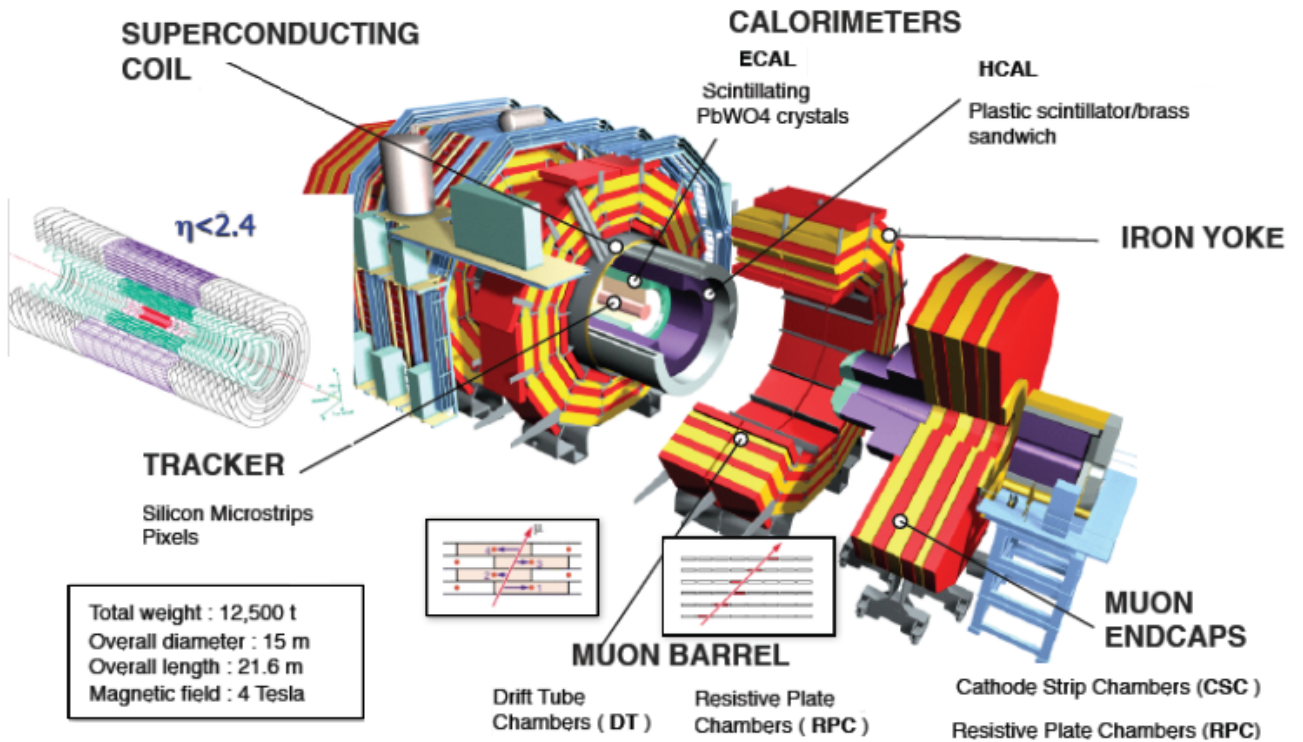


Figura 2-1: Partes del Detector CMS.

## 2.2 Sistema de Coordenadas en el CMS

El origen de coordenadas central está en la colisión dentro del experimento CMS.

- Eje X, es una coordenada radial, dirigida al centro del LHC.
- Eje Y, está dirigida verticalmente.
- Eje Z, está a lo largo de la dirección del haz.

### 2.2.1 La Pseudo-rapidez $\eta$ en el CMS

La pseudo-rapidez es una variable angular que es usada para describir el comportamiento de las partículas en función del ángulo de la coordenada espacial de la partícula con respecto al eje del haz, como se muestra en la Figura 2-2 y en la Figura 2-3.

La pseudo-rapidez está definida por:

$$\eta = -\ln[\tan\theta/2]$$

donde  $\theta$  es el ángulo polar entre la partícula y el haz no desviado.

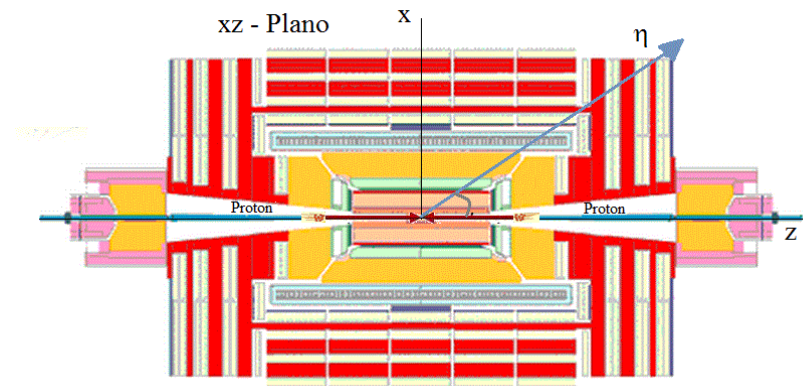


Figura 2-2: Variación de la Pseudo-Rapidez en el CMS

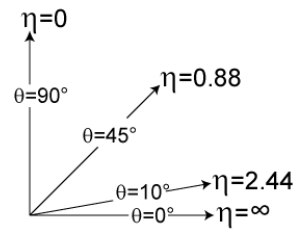


Figura 2-3: Variación de la Pseudo-Rapidez con respecto al ángulo  $\theta$

### 2.2.2 El Momento Transversal $p_T$ en el CMS

Es el componente transversal de los momentos correspondiente a los elementos  $X$  e  $Y$  en el CMS, antes descritas, como se muestra en la Figura 2-4.

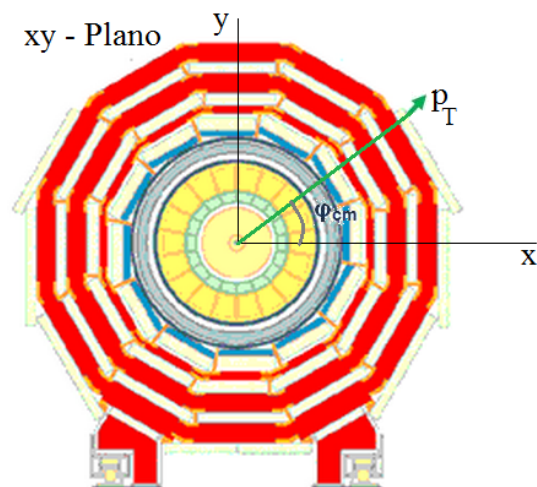


Figura 2-4: Variación del Momento Transversal en el CMS

### 2.3 SLHC en el CMS

El diseño CMS está siendo preparado para hacer frente a la alta radiación y la tasa de eventos a esta luminosidad. Sin embargo, después de algunos años y con el avance de la tecnología, habrá que aumentar el rendimiento del CMS con el fin de mejorar la precisión en la estadística deseada en los diferentes proyectos.

El proyecto SLHC, acondicionó una actualización del CMS, donde el aumento de un factor de diez en la luminosidad (luminosidad actual  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  y energía de centro de masa 14 TeV) ofrece una oportunidad para explorar la nueva física. Para este propósito se harán algunas modificaciones en el detector del CMS. Requieren ser sustituidos el sistema “Trigger”, el sistema “Silicon Tracker” para alta luminosidad y radiación, el sistema de adquisición de datos (mejor almacenamiento y lectura rápida), el sistema de refrigeración basado en dos fases de  $\text{CO}_2$  (buenas propiedades termodinámicas, baja densidad), entre otras [22].

El detector de píxeles está en la parte más interna del CMS. Para este detector está previsto ser sustituido durante la primera fase de la actualización de la luminosidad del LHC (Phase 1).

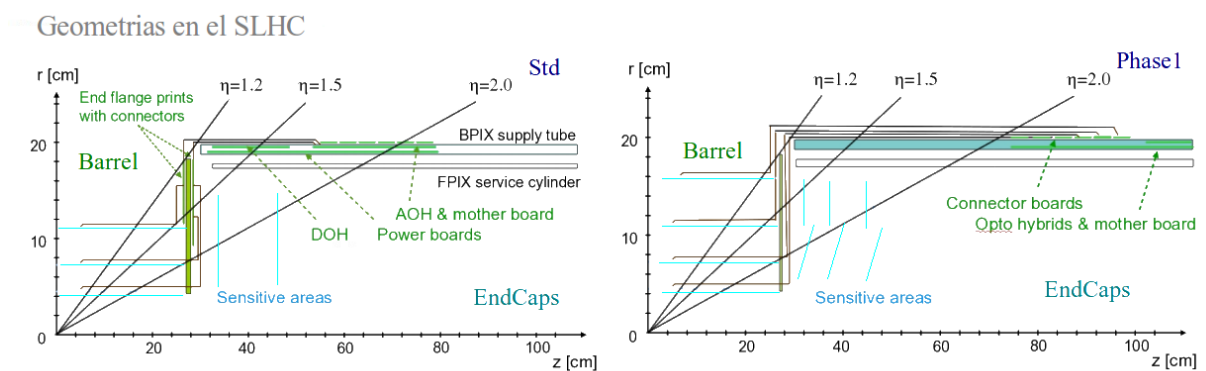


Figura 2–5: Representación gráfica de la geometría del CMS. A la izquierda muestra la geometría actual y a la derecha la geometría de la mejora (UpGrade) [6].

Algunos de los beneficios para la primera fase serán: mantener alta la eficiencia de detección evitando la pérdida de datos, garantizar la cobertura de cuatro “hits”<sup>5</sup> en todas aceptaciones de pseudo-rapidez, proporcionar un seguimiento de alta resolución en los parámetros y en los vértices y también realizar un seguimiento a menor distancia de extrapolación [22].

En esta primera fase se prevé un sistema de poca masa con cuatro capas en el “barrel” y tres discos en cada extremo “endcap”. En la Figura 2-5 se muestra como varía la infraestructura del detector con la actualización y en la Tabla 2-1, se mencionan algunos de los cambios más significativos en el “Silicon Tracker” del detector CMS.

Tabla 2-1: Diferencias entre las Geometrías Actual y de la Mejora en el CMS.

	Geometría Actual	Geometría Fase 1
Barrel	3 capas cilíndricas La capa externa a 102 mm 770 módulos con 48 M pixeles Medio módulo de límite “half-shell” Una capa mecánica (soporte + tuberías de refrigeración) 400g	4 capas cilíndricas La capa externa a 160 mm 1200 módulos con 80M pixeles Medio módulo de límite “half-shell” Una capa mecánica (soporte + tuberías de refrigeración) 100g
Endcap	2 discos en cada endcap Un anillo por medio disco 672 módulos con 18M pixels	3 discos en cada endcap Dos anillos concéntricos 672 módulos con 45M pixels

<sup>5</sup> Impactos sobre cada capa del detector.

## CAPÍTULO 3

### OBJETIVOS

- Medir la estabilidad de la masa invariante reconstruida  $\mu^+\mu^-$  proveniente del mesón  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  y del bosón  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  en función de la pseudorapidez  $\eta$  y del momento transversal de los muones  $p_T$ , y así realizar estudios de comparación en el sistema de seguimiento (tracking) del CMS bajo las consideraciones experimentales del SLHC.
- Usar generación y simulación completa de Monte Carlo (MC) y reconstruir eventos para los decaimientos del mesón  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  y del bosón  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  en la geometría actual y la primera fase (Phase 1) de la geometría de actualización del detector, en el sistema de seguimiento de trazas (Silicon Tracker) del CMS en el SLHC.
- Estudiar la masa invariante reconstruida  $\mu^+\mu^-$  y su resolución en función de la pseudorapidez  $\eta$  y momento transversal de los muones  $p_T$  de estas partículas para encontrar diferencias importantes entre las geometrías del sistema de seguimiento de trazas (Silicon Tracker) del CMS en el SLHC.

# CAPÍTULO 4

## ANÁLISIS Y RESULTADOS

En el presente proyecto de investigación se reconstruye la masa invariante  $\mu^+\mu^-$  para encontrar la señal de las masas del mesón  $J/\psi$  y del bosón  $Z$ , y hacer estudios de la señal de las masas en función de la pseudo-rapidez  $\eta$  y del momento transversal  $p_T$  de los muones. Con la información obtenida (masa, desviación estándar y número de eventos detectados), se realiza la comparación en el sistema de seguimiento del CMS en el SLHC. Osea, se hace una confrontación entre la geometría actual y la actualización de esta geometría para la primera fase (Phase 1) del SLHC.

En este proyecto se utiliza la versión del software CMSSW\_4.2.8\_patch1 en el área de trabajo. El código en el CMSSW está escrito en el lenguaje de programación C++. Se utiliza también el lenguaje PYTHON para procesar los archivos de configuración. El CMSSW, mantiene un repositorio de software en el CVS (Concurrent Versions System) [23]. Se utiliza y modifica el código y los archivos de configuración del CVS. También se utiliza ROOT, el cual es un área de trabajo orientado a objetos para procesamiento de datos dirigida a resolver los problemas de análisis de datos de física de alta energía y nos ofrece muchas funciones y herramientas para optimizar el análisis.

### 4.1 Generación, Simulación y Reconstrucción

#### 4.1.1 Generación

Para este estudio se usaron datos generados por Monte Carlo<sup>1</sup> y se reconstruyó el mesón  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  y el bosón  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ . El objetivo de generar eventos es tener con

---

<sup>1</sup> La simulación de Monte Carlo es una técnica cuantitativa que hace uso de la estadística y de algoritmos para imitar, mediante modelos matemáticos, el comportamiento aleatorio de sistemas reales como el LHC.

gran exactitud una descripción de lo que ocurre en el detector durante una colisión de partículas. Los generadores contienen la teoría y los modelos para diferentes procesos físicos [24].

Esta simulación utiliza el generador de eventos llamado PYTHIA, que genera el 4-momento  $P^\nu = (E, \vec{P})$  del decaimiento a estudiar, basado en la conservación de la energía  $E$ , del momento  $\vec{P}$  y la carga  $q$  para una determinada área de impacto transversal en el detector.

#### 4.1.2 Simulación

La simulación del CMS es una herramienta para hacer un análisis preciso de los efectos de la física del detector, estudiar su respuesta frente a un decaimiento para mejorar el diseño del detector y poner a prueba las nuevas teorías.

Este software de simulación está integrado en el CMSSW mediante el uso de sus distintas herramientas, como es el comando “cmsDriver” [25].

Se compone de varios pasos:

- Modelado de la región de interacción Protón-Protón.
- Modelado del paso de las partículas a través de los detectores con sus respectivos procesos físicos que lo acompañan.
- Modelado del efecto de las interacciones múltiples por cada colisión y/o el efecto de la superposición de eventos (simulación Pile-Up).
- Modelado de la respuesta de la electrónica del detector [25] en la Región de Interacción.
- Inicialización de números aleatorios.
- La generación de eventos.
- Incluye el algoritmo de impactos sobre el detector [26], entre otros.

En este proyecto se utiliza Pile-Up cero, osea, una sola colisión protón-protón o que tengan un solo vértice principal o primario por cada colisión.

Los métodos de simulación son:

### Simulación Completa “FullSim”

El objetivo del FullSim en el CMS es simular la respuesta en gran detalle del detector. También desarrolla, mantiene y apoya el software para la detección y la digitalización (forma de la señal, el ruido, las constantes de calibración, etc.)

FullSim está basada en Geant4. El Geant4 es un conjunto de herramientas para la simulación del paso de partículas a través del detector. Esta forma de simulación toma un tiempo considerable de computación al ejecutar los datos de MC.

### Simulación rápida “FastSim”

Esta simulación de colisión es menos compleja que la FullSim, y favorece para consideraciones de lapsos cortos de tiempo de computación y no tener la necesidad de ocupar mucho espacio en el disco, como consecuencia de la alta calidad de los algoritmos.

FastSim es una parametrización de la respuesta del detector. Está dirigido a un archivo de configuración, para generar, simular y reconstruir los eventos a la vez.

Para la generación y simulación de eventos del detector, se usó FullSim y se obtuvo un archivo de configuración a través del comando: “cmsDriver.py”, cuyas características se describen en la siguiente Figura 4-1.

```

cmsDriver.py SLHCUpgradeSimulations/Configuration/python/
Zmm 14TeV_cfi -s GEN,SIM
--conditions DESIGN42_V11::All
--eventcontent FEVTDEBUG
--beamspace Gauss
--slhc stdgeom
--datatier GEN-SIM
--no_exec

```

Generacion y Simulacion  
 Particula  
 Energia del Centro de Masa  
 Geometria del SLHC

Figura 4-1: Características del “cmsDriver.py” para generar  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .



Las características principales para la generación y simulación de eventos en este proyecto se modificaron dependiendo de la partícula y/o geometría. En todos los casos la energía del centro de masa es 14 TeV por colisión.

### 4.1.3 Reconstrucción

Después de haber generado y simulado los eventos, procederemos a la reconstrucción.

La reconstrucción contiene la calibración, la alineación y las constantes necesarias.

Para efectuar la reconstrucción de eventos de estas muestras simuladas se usó el archivo de configuración PYTHON, ejecutado con el comando “cmsRun”, como se describe en la Figura 4-2.

```
"cmsRun RecoFull_Fullsim_stdgeom_cfg.py"
```

The diagram illustrates the mapping of components in the command string to their respective processes. A red line connects 'RecoFull' to 'Reconstruccion'. A blue line connects 'Fullsim' to 'Simulacion'. A green line connects 'stdgeom' to 'Geometria del SLHC'.

Figura 4-2: Comando de la reconstrucción para la geometría actual.

La cantidad de eventos generados, simulados y reconstruidos, para cada partícula ( $J/\psi$  y  $Z$ ) en ambas geometrías fué de medio millón.

## 4.2 Reconstrucción de Muones

Dentro del experimento CMS, existen tres categorías de muones reconstruidos, según las partes del detector donde sean detectados:

### 4.2.1 “Standalone Muon”

Los segmentos de reconstrucción en las cámaras de muones se utilizan para generar las semillas, constituidas por la posición y dirección de vectores y una estimación del momento transversal. Estas estimaciones iniciales son utilizadas para ajustar las trazas en el sistema de muones, el cual es desarrollado a través de pequeños impactos en la cámara de muones que está dentro del sistema de muones. El resultado es una colección de eventos reconstruidos en el espectrómetro de muones. A estos muones se les conocen como “Standalone Muon”(Figura 4-3) [27].

### 4.2.2 “Tracker Muon”

Este seguidor interno de trazas, detecta aquellas que tienen ciertas características y las identifica como muones. Esto se realiza a través de las distintas capas en las que está distribuido este seguidor. (Figura 4-3) [27].

### 4.2.3 “Global Muon”

Estos muones son aquellos que son asociados entre las pistas de los muones detectados en el tracker muon y las pistas de los “standalone muon” y la mejor coincidencia de las pistas queda seleccionada como muones globales o global muon. Así, la reconstrucción de muones globales empieza en la parte interna de detector hasta los obtenidos en las cámaras de muones (Figura 4-3).

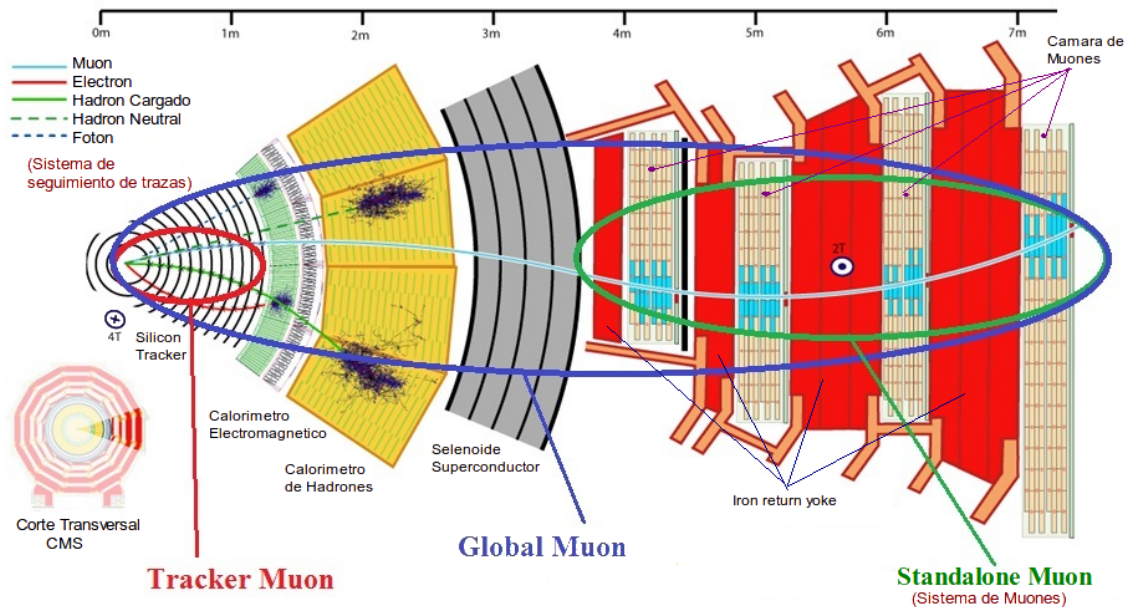


Figura 4-3: Reconstrucción de muones en el CMS.

## 4.3 Análisis de la Reconstrucción

De la colección de muones simulados se realizó una combinación sin repetición para dos muones. Una vez realizada ésta, para cada muón en la combinación extraemos las características como la carga, la pseudo-rapidez  $\eta$ , el ángulo phi  $\phi$  y el momento en las tres coordenadas para ambos muones de la combinación.

Para obtener la masa invariante  $\mu^+\mu^-$  usamos el 4-momento de Lorentz

$$P^\nu = (E, P_x, P_y, P_z)$$

y conociendo E y  $\vec{P}$ , encontramos la masa invariante:

$$P^\nu P_\nu = m_{\mu^+\mu^-}{}^2 = m_{\mu^+}{}^2 + m_{\mu^-}{}^2 + 2(E_{\mu^+}E_{\mu^-} - \vec{P}_{\mu^+} \cdot \vec{P}_{\mu^-})$$

Para obtener una señal sin ruido de la masa invariante  $\mu^+\mu^-$ , necesitamos requerir las siguientes condiciones:

1. Ambos muones deben tener las cargas eléctricas opuestas, para que exista conservación de carga en los decaimientos para  $J/\psi$  y  $Z$ .
2. Los muones son “Global Muon”, porque éstos al detectarse a lo largo del detector permiten tener una mejor resolución de la señal de la masa invariante  $\mu^+\mu^-$ .

En las Figura 4-4, Figura 4-5, Figura 4-6 y Figura 4-7, se muestra la masa invariante  $\mu^+\mu^-$  de las dos partículas en ambas geometrías. Éstas son la actual (Std Geometry) y de la primera fase de la actualización del detector (Phase 1 Geometry).

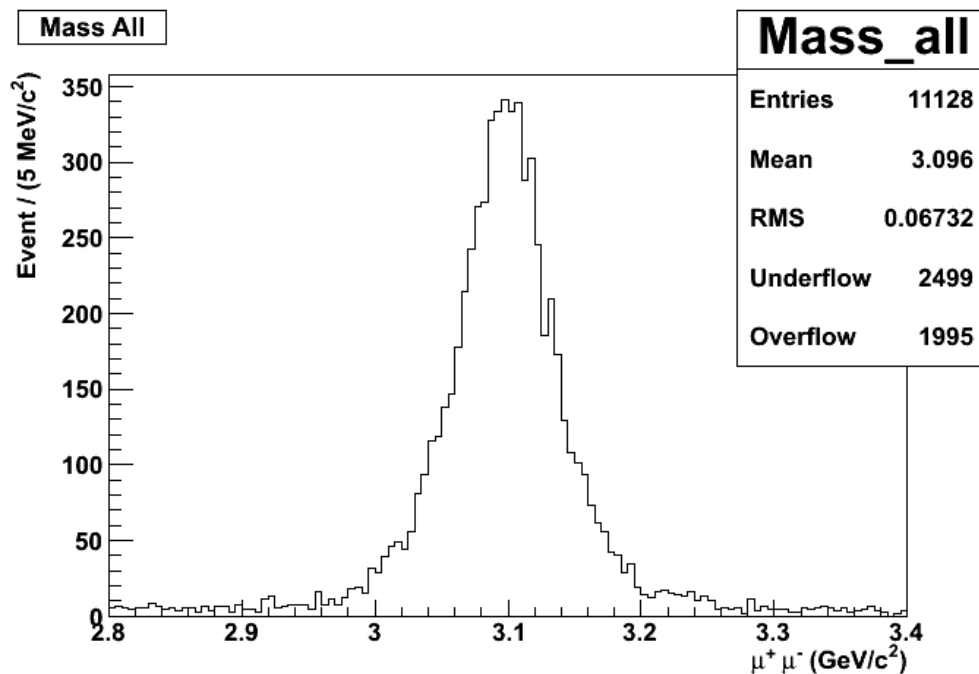


Figura 4-4: Reconstrucción de la masa invariante  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  con Std Geometry.

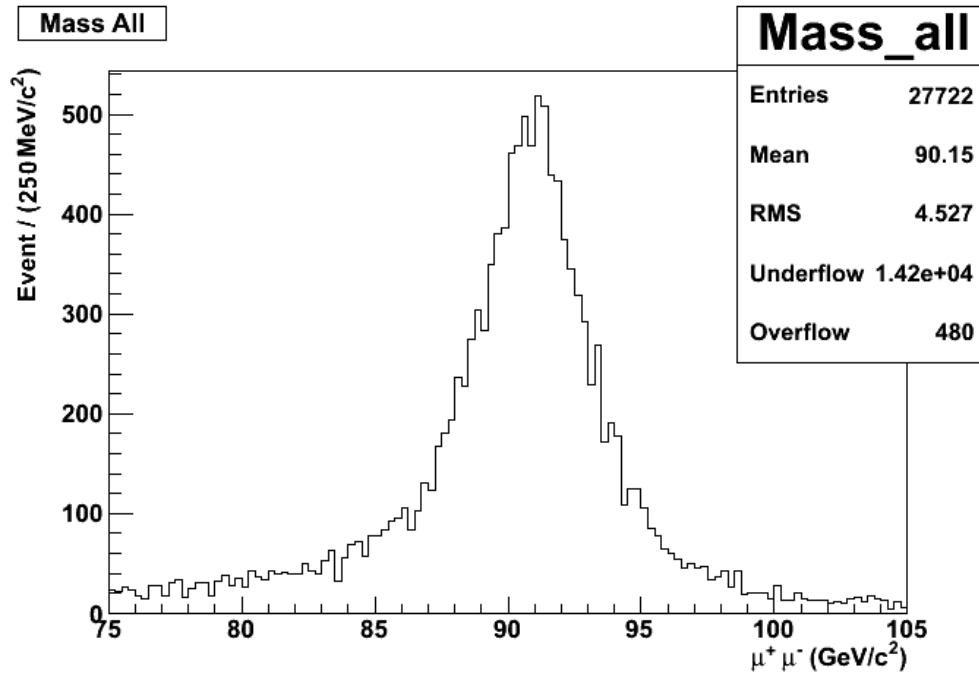


Figura 4-5: Reconstrucción de la masa invariante  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  con Std Geometry.

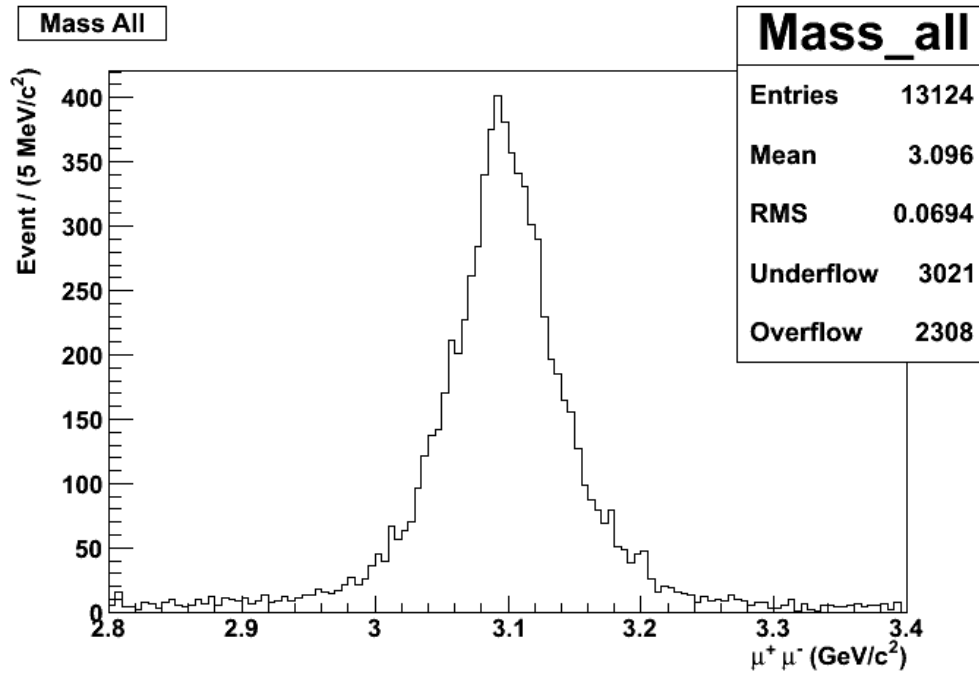


Figura 4-6: Reconstrucción de la masa invariante  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  con Phase 1 Geometry.

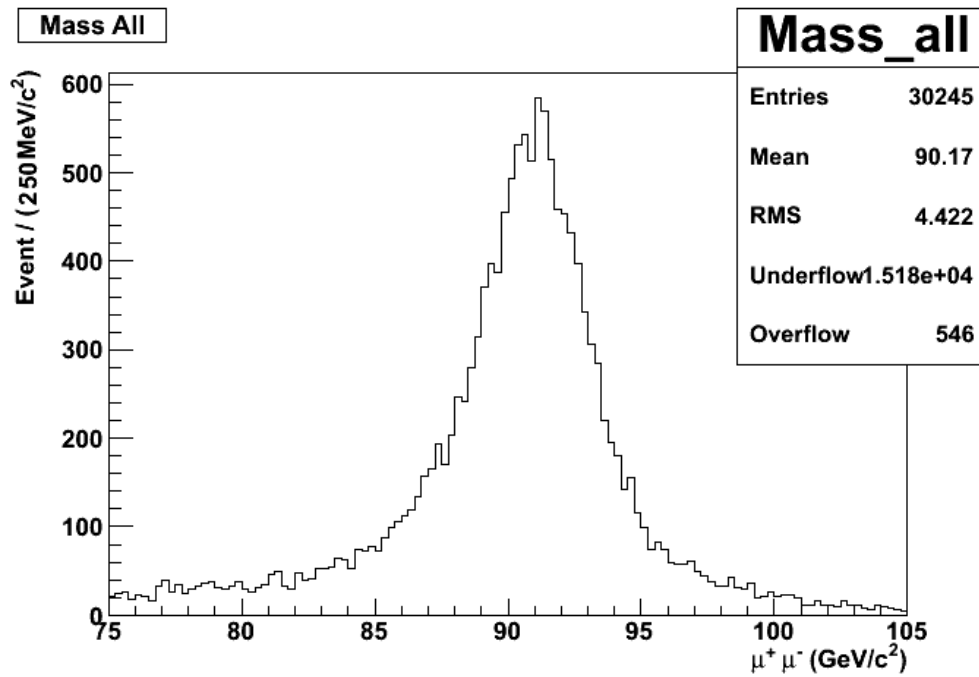


Figura 4-7: Reconstrucción de la masa invariante  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  con Phase 1 Geometry.

#### 4.3.1 Masa $\mu^+ \mu^-$ en función de $\eta$

A continuación, se dividió la pseudo-rapidez ( $\eta$ ) en diez intervalos iguales ( $-2.5 < \eta < +2.5$ ), como se muestra en la Figura 4-8 y Figura 4-9 para estudiar la variación de la señal de la masa  $\mu^+ \mu^-$  a través del detector en función de la  $\eta$ . En la Tabla 4-1 se muestra el rango de cada intervalo de la división de  $\eta$ .

Tabla 4-1: Rango de la división de  $\eta$ .

0 :	$-2.5 \leq \eta < -2.0$
1 :	$-2.0 \leq \eta < -1.5$
2 :	$-1.5 \leq \eta < -1.0$
3 :	$-1.0 \leq \eta < -0.5$
4 :	$-0.5 \leq \eta < 0.0$
5 :	$0.0 \leq \eta < 0.5$
6 :	$0.5 \leq \eta < 1.0$
7 :	$1.0 \leq \eta < 1.5$
8 :	$1.5 \leq \eta < 2.0$
9 :	$2.0 \leq \eta < 2.5$

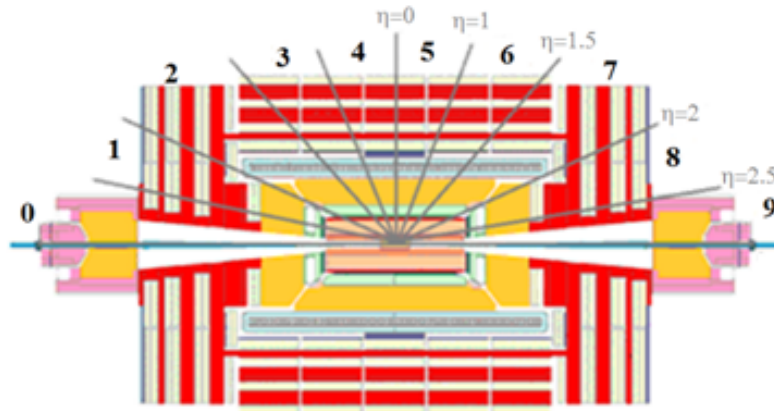


Figura 4-8: División de los “bins” de la Pseudorapidez en el CMS.

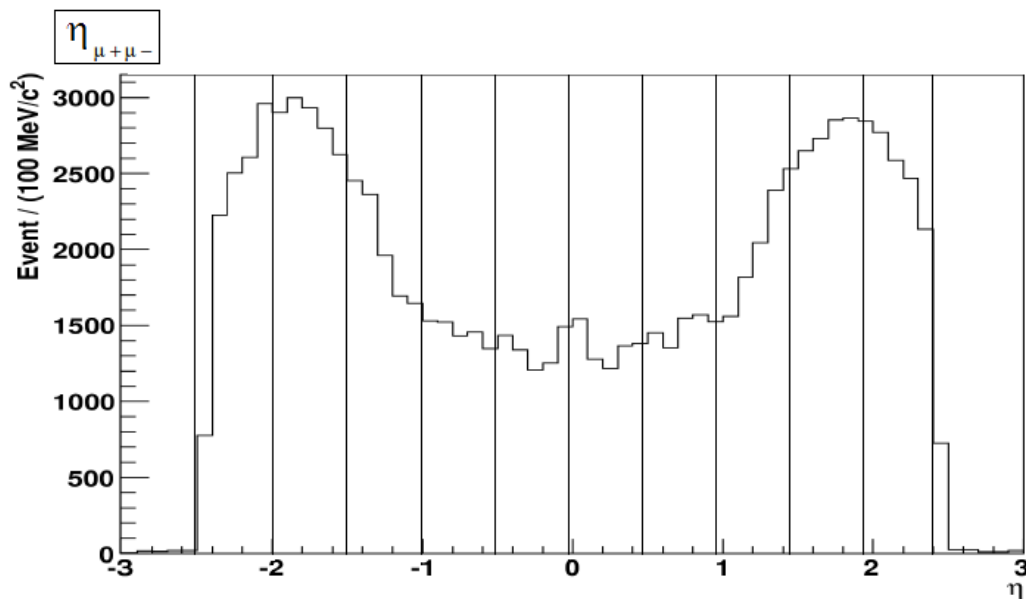


Figura 4-9: División de los “bins” de la Pseudorapidez para  $\mu^+ \mu^-$ .

Con esta división de la pseudo-rapidez, construimos una matriz que nos muestra una lista de histogramas multivariados (Figura 4-10) para poder observar mejor la masa invariante  $\mu^+ \mu^-$  en cada segmento de la pseudo-rapidez en el detector. En Tabla 4-2 es un ejemplo de como se llenó esta matriz.

Tabla 4-2: Llenado de la matriz para  $\eta_\mu$ .

Si	$-2.5 < \eta_{\mu^+} < -2.0$	y	$-2.5 < \eta_{\mu^-} < -2$	$\implies$	llenar el histograma (0, 0)
Si	$-2.5 < \eta_{\mu^+} < -2.0$	y	$-2.0 < \eta_{\mu^-} < -1.5$	$\implies$	llenar el histograma (0, 1)
Si	$-2.5 < \eta_{\mu^+} < -2.0$	y	$-1.5 < \eta_{\mu^-} < -1$	$\implies$	llenar el histograma (0, 2)
Si	$-2.5 < \eta_{\mu^+} < -2.0$	y	$-1.0 < \eta_{\mu^-} < -0.5$	$\implies$	llenar el histograma (0, 3)
	$\vdots$		$\vdots$		$\vdots$
Si	$-2.0 < \eta_{\mu^+} < -1.5$	y	$-2.5 < \eta_{\mu^-} < -2.0$	$\implies$	llenar el histograma (1, 0)
	$\vdots$		$\vdots$		$\vdots$
Si	$+2.0 < \eta_{\mu^+} < +2.5$	y	$+2.0 < \eta_{\mu^-} < +2.5$	$\implies$	llenar el histograma (9, 9)

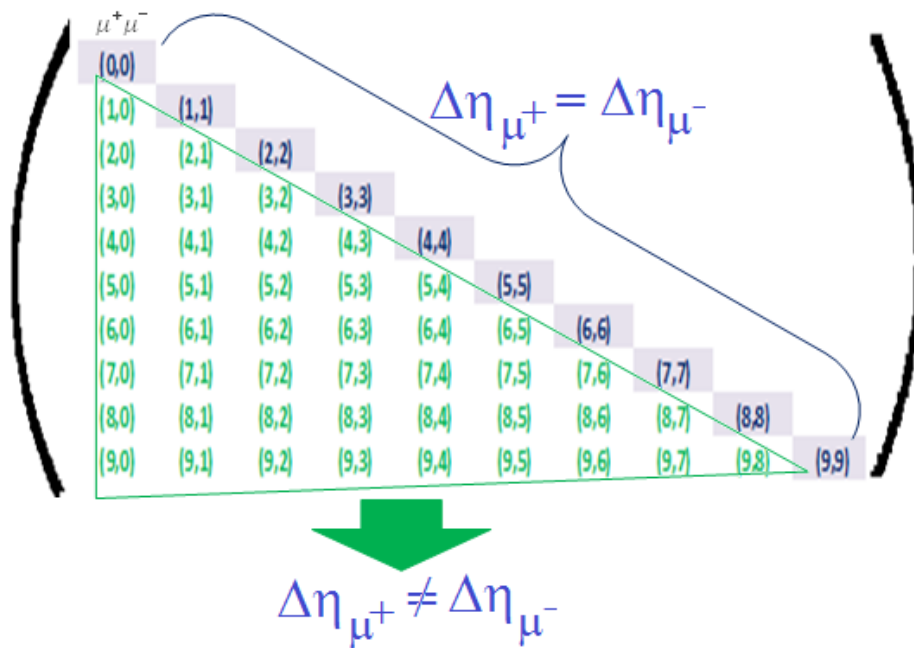


Figura 4-10: Matriz de selección de la Pseudo-Rapidez para Histogramas.

Las distribuciones seleccionadas para el análisis son las representadas en la diagonal de esta matriz, donde  $\eta_\mu$  es la pseudo-rapidez para cada muón (+ ó -). La Figura 4-11, la Figura 4-12, la Figura 4-13 y la Figura 4-14 representan histogramas donde cada segmento de la pseudo-rapidez ( $\eta$ ) es igual para  $\mu^+$  y  $\mu^-$  en ambas geometrías.

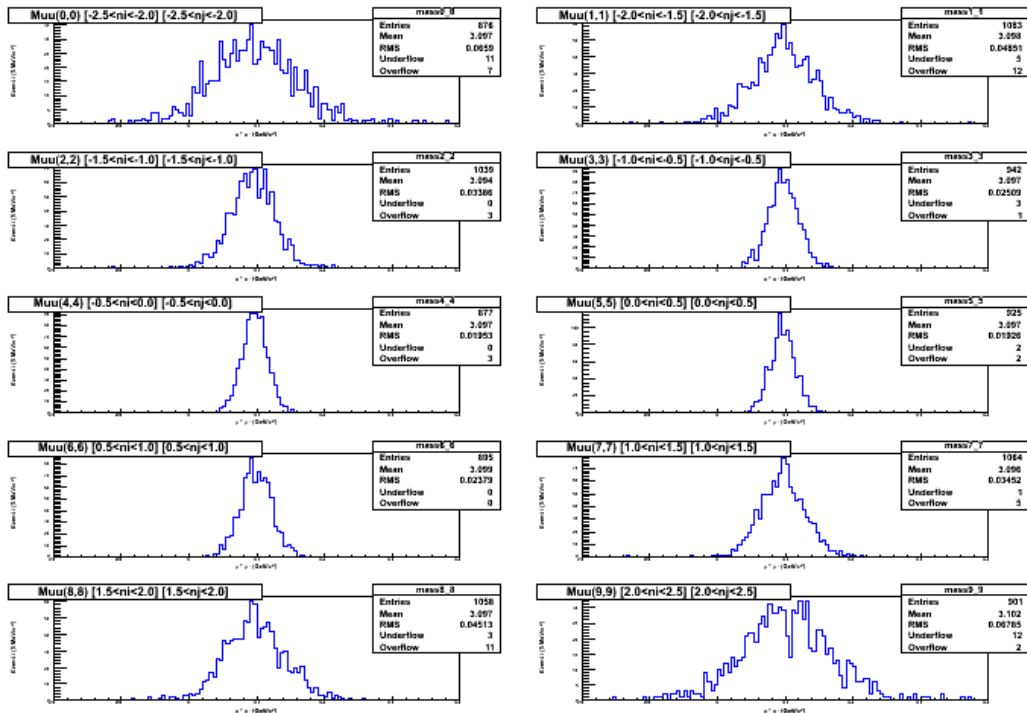


Figura 4-11:  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  con Phase 1 Geometry para el mismo intervalo de  $\eta$  en ambos muones.

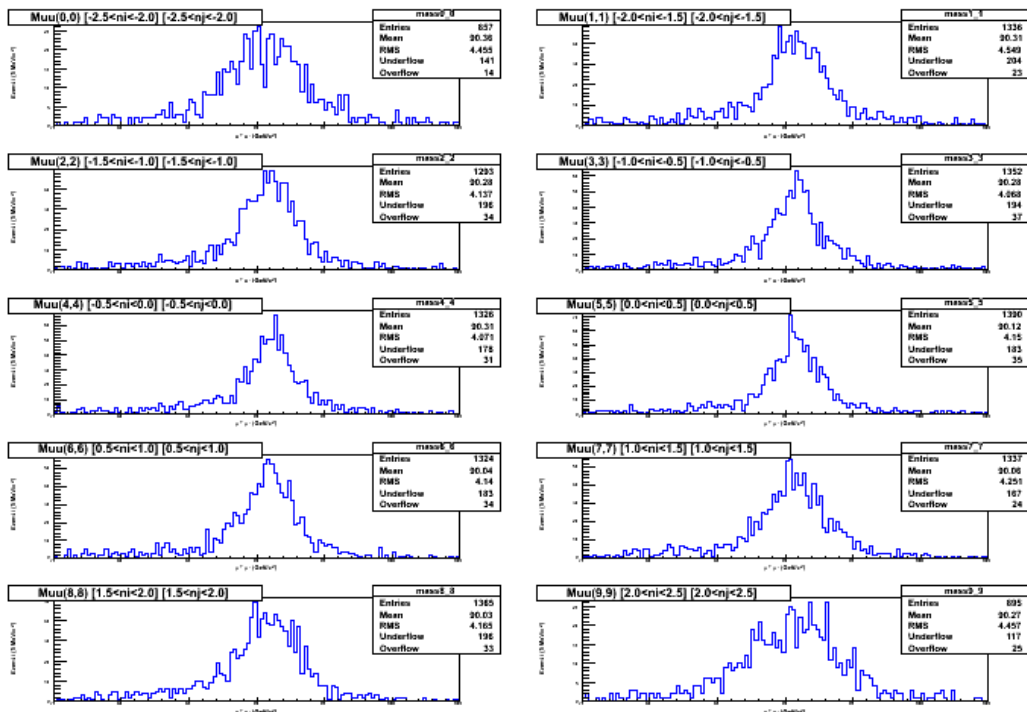


Figura 4-12:  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  con Phase 1 Geometry para el mismo intervalo de  $\eta$  en ambos muones.



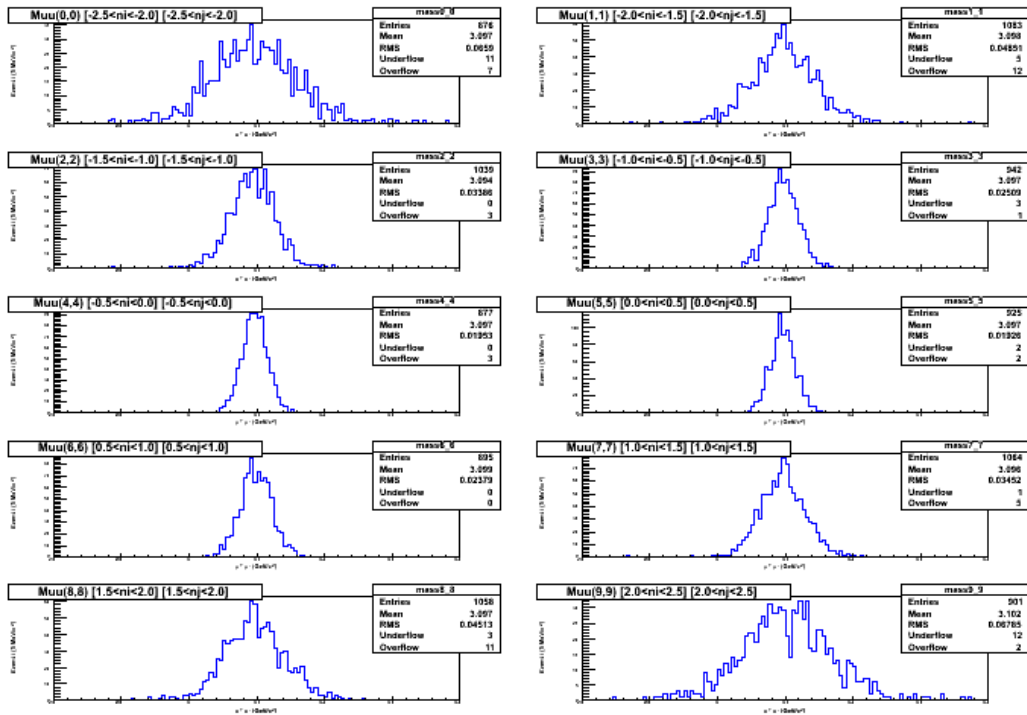


Figura 4-13:  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  con Std Geometry para el mismo intervalo de  $\eta$  en ambos muones.

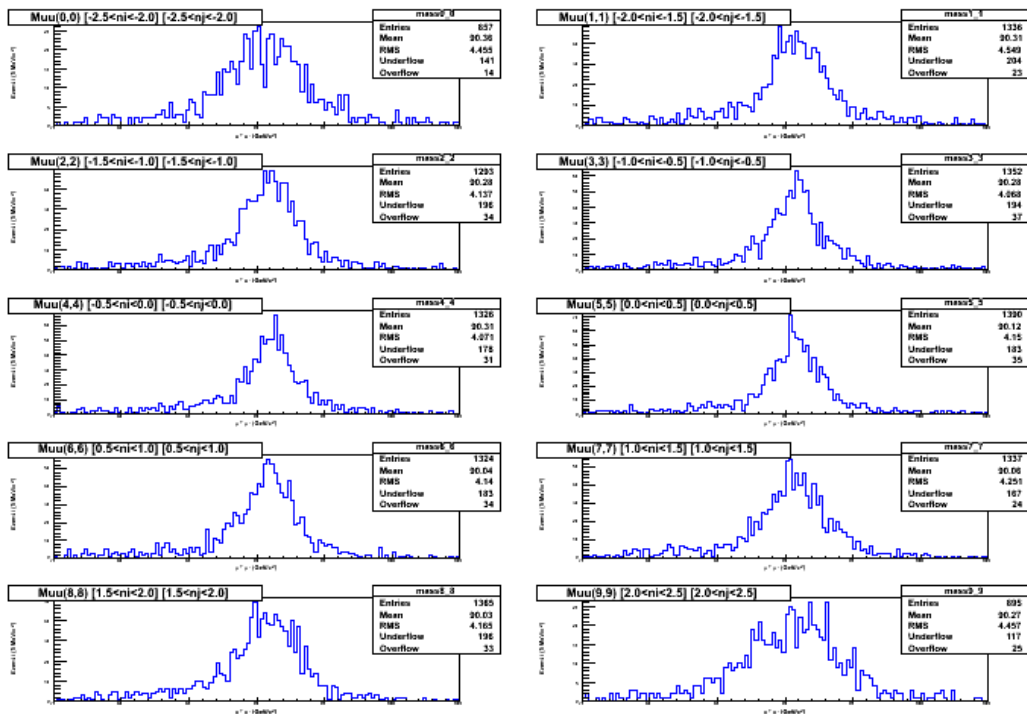


Figura 4-14:  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  con Geometry Std para el mismo intervalo de  $\eta$  en ambos muones.

### 4.3.2 Masa $\mu^+\mu^-$ en función del $p_T$

El mismo método antes descrito, se utilizó para estudiar la masa  $\mu^+\mu^-$  en función del momento transversal para cada muón ( $p_T$ ).

Se dividió el  $p_T$  en diez intervalos iguales, como se muestra en la Figura 4-15 y en la Figura 4-16 para estudiar la variación de la señal de la masa  $\mu^+\mu^-$  a través del detector.

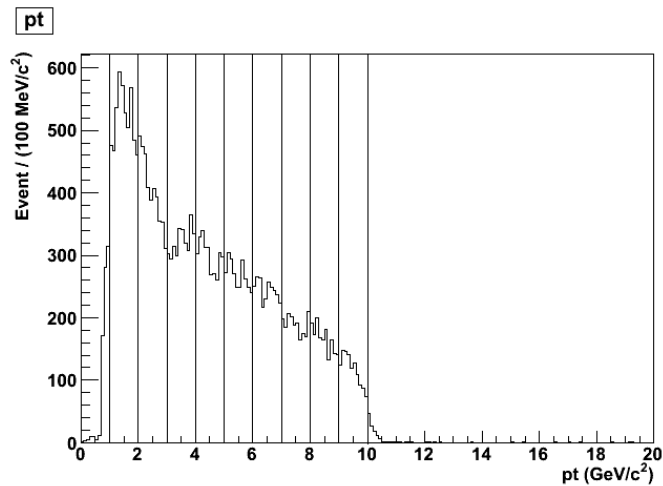


Figura 4-15: Histogramas del  $p_T$  proveniente de  $\mu^+\mu^-$  para el  $J/\psi$ .

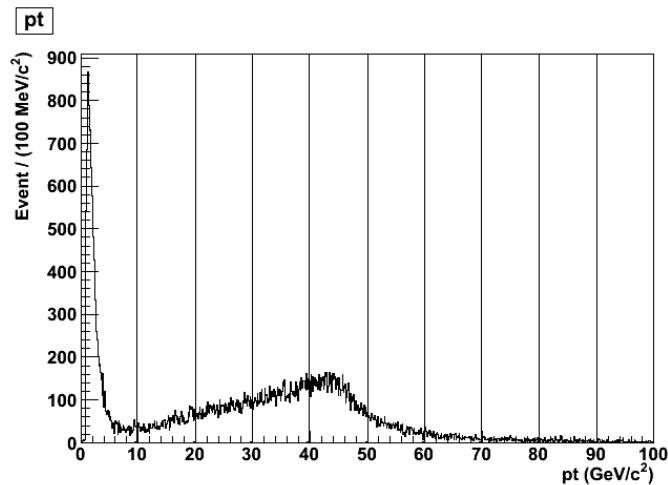


Figura 4-16: Histogramas del  $p_T$  proveniente de  $\mu^+\mu^-$  para el Z.

Con esta división del  $p_T$ , construimos una matriz que nos muestra una lista de histogramas multivariantes (Figura 4-17 y Figura 4-18), para poder observar mejor la masa invariante  $\mu^+\mu^-$  en cada segmento del  $p_T$  del detector.

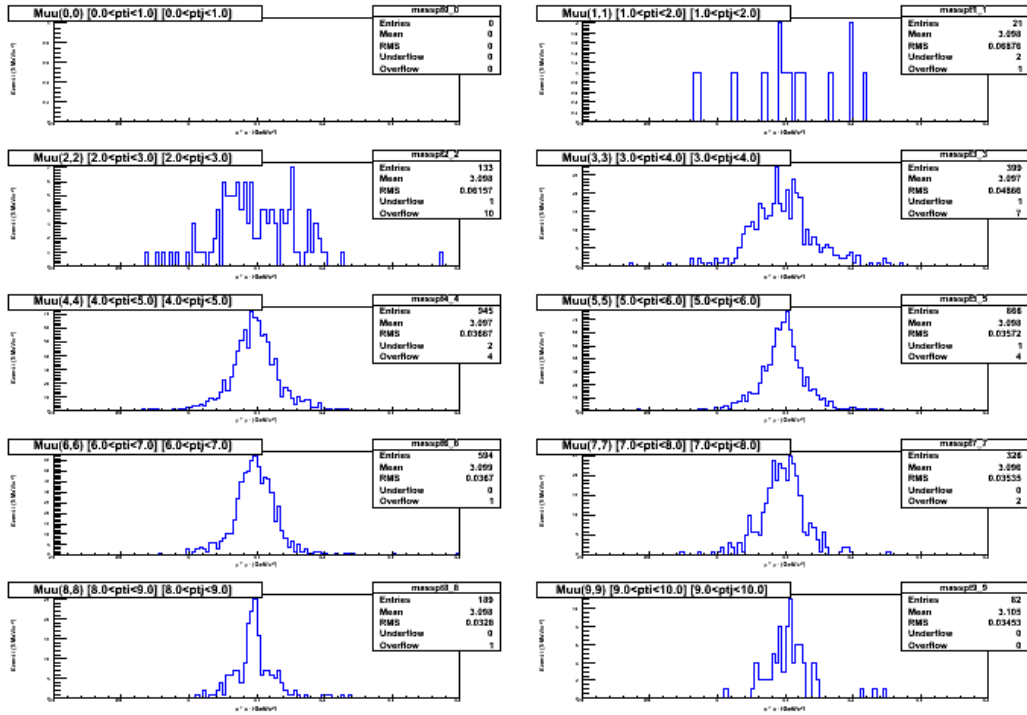
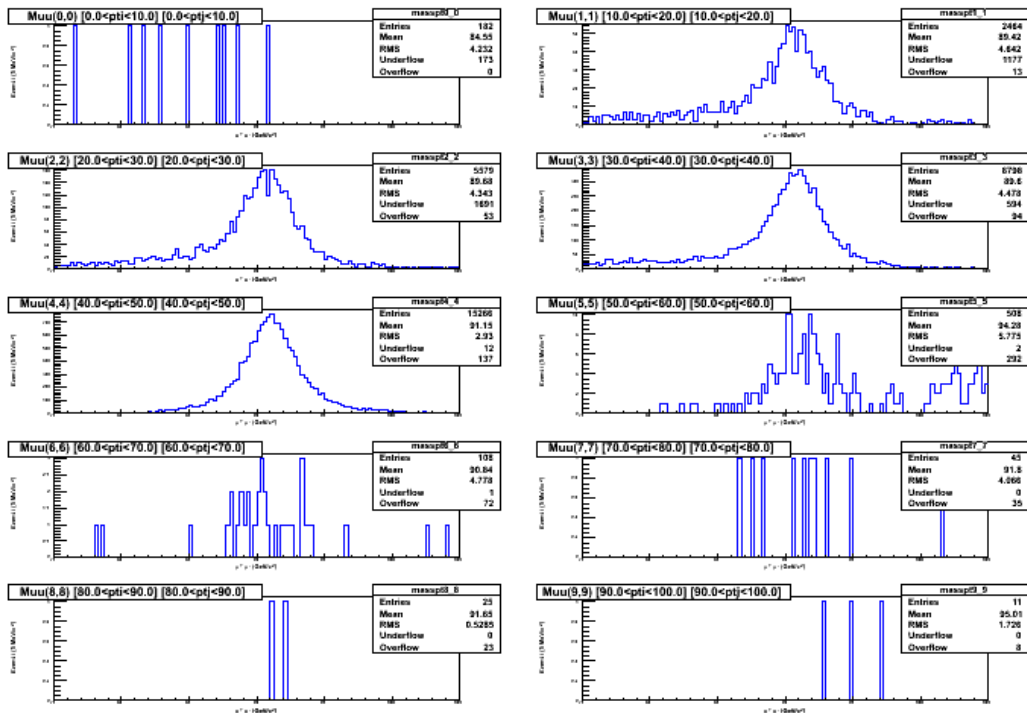
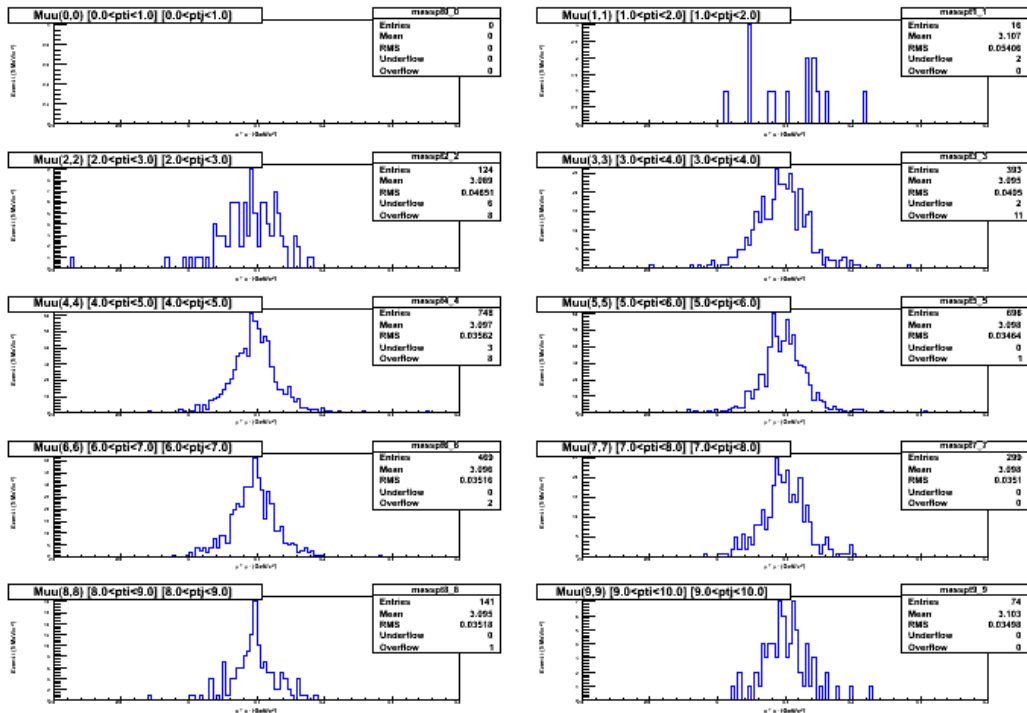
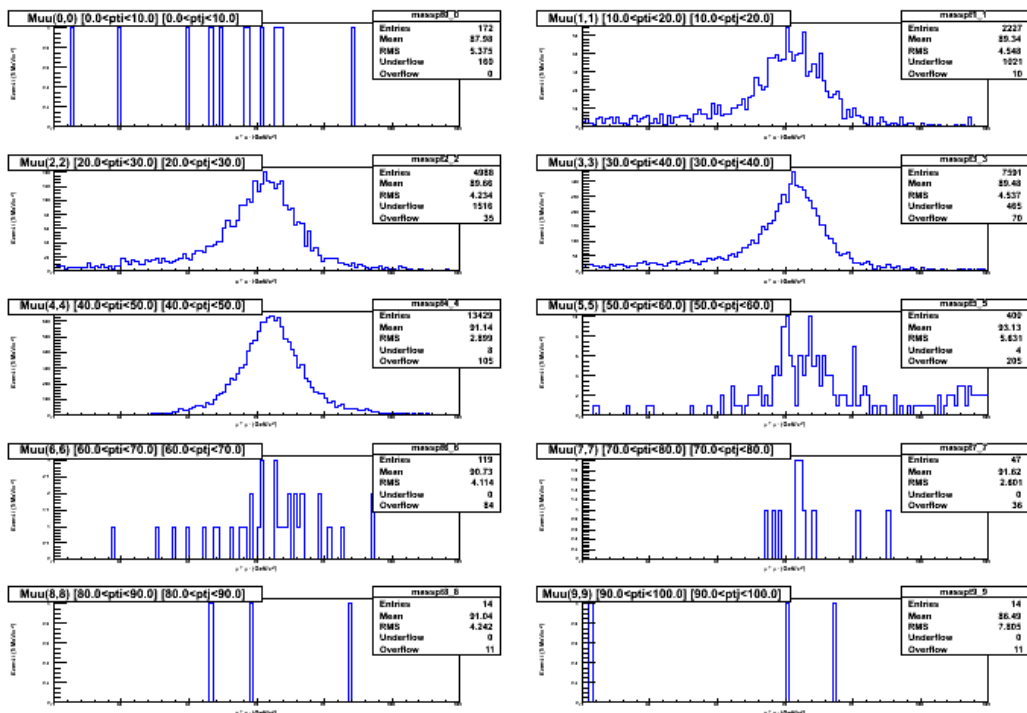
(a)  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  con Phase 1 Geometry.(b)  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  con Phase 1 Geometry.

Figura 4-17: Histogramas de la masa invariante  $\mu^+\mu^-$  para el mismo intervalo del  $p_{Tj}$  en ambos muones ( $p_{Ti} = p_{Tj}$ ) con Phase 1 Geometry.

(a)  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  con Std Geometry.(b)  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  con Std Geometry.Figura 4-18: Histogramas de la masa invariante  $\mu^+\mu^-$  para el mismo intervalo del  $p_T$  en ambos muones ( $p_{T_i} = p_{T_j}$ ) con Std Geometry.

Los histogramas seleccionados para el análisis representan los que tienen mejor estadística. En estos histogramas cada segmento del momento transversal  $p_T$  es igual para  $\mu^+$  y  $\mu^-$  en ambas geometrías.

### 4.3.3 Ajuste Estadístico

Cada una de estas distribuciones de la masa invariante  $\mu^+ \mu^-$  para el mismo intervalo de  $\eta$  y del  $p_T$  en ambos muones fueron ajustadas con una función Gaussiana más un polinomio de primer orden. La función Gaussiana se ajusta a la señal de las partículas y el polinomio de primer orden se ajusta al ruido o background.

Del ajuste Gaussiano, escogimos sus parámetros básicos, como son:

- El valor medio o media (Mean), es un valor representativo que nos indica la masa de cada partícula. Conlleva a la estabilidad del detector.
- La desviación estándar (Sigma), determina el grado de resolución del detector. En este trabajo es la resolución con la que se mide la masa  $\mu^+ \mu^-$ .
- El rendimiento o producción de eventos (Yield). Este parámetro está relacionado con la eficiencia de reconstrucción del detector.

A continuación en las Figura 4-19, Figura 4-20, Figura 4-21 y Figura 4-22 se representa la distribución de la masa en función de la pseudo-rapidez con el fin de observar la resolución de la masa invariante  $\mu^+ \mu^-$  proveniente del mesón  $J/\psi$  y el bosón  $Z$  a través del detector, observándose un ajuste razonablemente bueno a estas distribuciones.

La reconstrucción de la señal de estas partículas se obtiene con gran precisión y están libre de ruido tanto en la geometría actual como en la actualización (Phase 1).

De estas Figuras, obtenemos los parámetros del ajuste gaussiano, los mismos están representados en las Tabla 4-3, Tabla 4-4, Tabla 4-5 y Tabla 4-6.

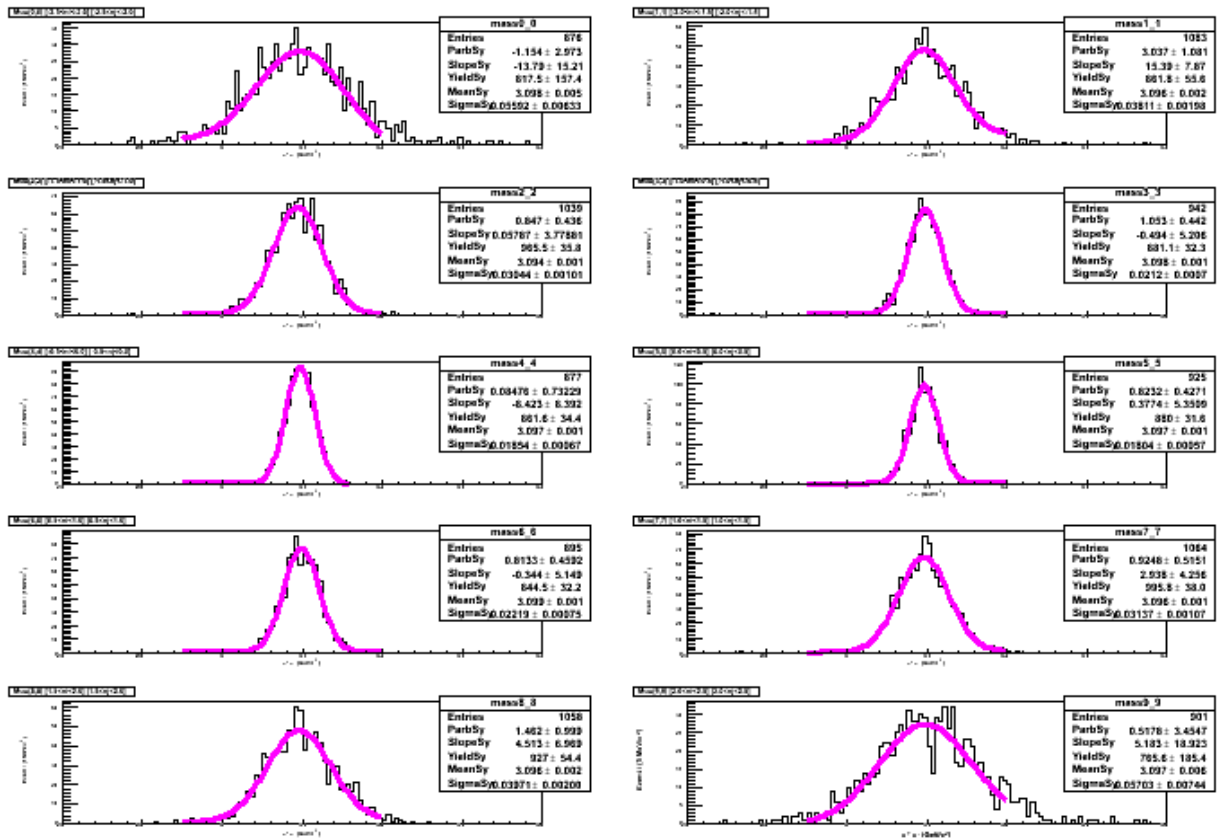


Figura 4-19:  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  en Phase 1 Geometry como función de  $\eta$ .

Tabla 4-3: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para  $J/\psi$  en Phase1 como función de  $\eta$ .

Rango $\eta$	Masa ( $GeV/c^2$ )	Desviación Esándar ( $GeV/c^2$ )	Número de Eventos
0 : $-2.5 \leq \eta < -2.0$	3.0981	0.0559	817.548
1 : $-2.0 \leq \eta < -1.5$	3.0961	0.0381	861.821
2 : $-1.5 \leq \eta < -1.0$	3.0940	0.0304	965.52
3 : $-1.0 \leq \eta < -0.5$	3.0977	0.0211	881.096
4 : $-0.5 \leq \eta < 0.0$	3.0972	0.0185	861.619
5 : $0.0 \leq \eta < 0.5$	3.0966	0.0180	880.034
6 : $0.5 \leq \eta < 1.0$	3.0988	0.0222	844.516
7 : $1.0 \leq \eta < 1.5$	3.0961	0.0314	995.827
8 : $1.5 \leq \eta < 2.0$	3.0957	0.0397	927.025
9 : $2.0 \leq \eta < 2.5$	3.0973	0.0570	765.604

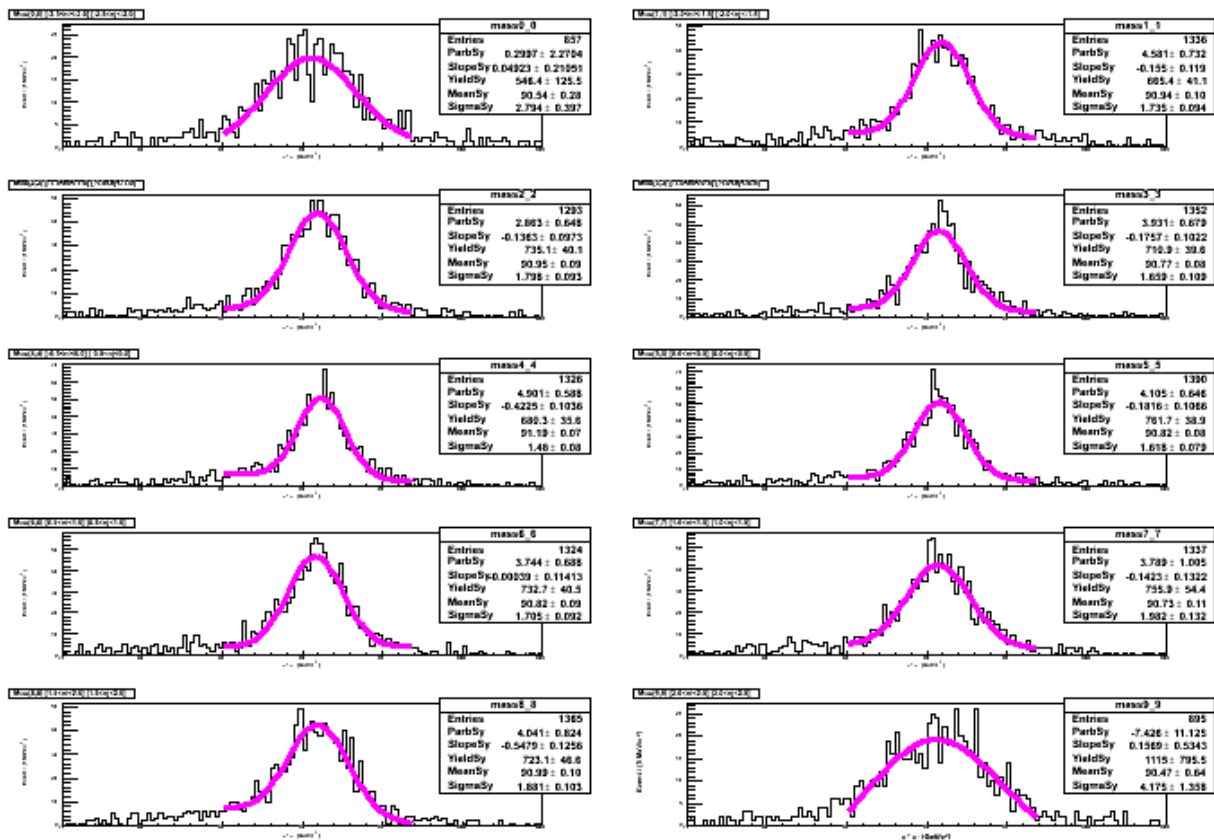


Figura 4-20:  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  en Phase 1 Geometry en función de  $\eta$ .

Tabla 4-4: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para  $Z$  en Phase1 como función de  $\eta$ .

Rango $\eta$	Masa ( $GeV/c^2$ )	Desviación Esándar ( $GeV/c^2$ )	Número de Eventos
0 : $-2.5 \leq \eta < -2.0$	90.5362	2.7937	546.416
1 : $-2.0 \leq \eta < -1.5$	90.9427	1.7351	665.394
2 : $-1.5 \leq \eta < -1.0$	90.953	1.7978	735.073
3 : $-1.0 \leq \eta < -0.5$	90.7742	1.6589	710.927
4 : $-0.5 \leq \eta < 0.0$	91.1947	1.4798	680.324
5 : $0.0 \leq \eta < 0.5$	90.8155	1.6183	761.692
6 : $0.5 \leq \eta < 1.0$	90.8154	1.7054	732.701
7 : $1.0 \leq \eta < 1.5$	90.7334	1.9824	755.902
8 : $1.5 \leq \eta < 2.0$	90.9884	1.8806	723.118
9 : $2.0 \leq \eta < 2.5$	90.4734	4.1747	1114.61

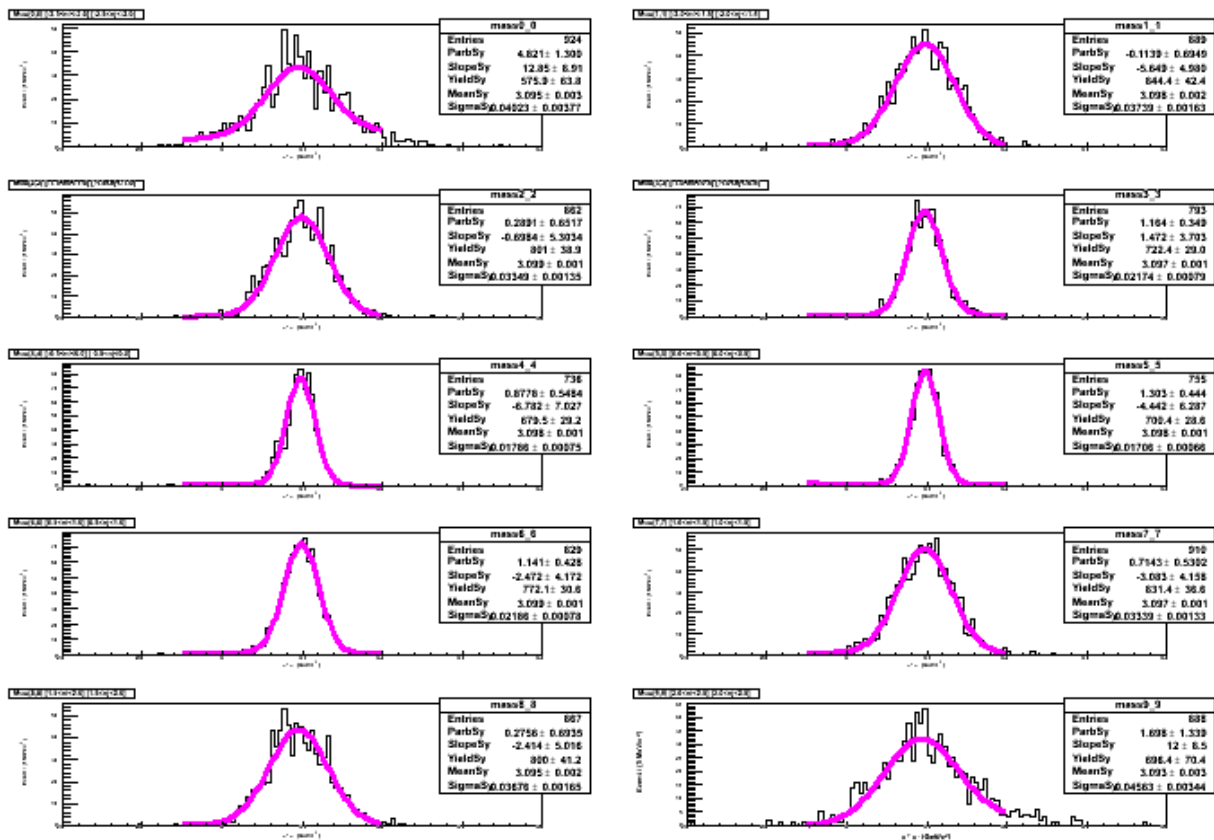


Figura 4-21:  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  en Std Geometry como función de  $\eta$ .

Tabla 4-5: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para  $J/\psi$  en Std como función de  $\eta$ .

Rango $\eta$	Masa ( $GeV/c^2$ )	Desviación Esándar ( $GeV/c^2$ )	Número de Eventos
0 : $-2.5 \leq \eta < -2.0$	3.0946	0.0402	575.903
1 : $-2.0 \leq \eta < -1.5$	3.0978	0.0374	844.441
2 : $-1.5 \leq \eta < -1.0$	3.0991	0.0335	800.958
3 : $-1.0 \leq \eta < -0.5$	3.0970	0.0217	722.403
4 : $-0.5 \leq \eta < 0.0$	3.0976	0.0178	679.511
5 : $0.0 \leq \eta < 0.5$	3.0977	0.0171	700.393
6 : $0.5 \leq \eta < 1.0$	3.0987	0.0218	772.112
7 : $1.0 \leq \eta < 1.5$	3.0972	0.0334	831.428
8 : $1.5 \leq \eta < 2.0$	3.0952	0.03675	799.985
9 : $2.0 \leq \eta < 2.5$	3.0928	0.0456	696.42



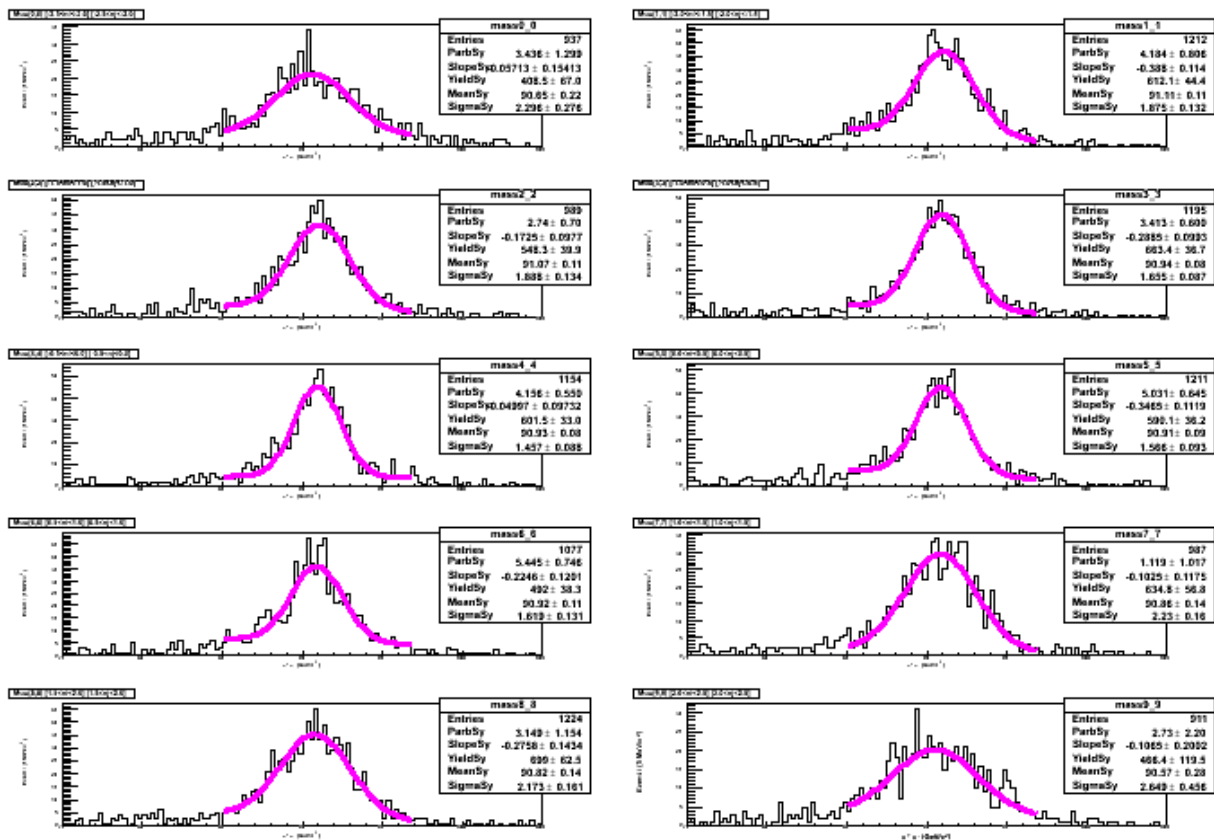


Figura 4-22:  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  en Std Geometry como función de  $\eta$ .

Tabla 4-6: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para  $Z$  en Std como función de  $\eta$ .

Rango $\eta$	Masa ( $GeV/c^2$ )	Desviación Esándar ( $GeV/c^2$ )	Número de Eventos
0 : $-2.5 \leq \eta < -2.0$	90.646	2.2962	408.479
1 : $-2.0 \leq \eta < -1.5$	91.1099	1.8746	612.11
2 : $-1.5 \leq \eta < -1.0$	91.0692	1.8875	548.31
3 : $-1.0 \leq \eta < -0.5$	90.9367	1.6551	663.376
4 : $-0.5 \leq \eta < 0.0$	90.9334	1.4573	601.517
5 : $0.0 \leq \eta < 0.5$	90.9096	1.5656	590.131
6 : $0.5 \leq \eta < 1.0$	90.915	1.6189	492.038
7 : $1.0 \leq \eta < 1.5$	90.8639	2.2300	634.75
8 : $1.5 \leq \eta < 2.0$	90.8194	2.1727	699
9 : $2.0 \leq \eta < 2.5$	90.5667	2.6490	466.415

Las Figura 4-23, Figura 4-24, Figura 4-25 y Figura 4-26 muestran la distribución de la masa en función del momento transversal con el fin de observar la resolución de la masa invariante  $\mu^+ \mu^-$  a través del detector. Para este caso solo se escogió histogramas que tengan mejor estadística, así observar la señal de la masa invariante reconstruida  $\mu^+ \mu^-$ .

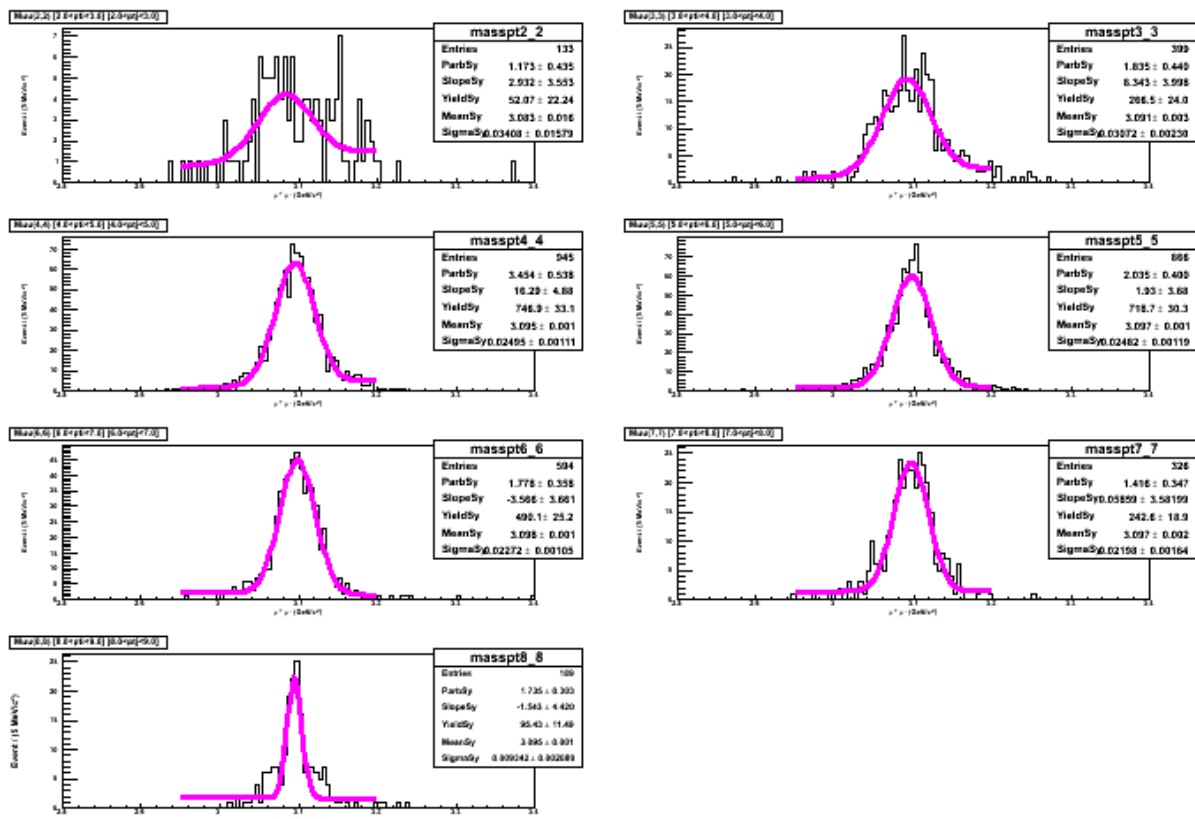


Figura 4-23:  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  en Phase 1 Geometry como función de  $p_T$ .

Tabla 4-7: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para  $J/\psi$  en Phase1 como función del  $p_T$ .

Rango $p_T$ ( $GeV/c$ )	Masa ( $GeV/c^2$ )	Desviación Esándar ( $GeV/c^2$ )	Número de Eventos
2 : $2 \leq p_T < 3$	3.0704	0.01975	39.1267
3 : $3 \leq p_T < 4$	3.0909	0.03072	266.534
4 : $4 \leq p_T < 5$	3.0954	0.0249	746.874
5 : $5 \leq p_T < 6$	3.0972	0.024821	718.732
6 : $6 \leq p_T < 7$	3.0984	0.0227	490.124
7 : $7 \leq p_T < 8$	3.0967	0.02198	242.567
8 : $8 \leq p_T < 9$	3.0945	0.0093	95.4329

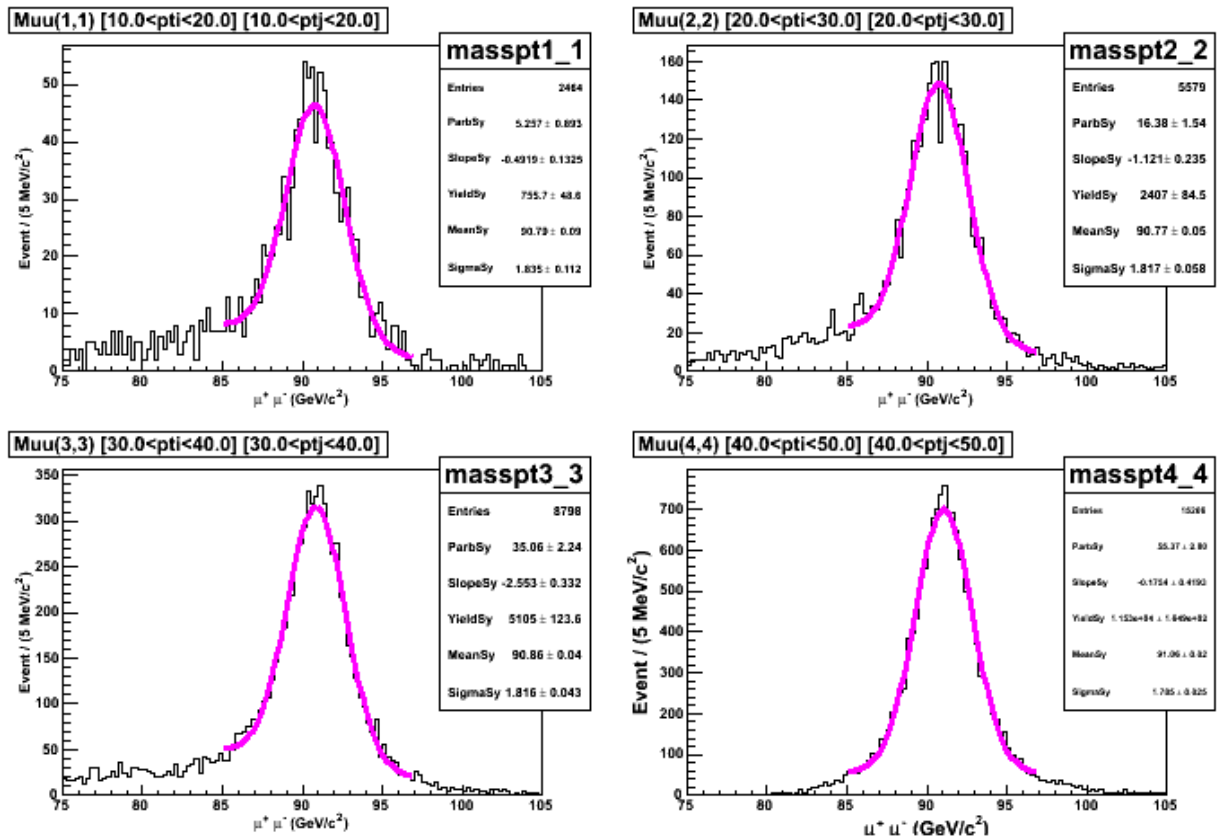


Figura 4-24:  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  en Phase 1 Geometry como función de  $p_T$ .

Tabla 4-8: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para Z en Phase 1 como función del  $p_T$ .

Rango $p_T$ ( $GeV/c$ )	Masa ( $GeV/c^2$ )	Desviación Esándar ( $GeV/c^2$ )	Número de Eventos
1 : $10 \leq p_T < 20$	90.7949	1.8354	755.705
2 : $20 \leq p_T < 30$	90.7696	1.8165	2406.66
3 : $30 \leq p_T < 40$	90.8644	1.8159	5105.01
4 : $40 \leq p_T < 50$	91.0572	1.7846	11528.8

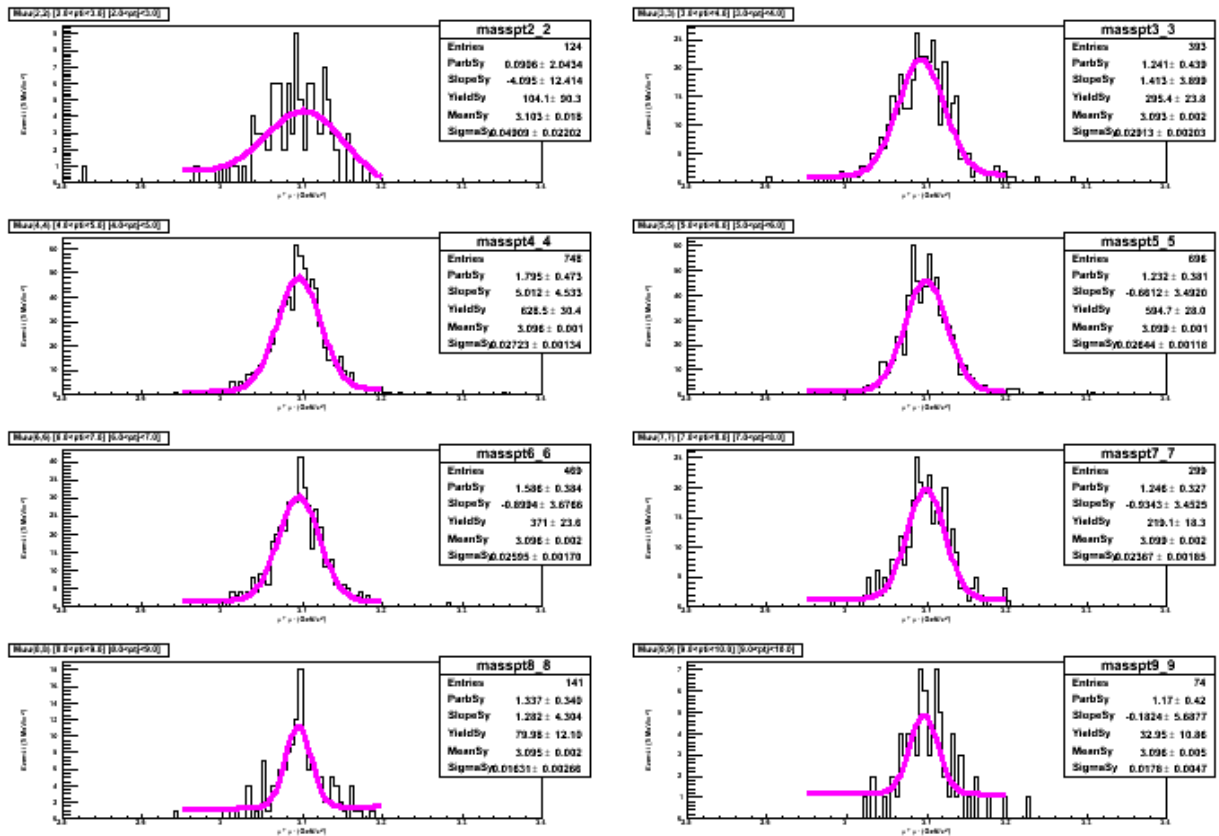


Figura 4-25:  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  en Std Geometry como función de  $p_T$ .

Tabla 4-9: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para  $J/\psi$  en Std como función del  $p_T$ .

Rango $p_T$ ( $GeV/c$ )	Masa ( $GeV/c^2$ )	Desviación Esándar ( $GeV/c^2$ )	Número de Eventos
2 : $2 \leq p_T < 3$	3.1034	0.0491	104.075
3 : $3 \leq p_T < 4$	3.0925	0.0291	295.392
4 : $4 \leq p_T < 5$	3.0956	0.0272	628.526
5 : $5 \leq p_T < 6$	3.0988	0.0264	594.677
6 : $6 \leq p_T < 7$	3.0956	0.0259	371.034
7 : $7 \leq p_T < 8$	3.0986	0.0237	219.117
8 : $8 \leq p_T < 9$	3.0947	0.0163	79.9771
9 : $9 \leq p_T < 10$	3.0962	0.0178	32.9516

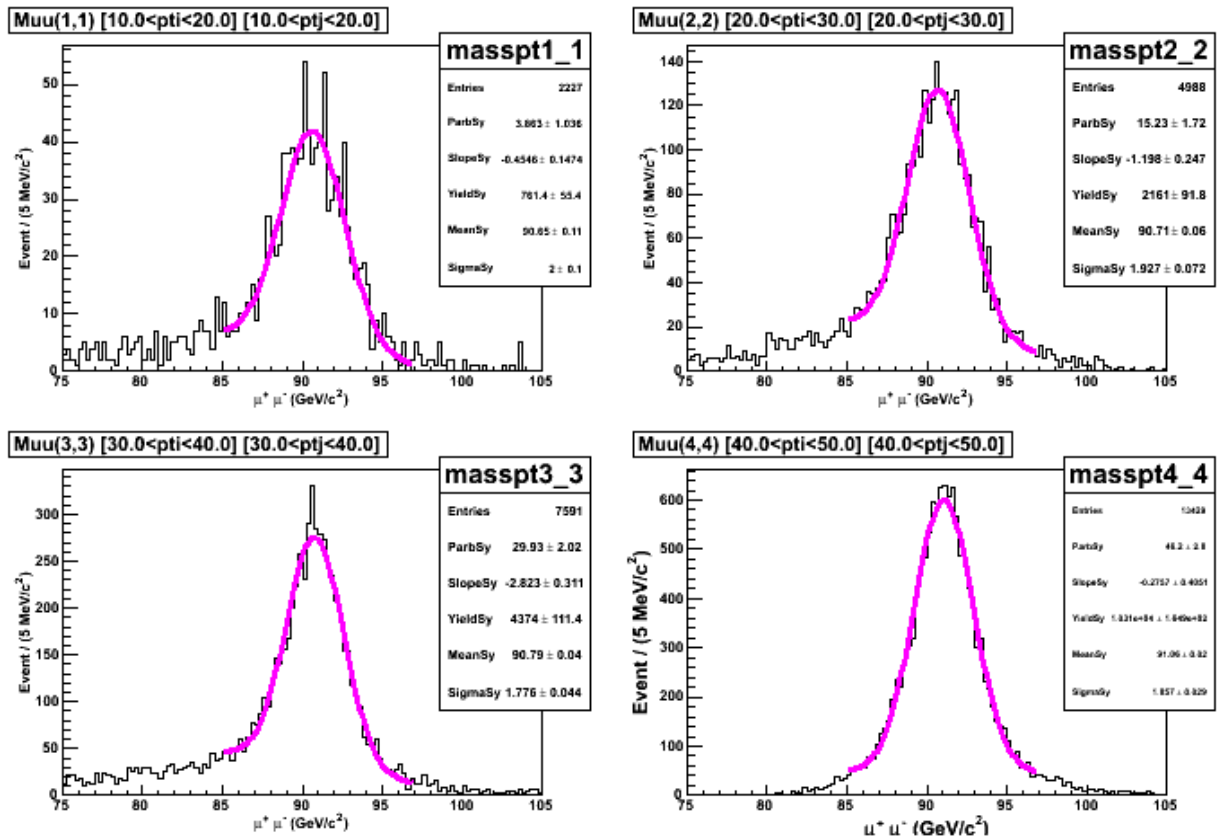


Figura 4–26:  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  en Std Geometry como función de  $p_T$ .

Tabla 4–10: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para  $Z$  en Std como función del  $p_T$ .

Rango $p_T$ (GeV/c)	Masa (GeV/c <sup>2</sup> )	Desviación Esándar (GeV/c <sup>2</sup> )	Número de Eventos
1 : $10 \leq p_T < 20$	90.6477	1.9999	761.354
2 : $20 \leq p_T < 30$	90.7139	1.9268	2161.24
3 : $30 \leq p_T < 40$	90.7891	1.7756	4373.71
4 : $40 \leq p_T < 50$	91.056	1.8571	10310.6

Las Figura 4–27 y Figura 4–28 muestra la distribución de la masa en función  $\eta$  extraída de los datos de la corrida del 2011 en el experimento CMS. Así como, las Figura 4–29 y Figura 4–30 muestra la distribución de la masa en función del momento transversal para los mismos datos del 2011. En este caso tomanos el mismo criterio para seleccionar los histogramas (buena estadística).

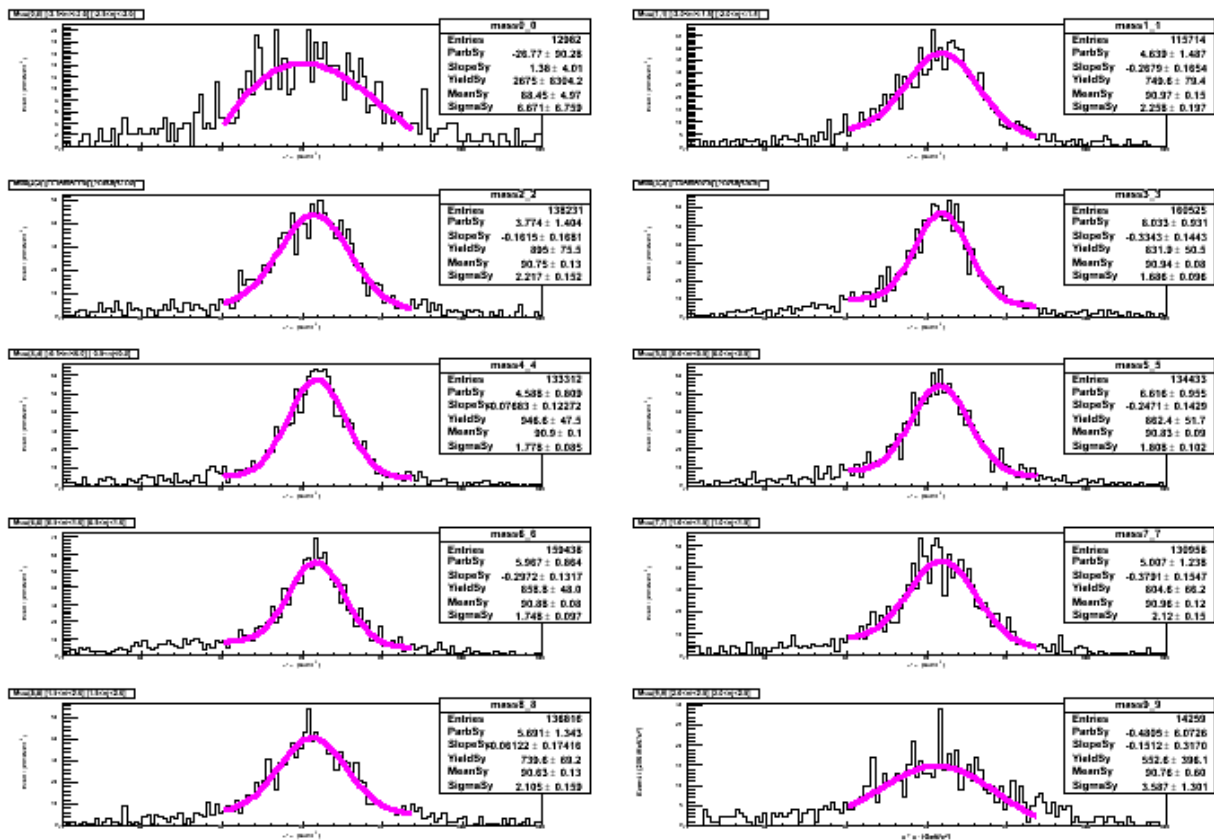


Figura 4-27:  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  Data 2011.

Tabla 4-11: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para  $Z$  en los datos 2011 como función de  $\eta$ .

Rango $\eta$	Masa ( $GeV/c^2$ )	Desviación Esándar ( $GeV/c^2$ )	Número de Eventos
0 : $-2.5 \leq \eta < -2.0$	88.4501	6.6712	2674.68
1 : $-2.0 \leq \eta < -1.5$	90.9673	2.2583	749.602
2 : $-1.5 \leq \eta < -1.0$	90.7526	2.2174	894.999
3 : $-1.0 \leq \eta < -0.5$	90.937	1.6861	831.892
4 : $-0.5 \leq \eta < 0.0$	90.902	1.7782	946.618
5 : $0.0 \leq \eta < 0.5$	90.8306	1.8083	862.441
6 : $0.5 \leq \eta < 1.0$	90.8757	1.7475	858.795
7 : $1.0 \leq \eta < 1.5$	90.9613	2.1199	804.554
8 : $1.5 \leq \eta < 2.0$	90.6262	2.1051	739.581
9 : $2.0 \leq \eta < 2.5$	90.7577	3.5869	552.645

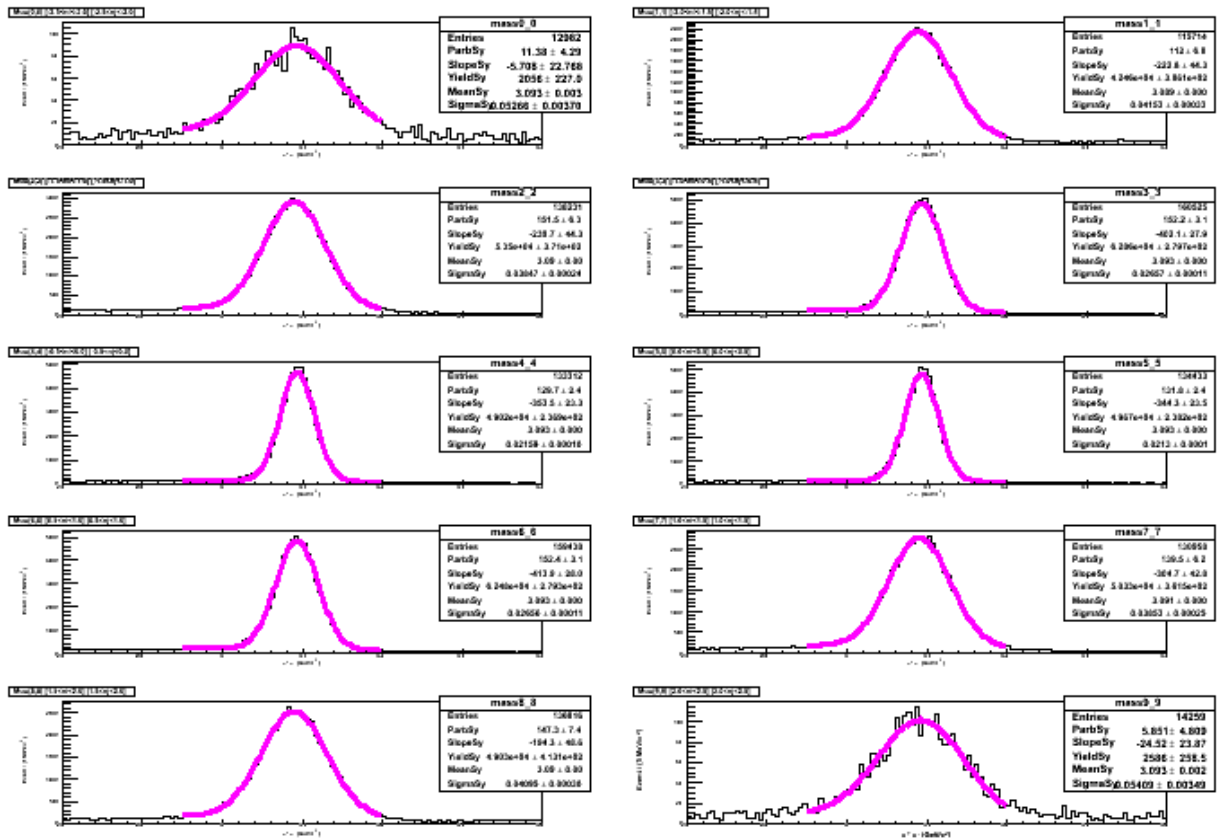
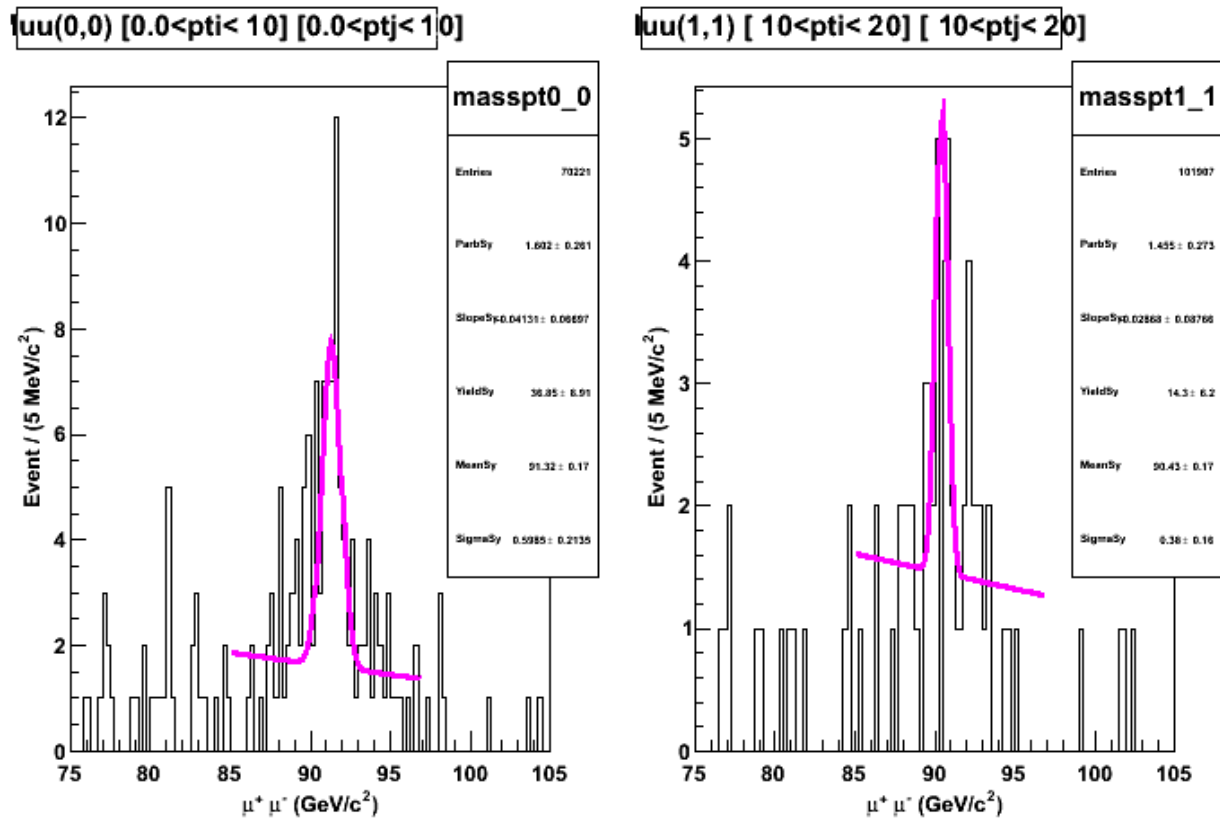


Figura 4-28:  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  Data 2011.

Tabla 4-12: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para  $J/\psi$  en los datos 2011 como función de  $\eta$ .

Rango $\eta$	Masa ( $GeV/c^2$ )	Desviación Esándar ( $GeV/c^2$ )	Número de Eventos
0 : $-2.5 \leq \eta < -2.0$	3.0926	0.0526	2056.11
1 : $-2.0 \leq \eta < -1.5$	3.0892	0.0415	42461.7
2 : $-1.5 \leq \eta < -1.0$	3.0899	0.0385	53499.2
3 : $-1.0 \leq \eta < -0.5$	3.0933	0.02656	62863.6
4 : $-0.5 \leq \eta < 0.0$	3.0934	0.02159	49017.6
5 : $0.0 \leq \eta < 0.5$	3.0933	0.02113	49665.5
6 : $0.5 \leq \eta < 1.0$	3.0931	0.02656	62484.4
7 : $1.0 \leq \eta < 1.5$	3.0906	0.03853	50332.5
8 : $1.5 \leq \eta < 2.0$	3.0896	0.04095	49026.6
9 : $2.0 \leq \eta < 2.5$	3.0930	0.05409	2586.02

Figura 4–29:  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Data 2011.Tabla 4–13: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para  $Z$  en los datos 2011 como función del  $p_T$ .

Rango $p_T$ ( $GeV/c$ )	Masa ( $GeV/c^2$ )	Desviación Esándar ( $GeV/c^2$ )	Número de Eventos
1 : $0 \leq p_T < 10$	91.3192	0.5984	36.8496
2 : $10 \leq p_T < 20$	90.4294	0.3799	14.2973



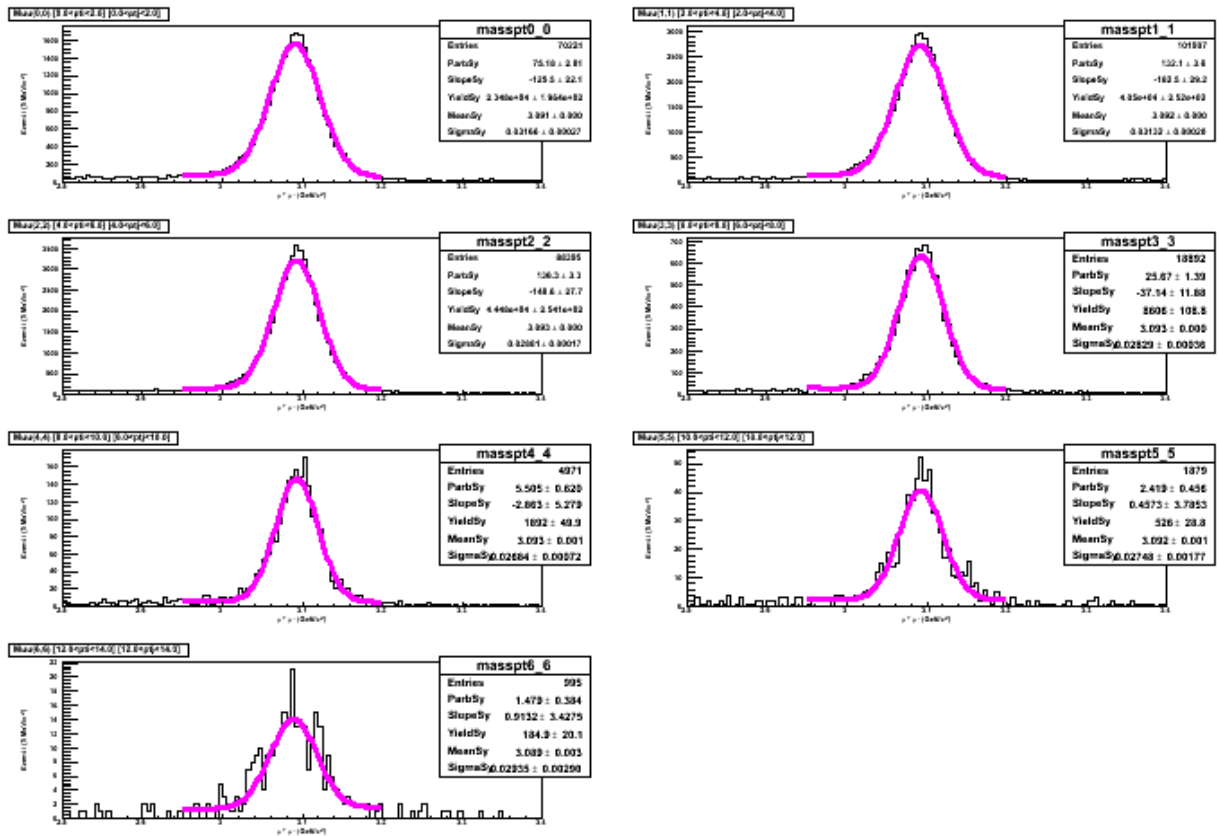


Figura 4-30:  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  Data 2011.

Tabla 4-14: Parámetros extraídos del ajuste gaussiano para  $J/\psi$  en los datos 2011 como función del  $p_T$ .

Rango $p_T$ ( $\text{GeV}/c$ )	Masa ( $\text{GeV}/c^2$ )	Desviación Esándar ( $\text{GeV}/c^2$ )	Número de Eventos
1 : $0 \leq p_T < 1$	3.0972	0.03165	23483.9
2 : $1 \leq p_T < 2$	3.09151	0.03132	40496.7
3 : $2 \leq p_T < 3$	3.09271	0.02881	44479.7
4 : $3 \leq p_T < 4$	3.09296	0.02829	8605.75
5 : $4 \leq p_T < 5$	3.0929	0.02683	1891.8
6 : $5 \leq p_T < 6$	3.09239	0.02748	526.011
7 : $6 \leq p_T < 7$	3.08884	0.02935	184.863

La reconstrucción de la señal de estas partículas se obtiene con gran precisión y están libre de ruido tanto en la geometría actual como en la actualización.

Para cada señal se extraen estos parámetros y se grafican en función de la pseudo-rapidez. Con estos resultados se contrasta ambas geometrías, como se muestran en las siguientes Figura 4-31, Figura 4-32, Figura 4-33 y Figura 4-34.

También se extraen los parámetros de la distribución en función del momento transversal  $p_T$ , para luego confrontar ambas geometrías, como se muestran en las siguientes Figura 4-35, Figura 4-36, Figura 4-37 y Figura 4-38.

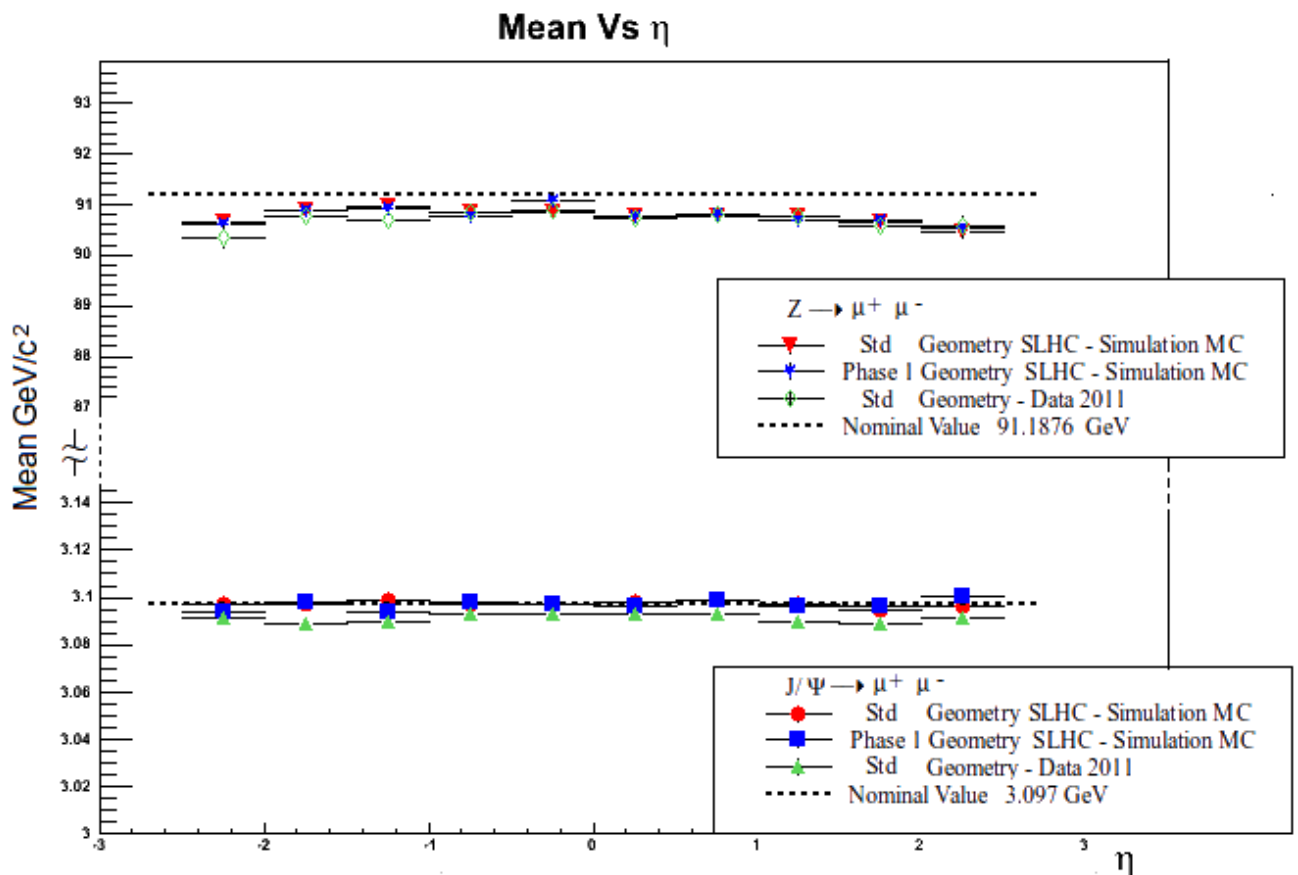


Figura 4-31: Mean: Se observa que la masa reconstruida es muy estable a través del detector en la geometría del SLHC, este valor está alrededor de la masa nominal tanto para  $J/\psi$  y  $Z$ . También, se observa que en los datos del 2011 de la geometría estándar este valor está un poco retirado de la masa nominal.

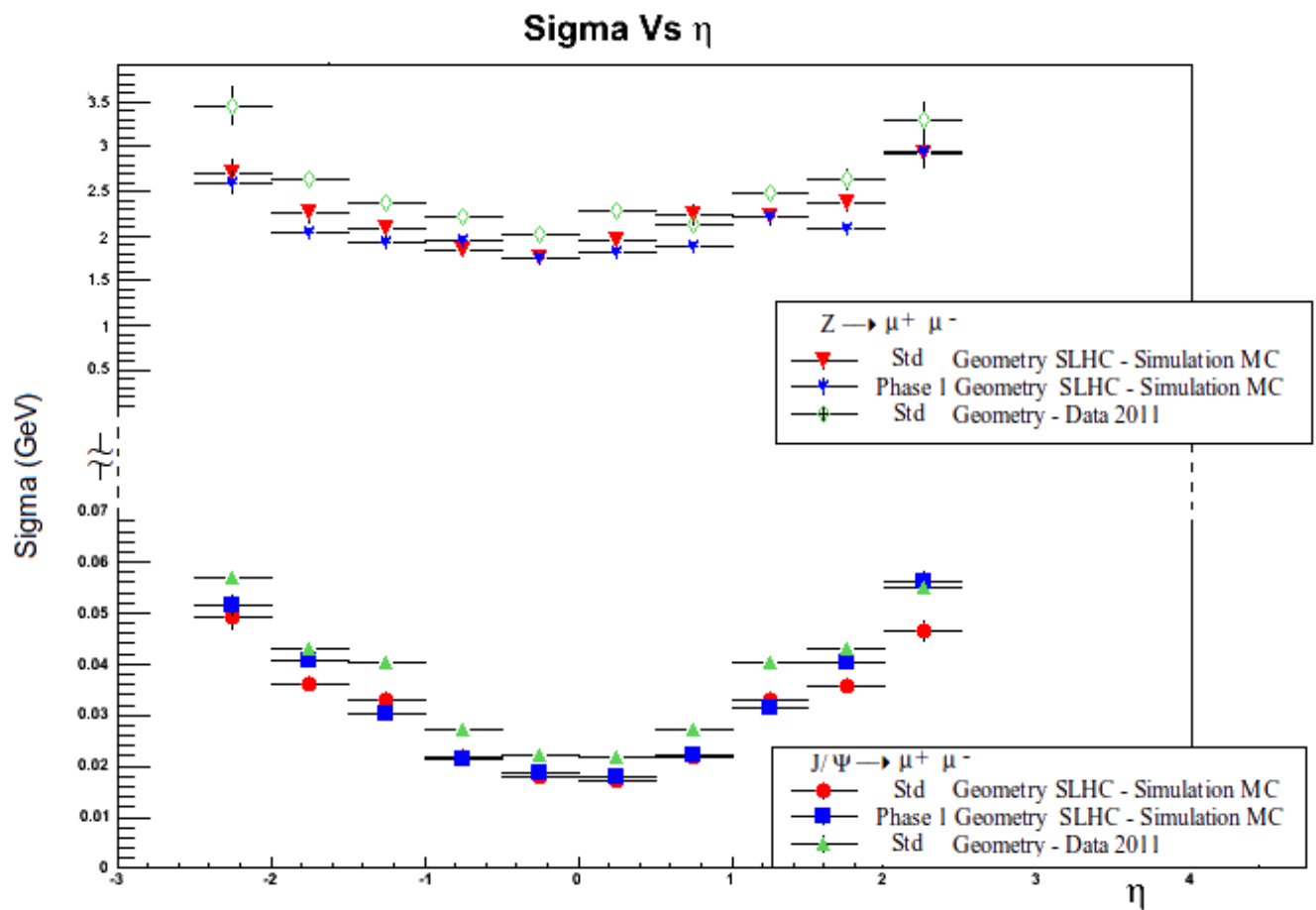


Figura 4-32: Sigma: Se observa que el valor obtenido EndCap es más ancho que en el Barrel.

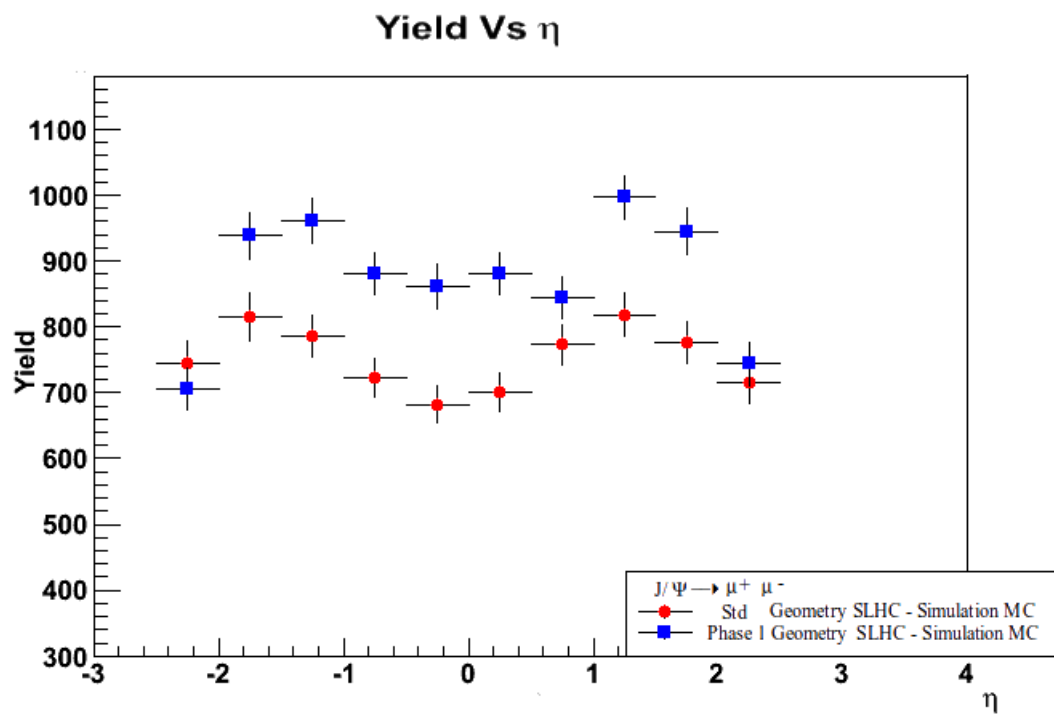


Figura 4-33: Yield: Se observa que existe un mayor número de eventos en la geometría de la actualización SLHC.

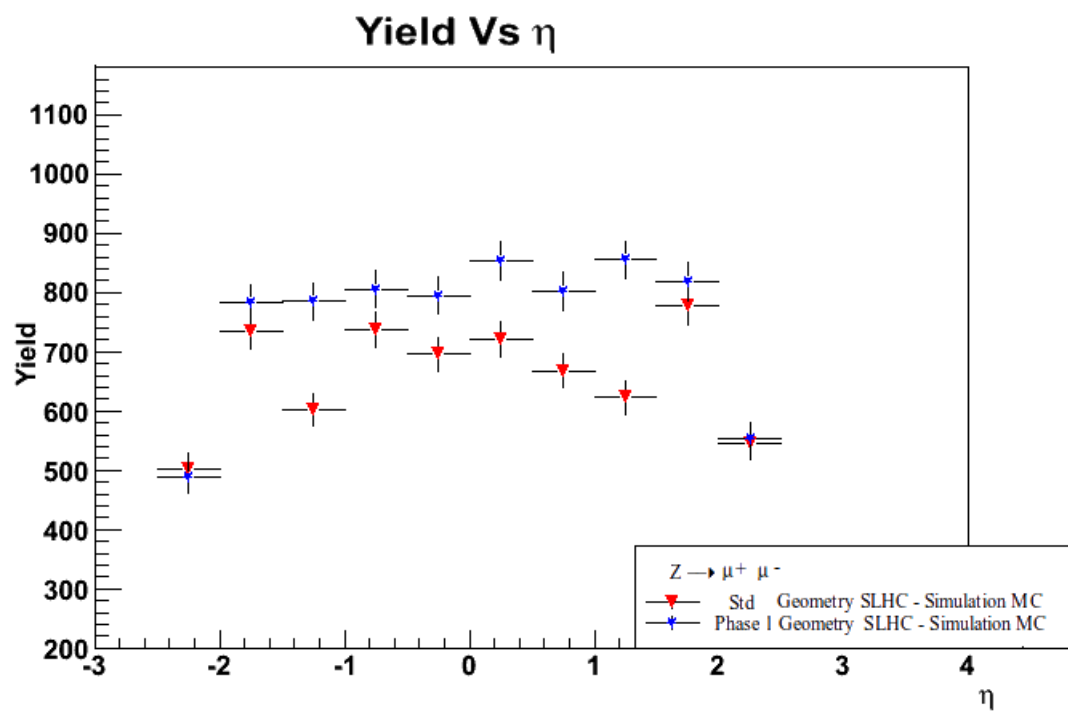


Figura 4-34: Yield: Se observa que existe un mayor número de eventos en la geometría de la actualización SLHC.

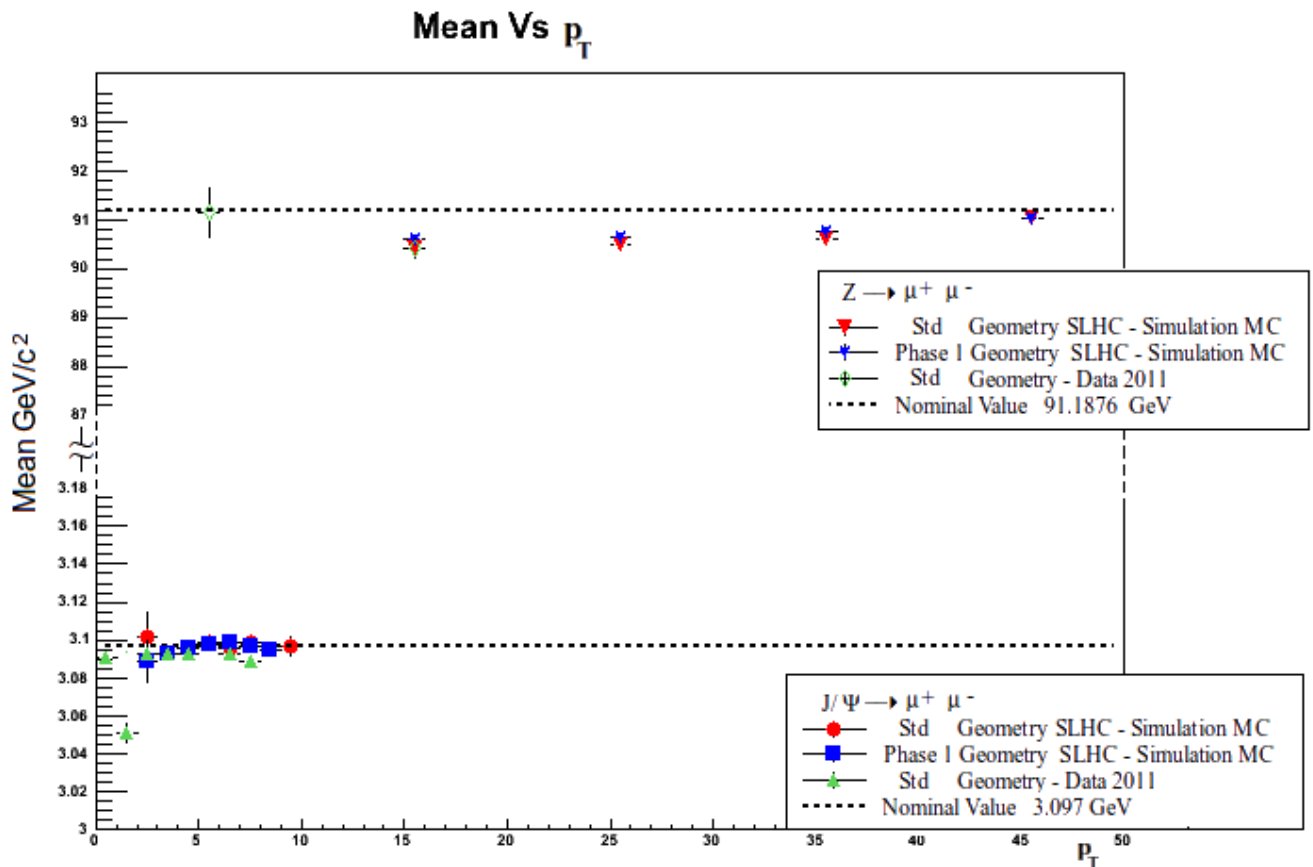


Figura 4-35: Mean: Se observa que la masa reconstruida es muy estable a través del detector. Este valor está alrededor de su masa nominal para el  $J/\psi$  y también se observa que para el Z este valor está un poco retirado de su masa nominal.

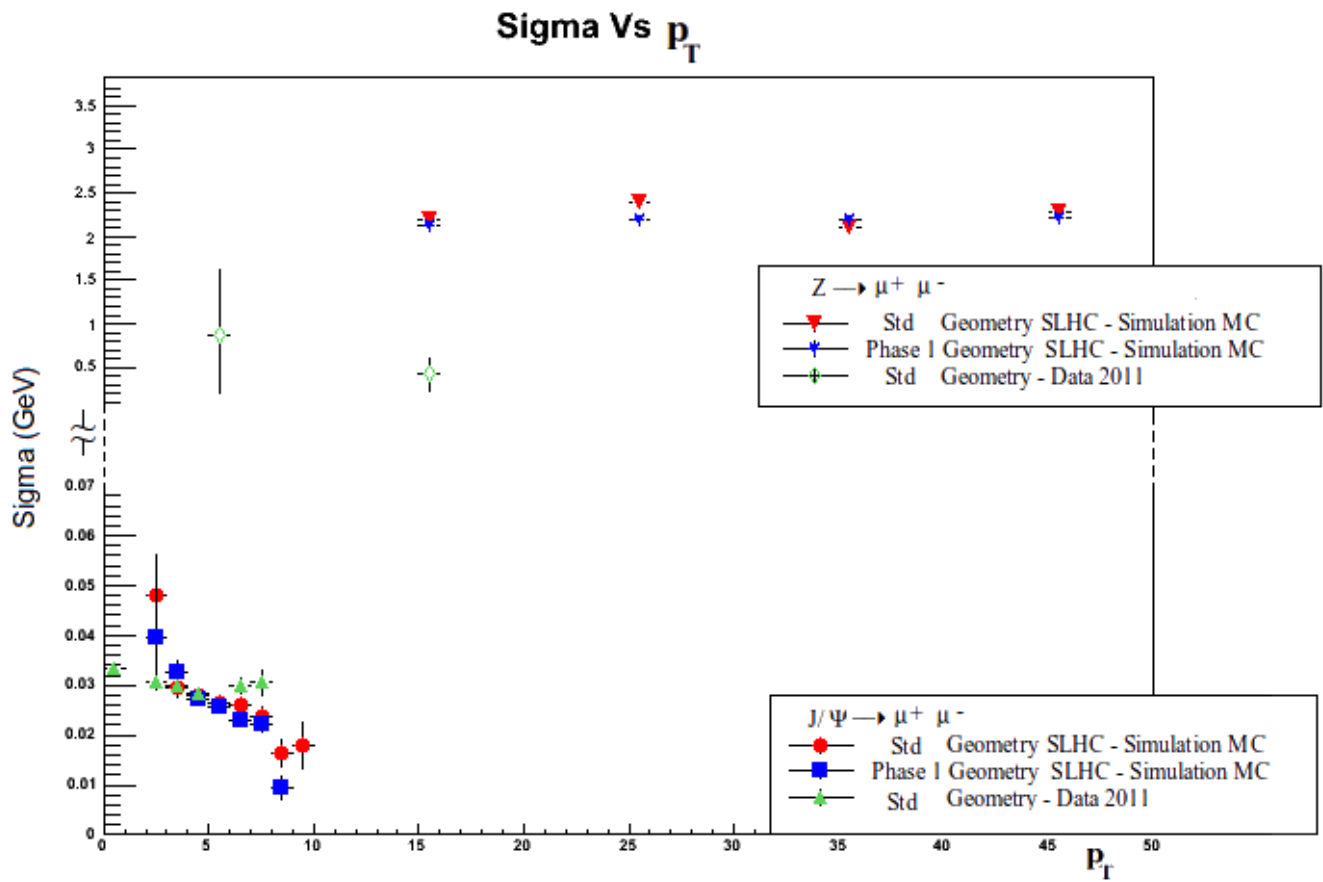


Figura 4-36: Sigma: Se observa que la masa reconstruida es muy estable a través en el experimento CMS.

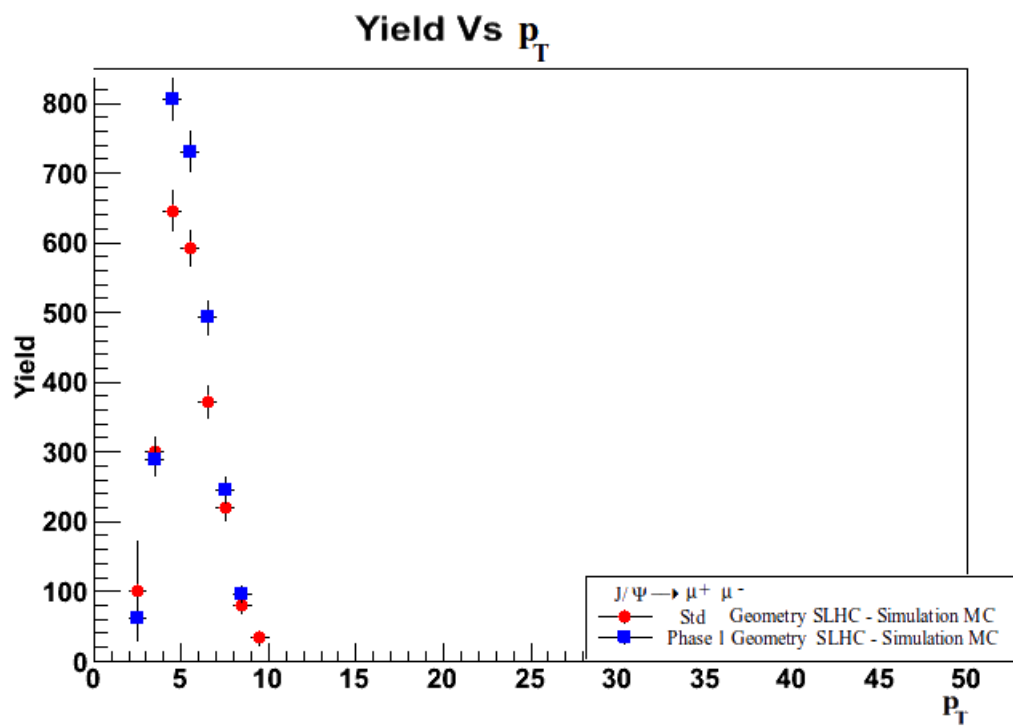


Figura 4-37: Yield: Se observa que existe un mayor número de eventos en la geometría de la actualización SLHC.



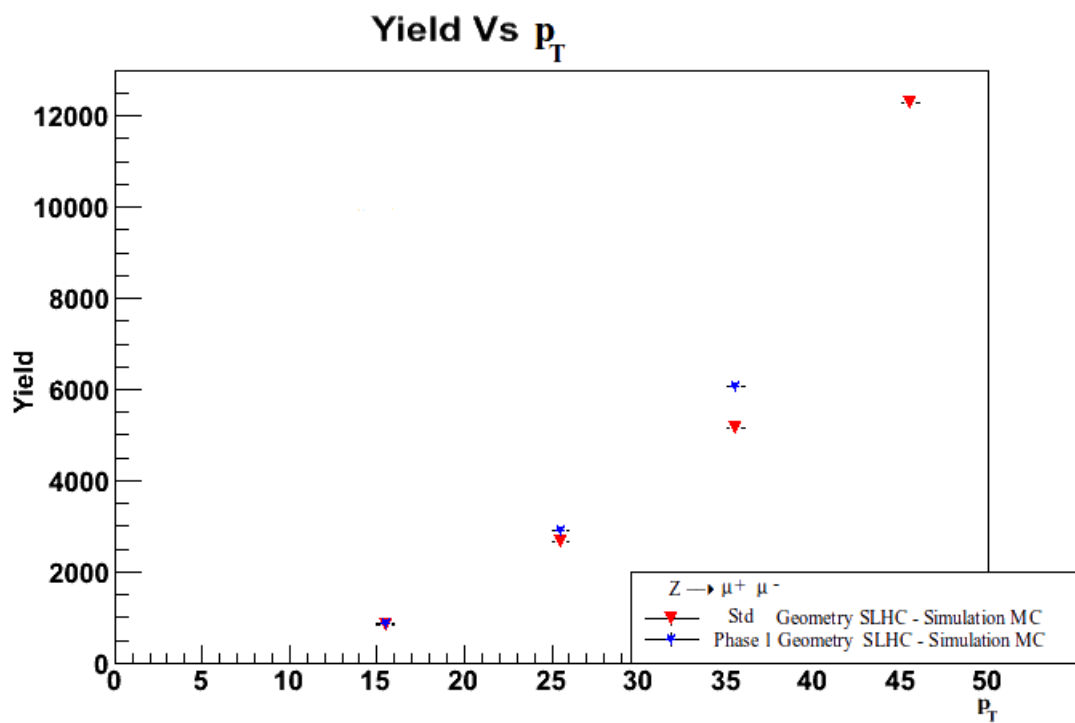


Figura 4–38: Yield: Se observa que existe un mayor número de eventos en la geometría de la actualización SLHC.

# CAPÍTULO 5

## CONCLUSIÓN

El presente trabajo se muestra la comparación bajo condiciones ideales (Pile-Up = 0 y la eficiencia del detector al 100%) entre la geometría actual y la geometría de la actualización (Phase 1) del SLHC en el experimento CMS, mediante los intervalos proporcionados por la pseudo-rapidez  $\eta$  y del momento transversal de los muones  $p_T$ , aplicado a la masa invariante reconstruida del  $\mu^+\mu^-$  proveniente del mesón  $J/\psi$  y del bosón  $Z$ .

La relación de esta masa en función de la pseudo-rapidez y del momento transversal nos entrega información de los subdetectores del experimento CMS a través de la geometría que estos contienen. Esta información son los parámetros que se obtienen a partir del ajuste gaussiano; de estos parámetros como son la masa, la eficiencia y la desviación estándar podemos extraer las siguientes conclusiones:

- La masa invariante reconstruida  $\mu^+\mu^-$  en el sistema de seguimiento (tracking) del CMS es estable (Figura 4-4, Figura 4-5, Figura 4-6 y Figura 4-7) para las dos partículas en ambas geometrías coincidiendo con la masa nominal de éstas.
- De acuerdo con los resultados observados (Figura 4-31), no hay cambios significativos para los valores obtenidos de la masa al cambiar la geometría del detector en el SLHC. Se observa que la masa está alrededor de la masa nominal de ambas partículas para las dos geometrías. La Tabla 5-1 siguiente nos da información del porcentaje de error<sup>1</sup> obtenido en el Apendice C.

---

<sup>1</sup>  $\% \epsilon = \left( \frac{m_{\mu^+\mu^-}(\eta) - m_{\mu^+\mu^-}(\text{nominal})}{m_{\mu^+\mu^-}(\text{nominal})} \right) * 100\%$

Tabla 5-1: % de Error.

	J/ $\psi$	Z
Std $m_{\mu^+\mu^-}(\eta)$	0.1356%	0.6835%
Ph1 $m_{\mu^+\mu^-}(\eta)$	0.0969%	0.7858%
Data $m_{\mu^+\mu^-}(\eta)$	0.2599%	3.0046%
Std $m_{\mu^+\mu^-}(p_T)$	0.2066%	0.5945%
Ph1 $m_{\mu^+\mu^-}(p_T)$	0.8589%	0.4610%
Data $m_{\mu^+\mu^-}(p_T)$	0.2635%	0.8341%

- La desviación estándar observada en la Figura 4-32 y en la Figura 4-36, muestra que los resultados obtenidos para las muestras simuladas en Monte Carlo hechas en el centro del detector (barrel) tienen mejores resultados que los observados en los extremos del mismo (endcap).
- De acuerdo con los resultados observados (Figura 4-33 y Figura 4-34), los cambios para la eficiencia de reconstrucción entre las geometrías del detector en el SLHC tiene un porcentaje de diferencia entre el 18% al 39%. Este resultado beneficia a la geometría de la actualización (Phase 1). Esto quiere decir que al final de la reconstrucción se incrementa la cantidad de eventos en esta geometría. La Tabla 5-2 siguiente nos da información de este porcentaje de diferencia<sup>2</sup> obtenida en el Apéndice C.

Tabla 5-2: % de Diferencia.

	J/ $\psi$	Z
$\eta$	34.6829%	39.3003%
$p_T$	27.6581%	18.4303%

$$^2 \%D = \left( \frac{N_{event_{\mu^+\mu^-}(Ph1)} - N_{event_{\mu^+\mu^-}(Std)}}{N_{event_{\mu^+\mu^-}(Ph1)} + N_{event_{\mu^+\mu^-}(Std)}} \right) * 100\%$$

## CAPÍTULO 6

### TRABAJOS FUTUROS

- Medir la estabilidad de la masa invariante  $ZZ$  proveniente del bozón de Higgs ( $H \rightarrow ZZ$ ), en función de  $\eta$  y del  $p_T$  donde cada  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ .
- Medir la estabilidad de la masa del  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  y del  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  en función de  $\eta$  y del  $p_T$  usando un valor realista de Pile-Up de 25 ó 50 para el experimento CMS.

# APENDICES

# APENDICE A

## Matriz de selección de la Pseudo-rapidez para Z

La pseudo-rapidez  $\eta$  es una variable angular, usada para describir el ángulo de la coordenada espacial de una partícula con respecto al eje del haz.

Los histogramas mostrados de la masa reconstruida invariante  $\mu^+\mu^-$  son los obtenidos a partir del análisis de la división de  $\eta$ , donde la diagonal principal (marcados con azul), son los escogidos para el análisis desarrollado en la geometría Phase1 para la partícula Z. Adicional a estos histogramas se obtuvieron resultados similares para los histogramas de la masa reconstruida invariante  $\mu^+\mu^-$  para la partícula Z en la geometría actual.

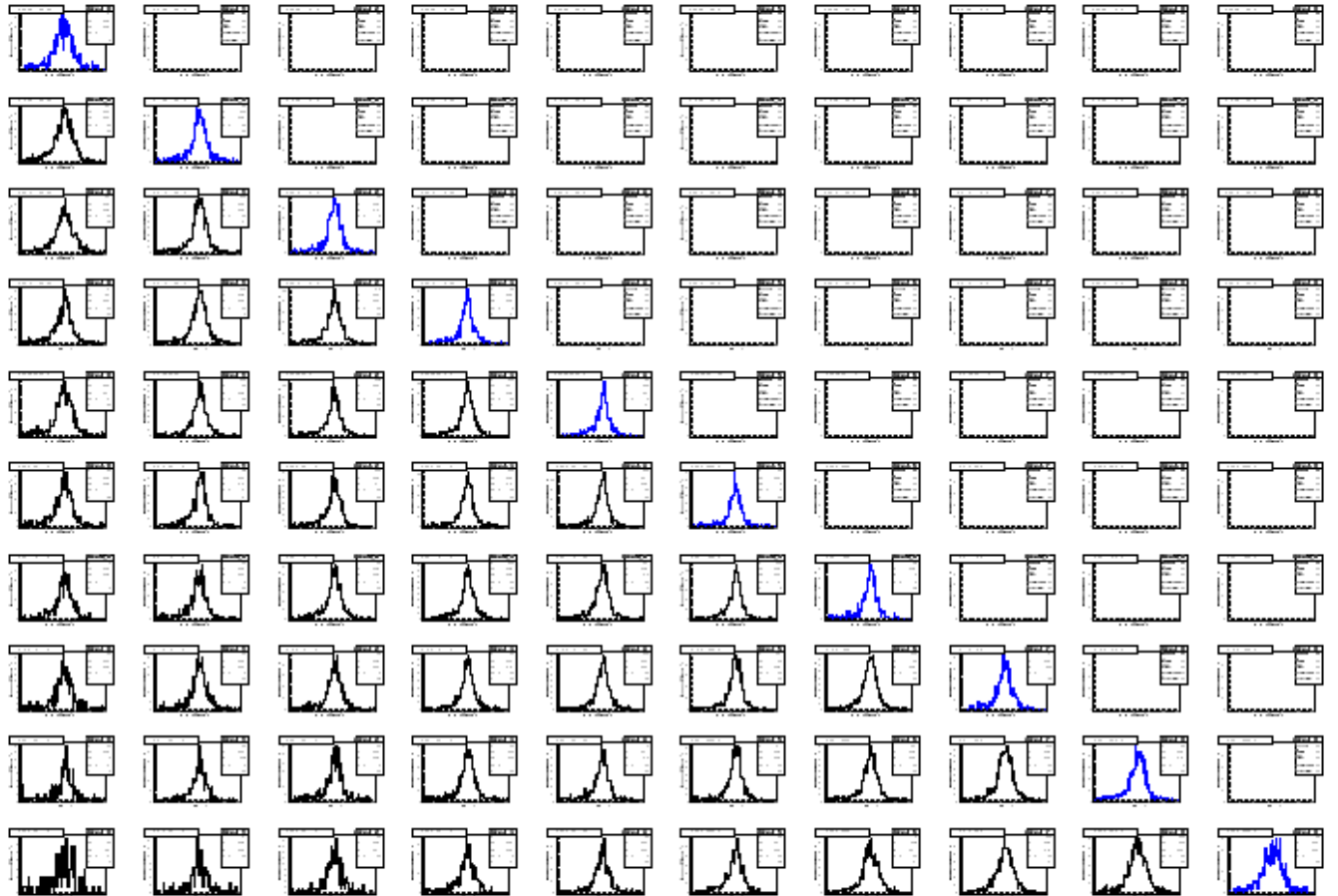


Figura A-1: Matriz de selección de la Pseudo-Rapidez para 100 Histogramas de la partícula Z con la geometría Phase 1.

Éstas gráficas representan las diferentes columnas de la matriz antes mostrada.

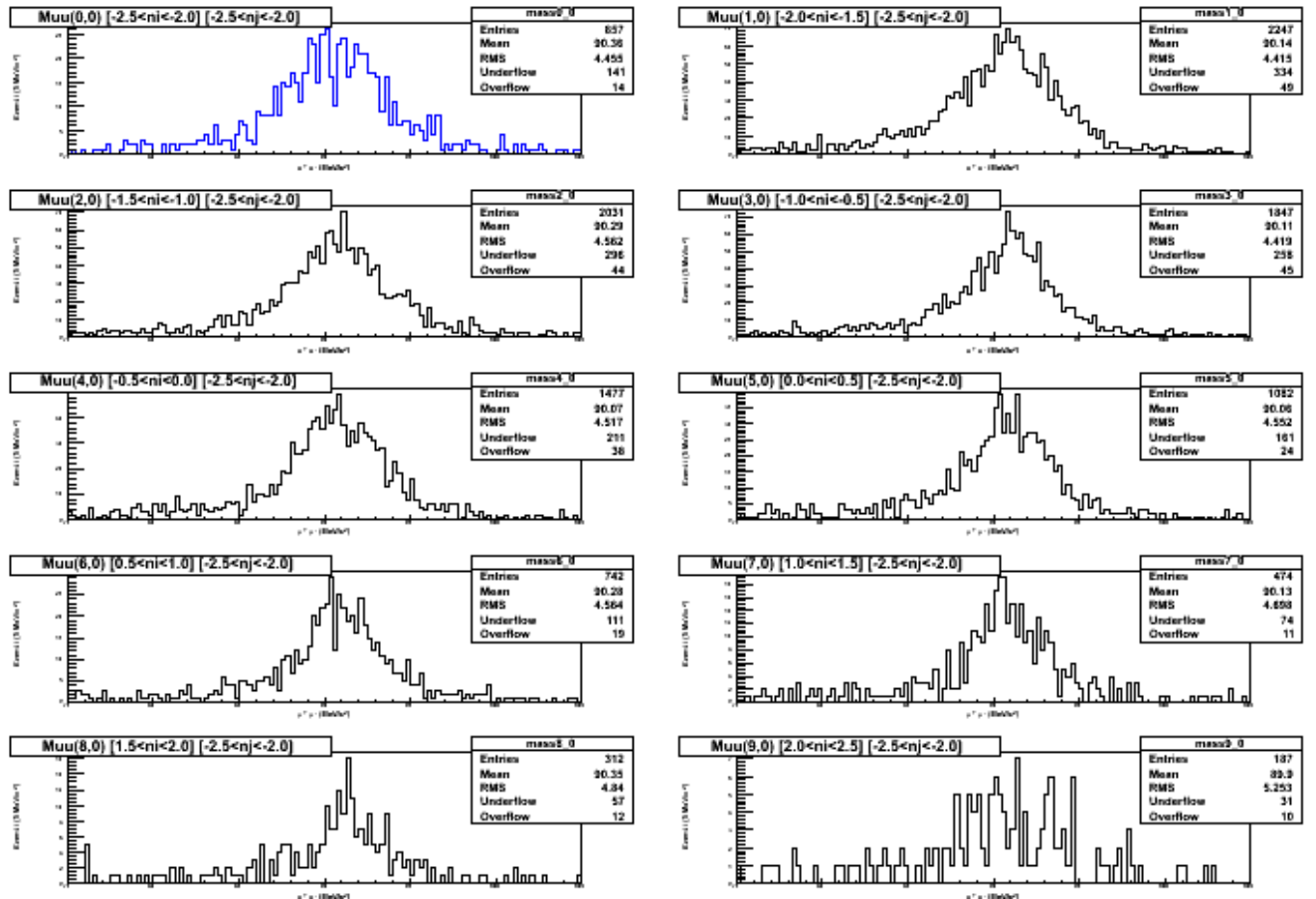


Figura A-2: Columna 1 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $-2.5 \leq \mu < -2.0$  y  $\mu^+$  variable.

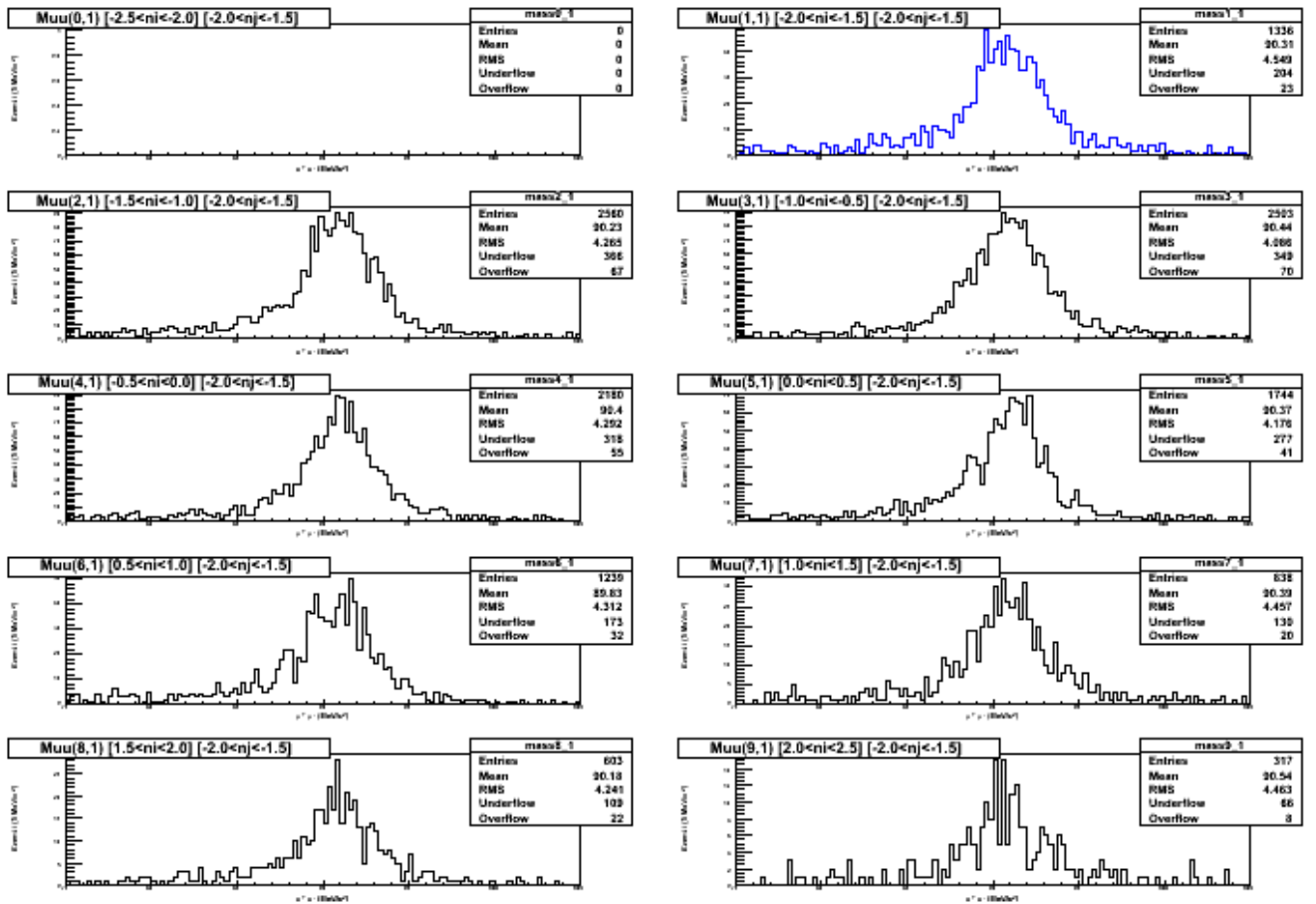


Figura A-3: Columna 2 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $-2.0 \leq \mu < -1.5$  y  $\mu^+$  variable.



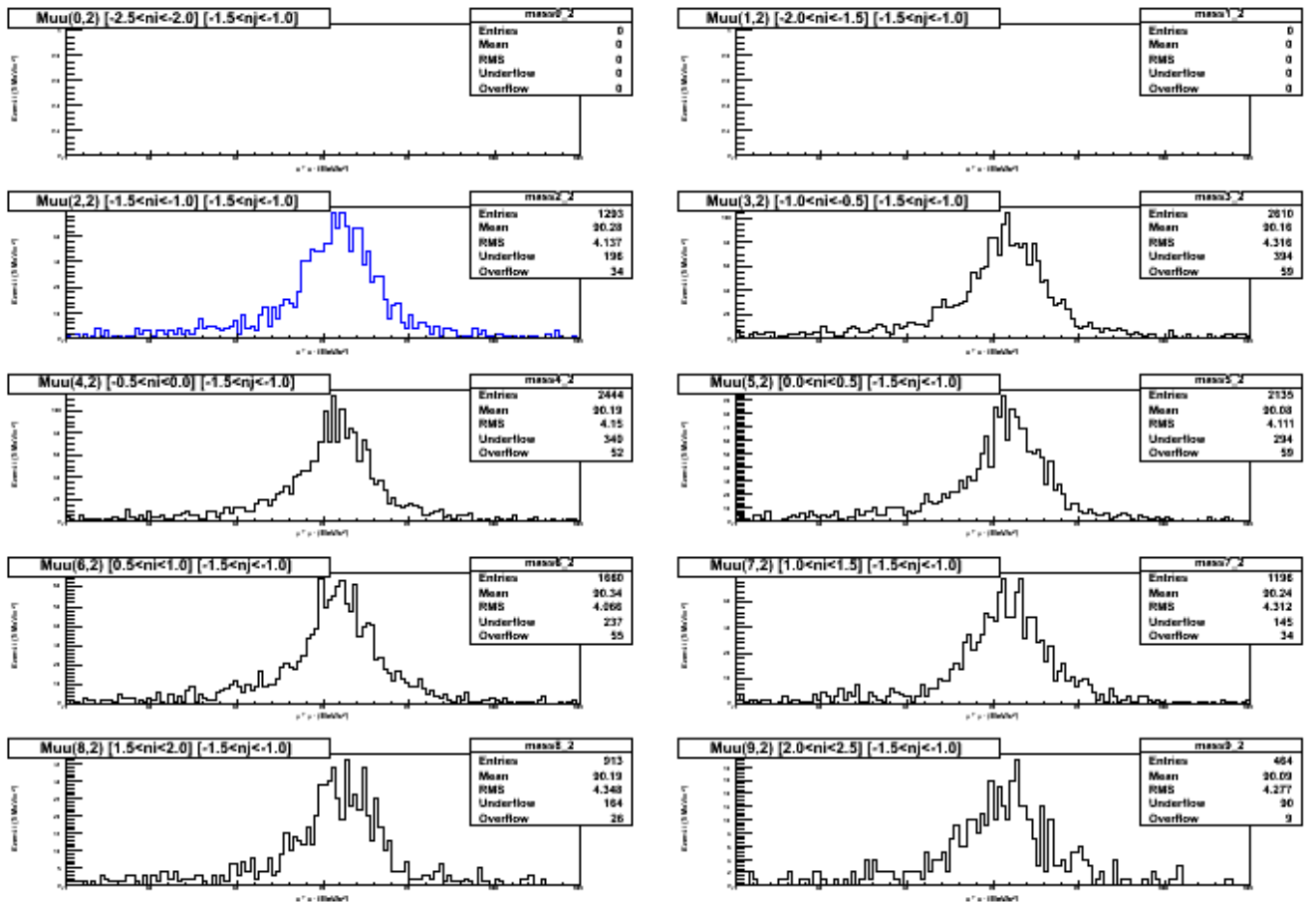


Figura A-4: Columna 3 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $-1.5 \leq \mu < -1.0$  y  $\mu^+$  variable.

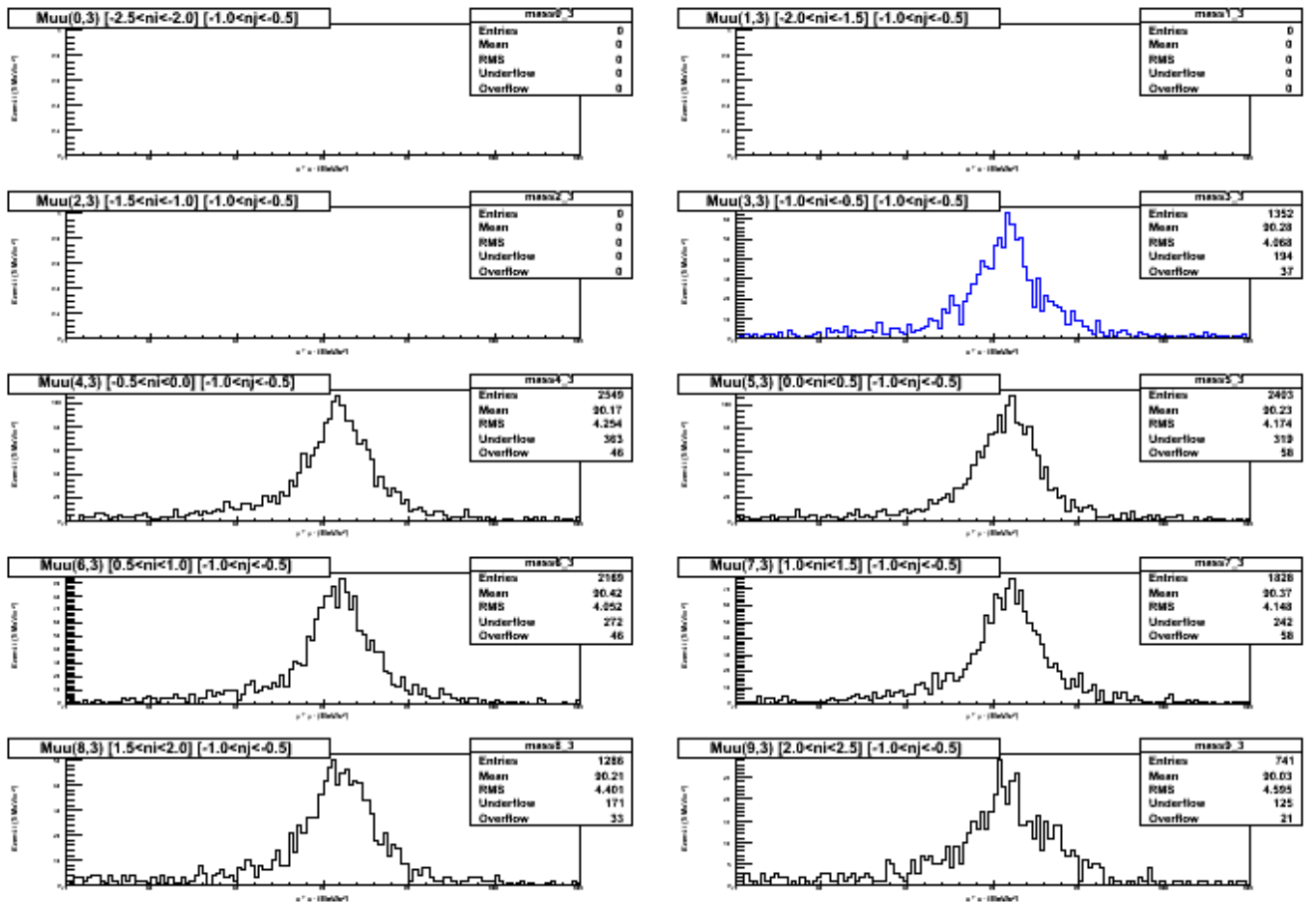


Figura A-5: Columna 4 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $-1.0 \leq \mu^- < -0.5$  y  $\mu^+$  variable.

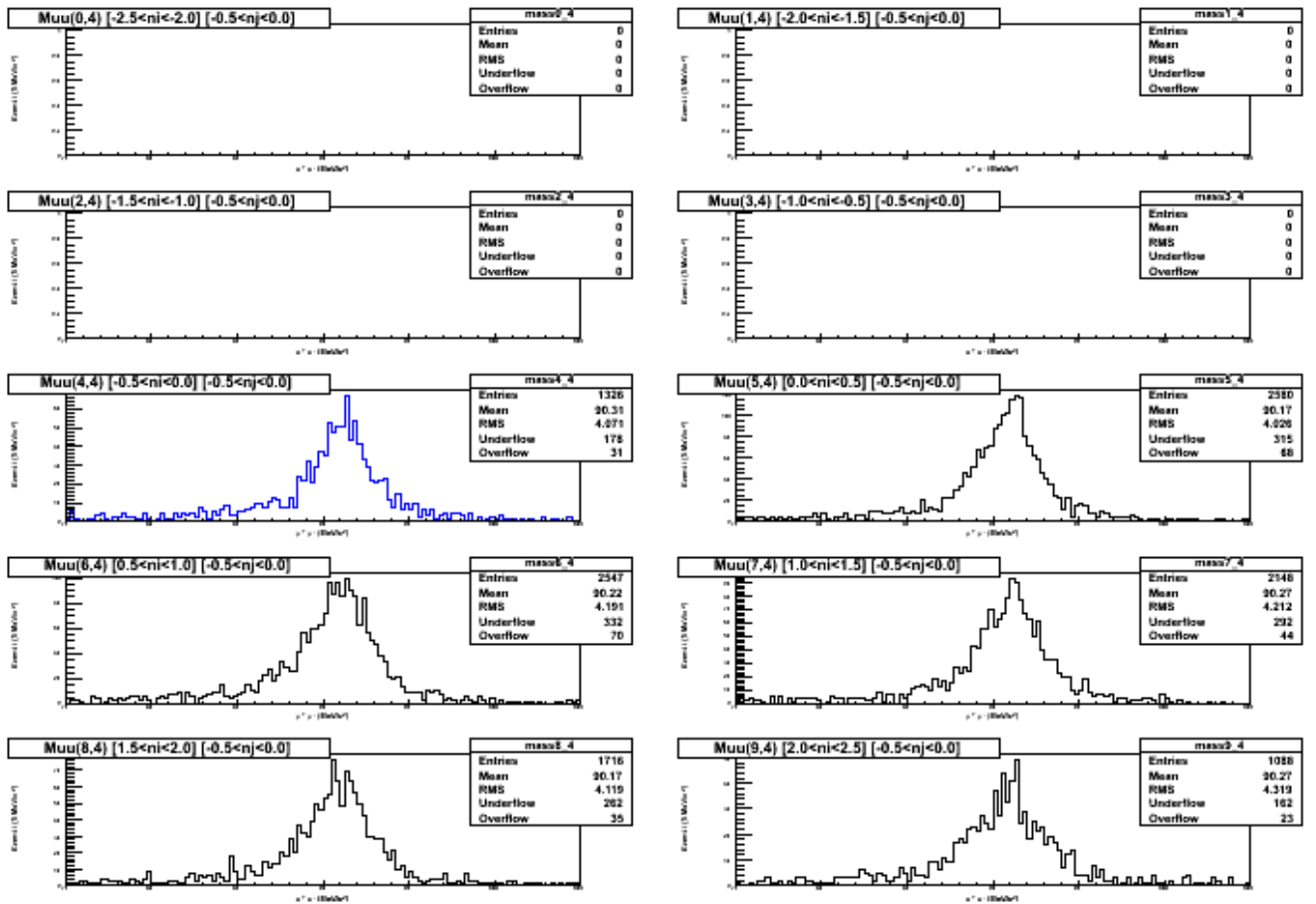


Figura A-6: Columna 5 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $-0.5 \leq \mu^- < 0$  y  $\mu^+$  variable.

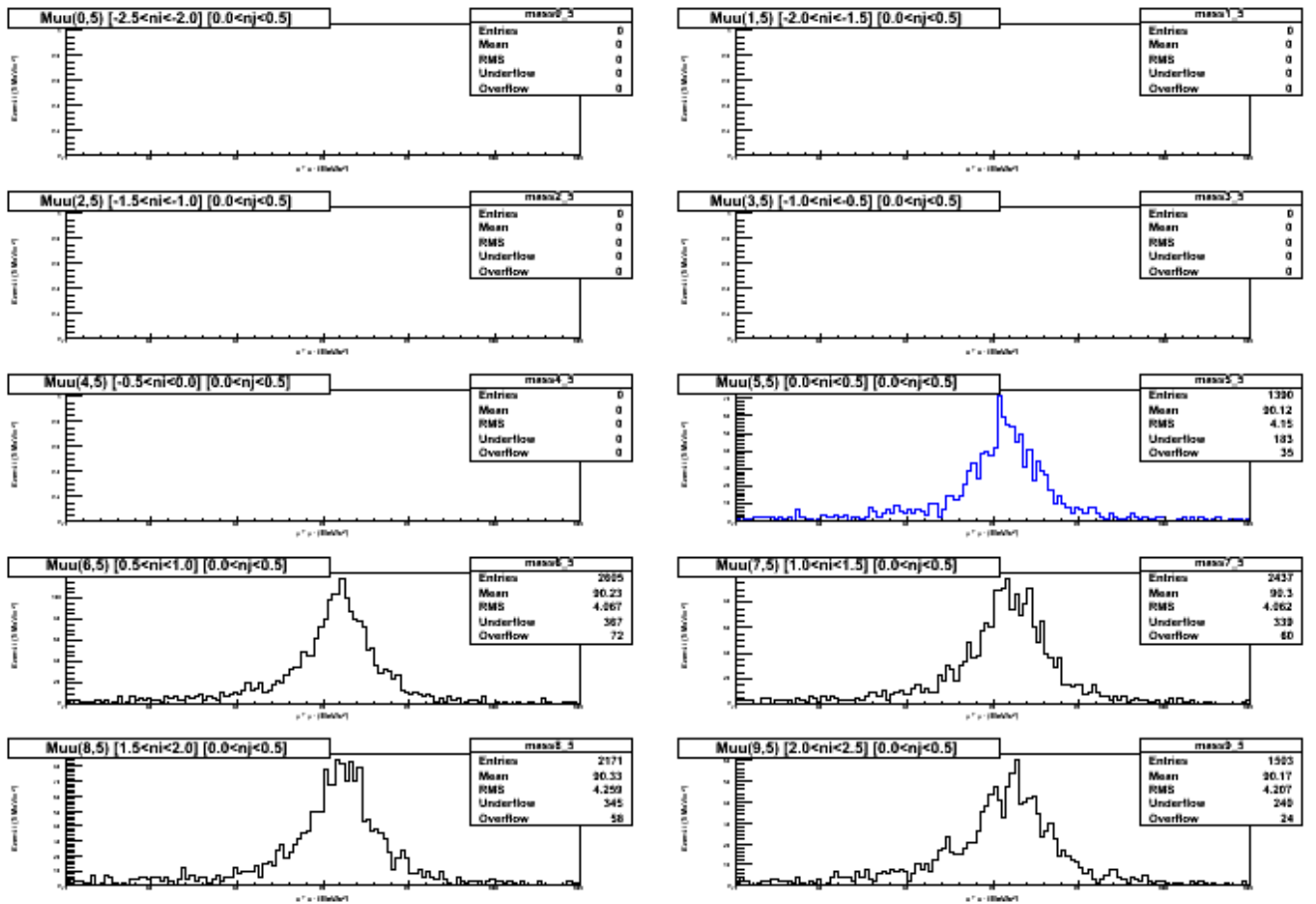


Figura A-7: Columna 6 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $0 \leq \mu^- < 0.5$  y  $\mu^+$  variable.

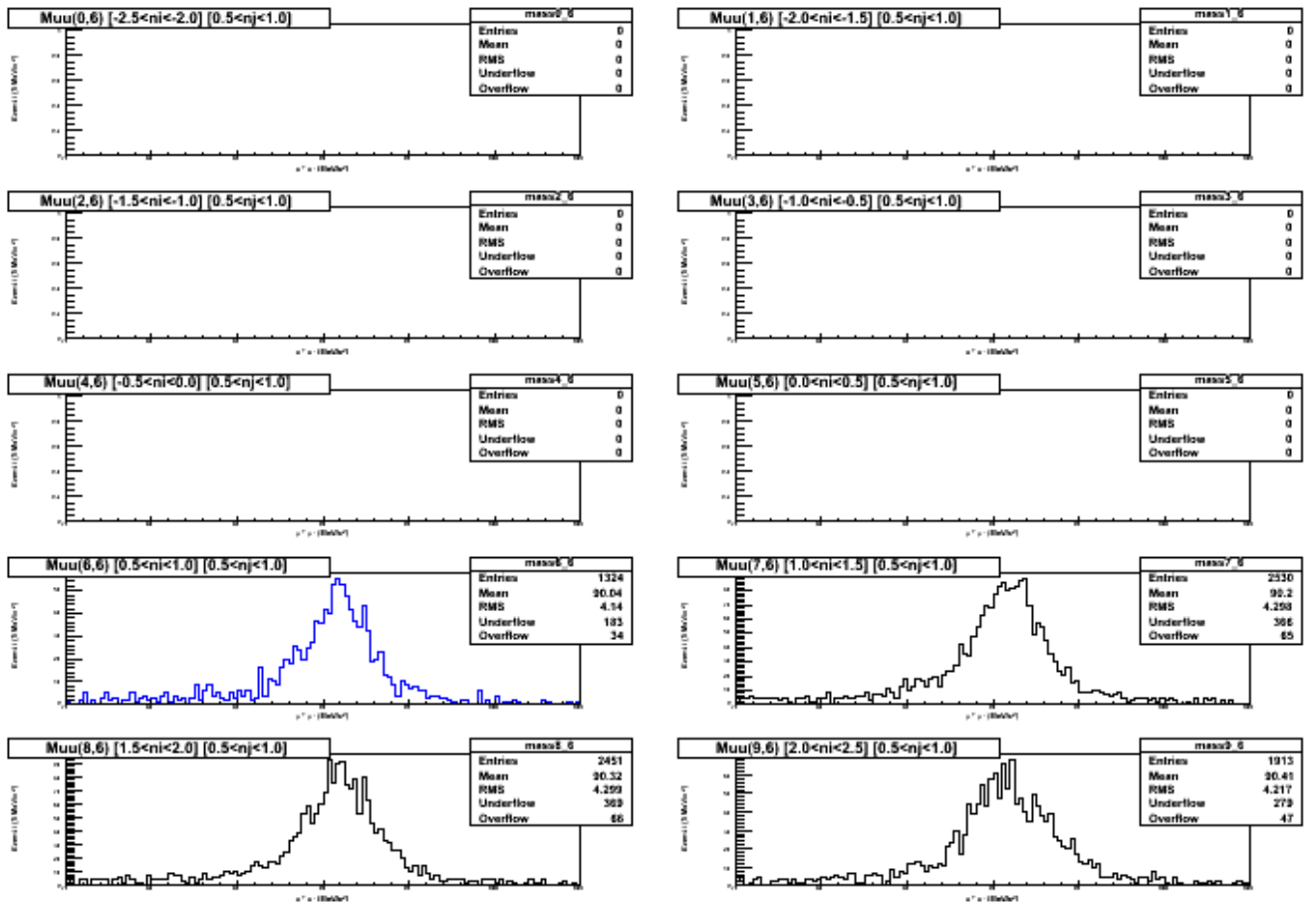


Figura A-8: Columna 7 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $0.5 \leq \mu < 1.0$  y  $\mu^+$  variable.

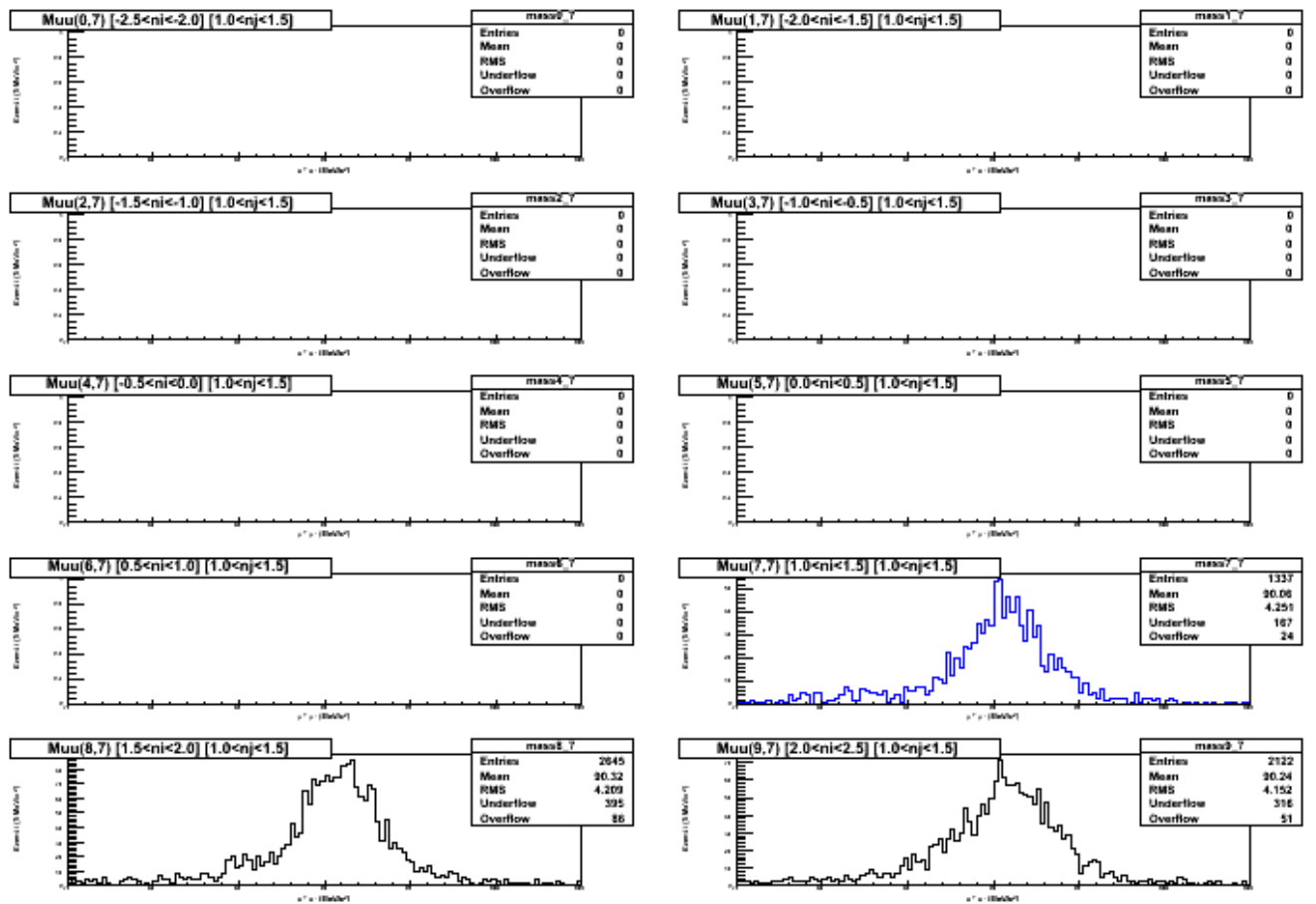


Figura A-9: Columna 8 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $1.0 \leq \mu < 1.5$  y  $\mu^+$  variable.

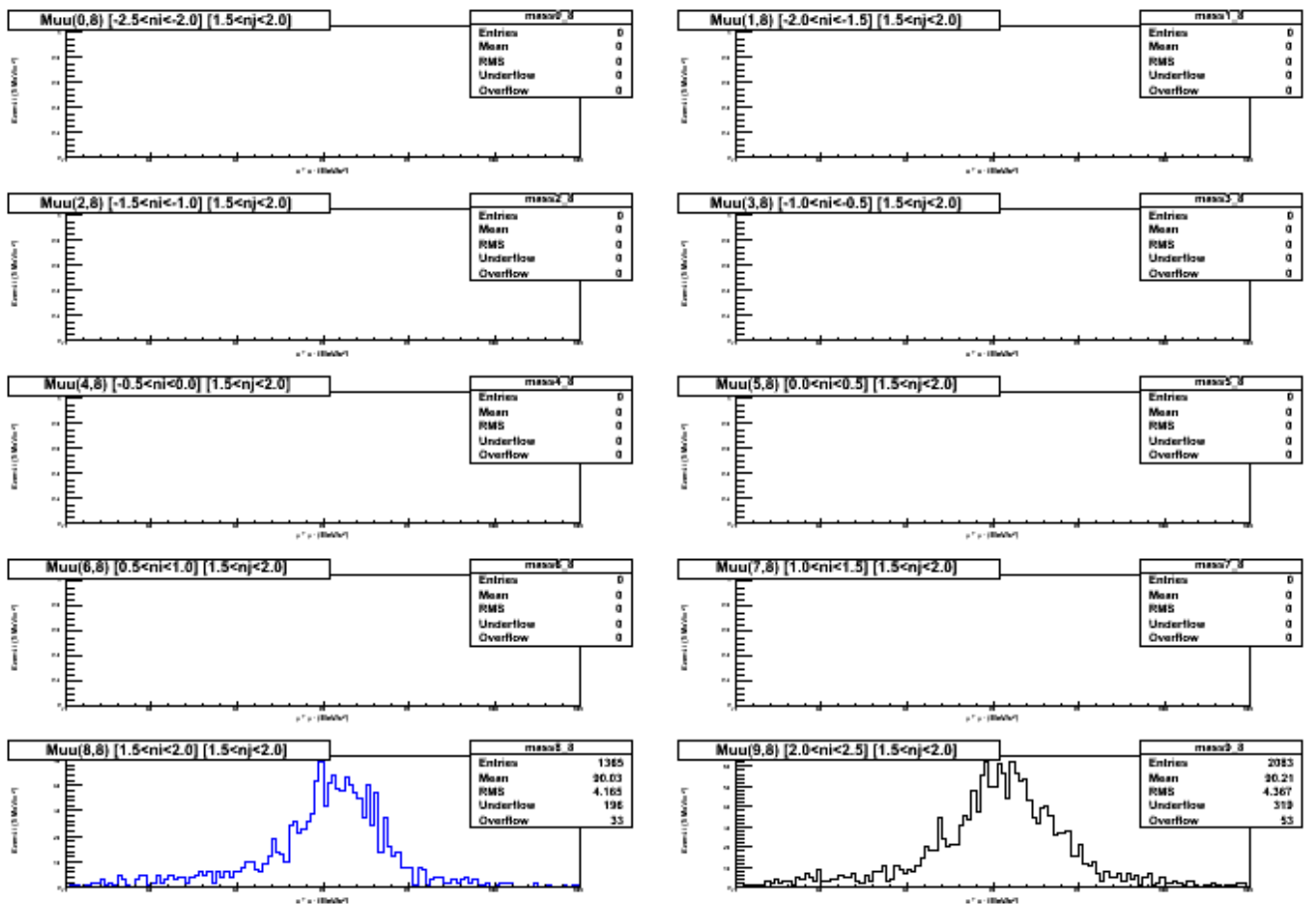


Figura A-10: Columna 9 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $1.5 \leq \mu < 2.0$  y  $\mu^+$  variable.

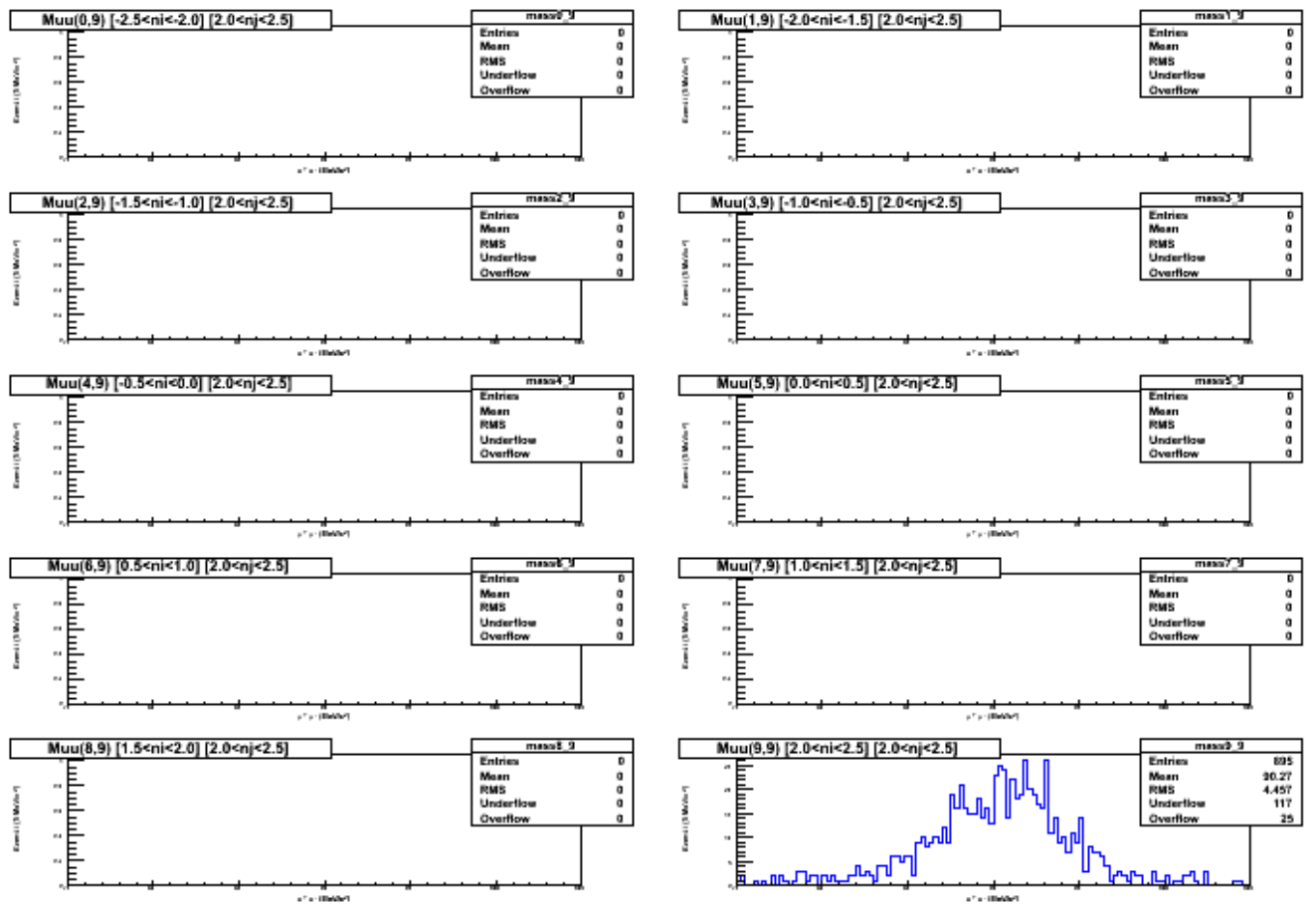


Figura A-11: Columna 10 de la Matriz de selección para la partícula Z en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $2.0 \leq \mu < 2.5$  y  $\mu^+$  variable.



## APENDICE B

### Matriz de selección de la Pseudo-rapidez para $J/\psi$

Los histogramas de la masa reconstruida invariante  $\mu^+\mu^-$  a continuación son los obtenidos a partir del análisis de la división de  $\eta$ , donde los de la diagonal principal (marcados con azul), son los escogidos para el análisis desarrollado en la geometría Phase1 para la partícula  $J/\psi$ . Así mismo, se obtuvieron resultados similares para los histogramas de la masa reconstruida invariante  $\mu^+\mu^-$  para la partícula  $J/\psi$  en la geometría actual.

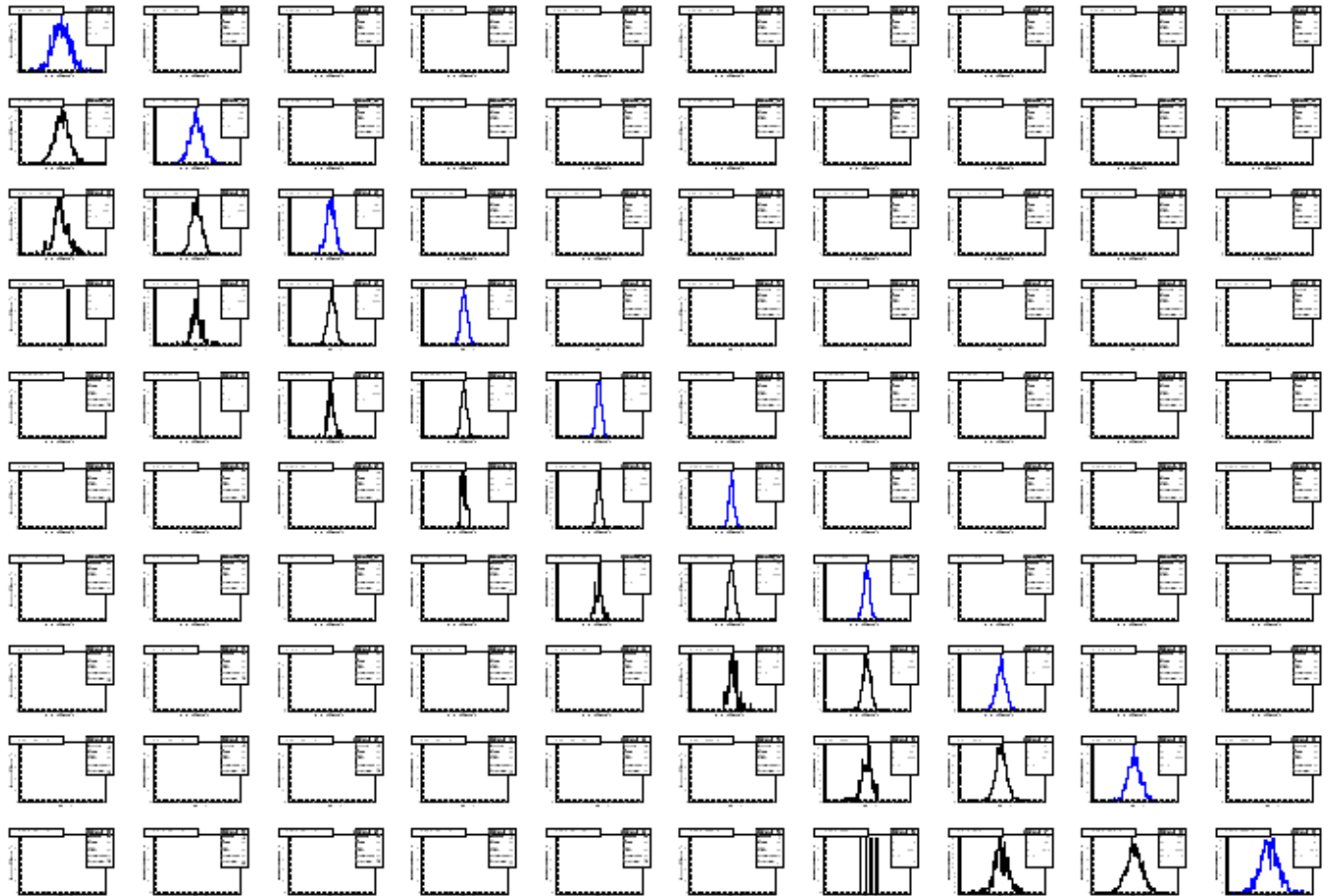


Figura B-1: Matriz de selección de la Pseudo-Rapidez para 100 Histogramas de la partícula  $J/\psi$  con la geometría Phase 1.

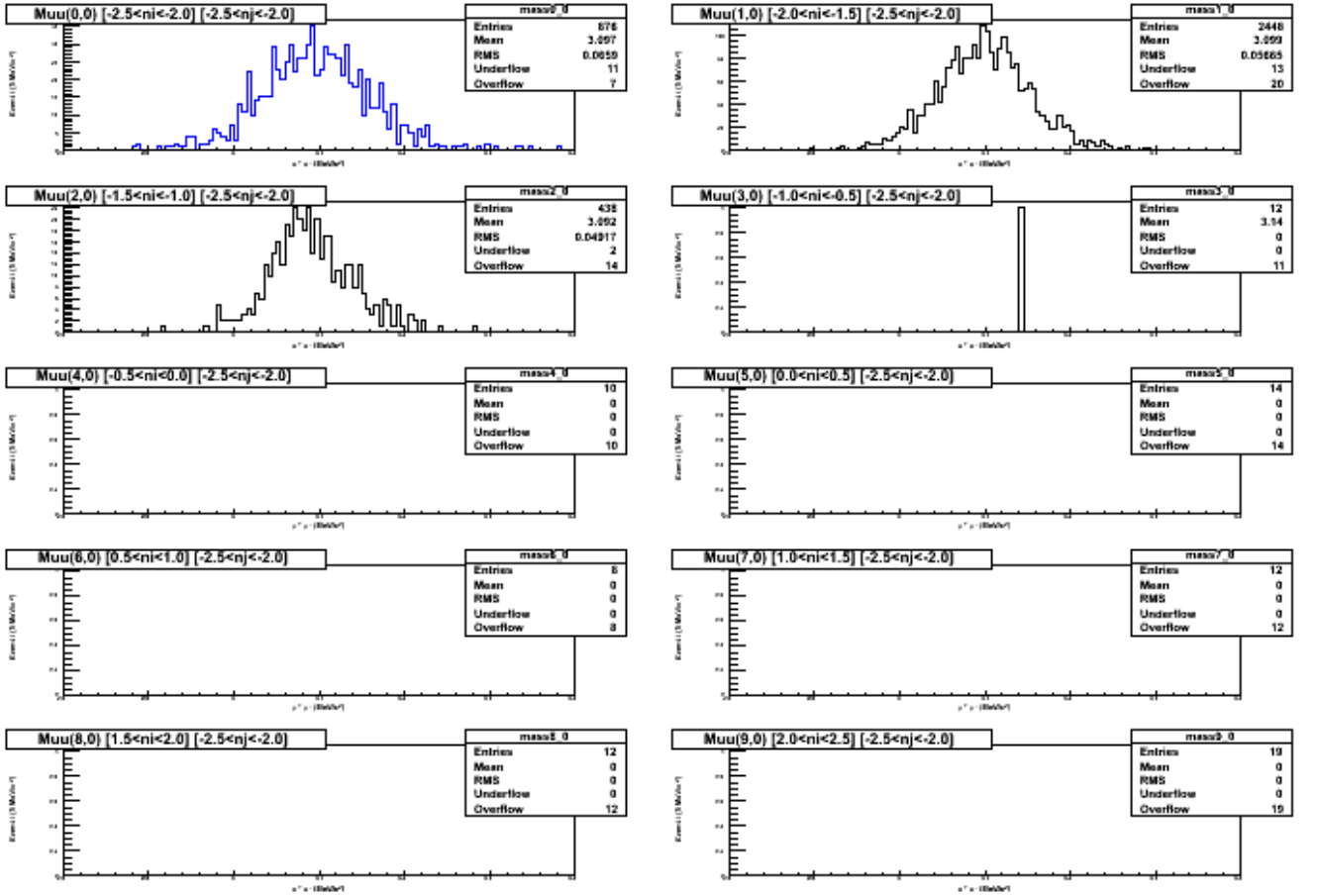


Figura B-2: Columna 1 de la Matriz de selección para la partícula  $J/\psi$  en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $-2.5 \leq \mu^- < -2.0$  y  $\mu^+$  variable.

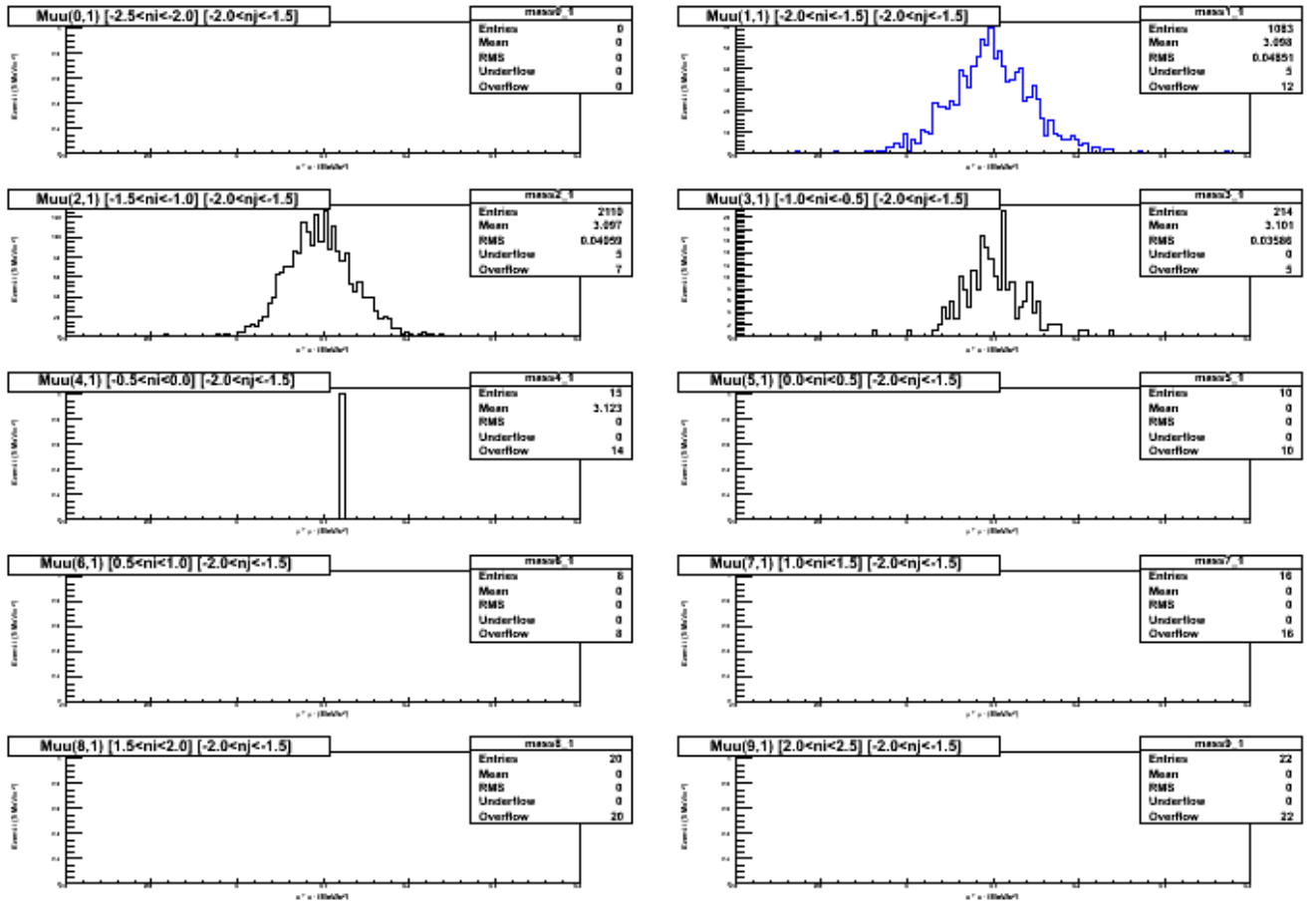


Figura B-3: Columna 2 de la Matriz de selección para la partícula  $J/\psi$  en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $-2.0 \leq \mu < -1.5$  y  $\mu^+$  variable.

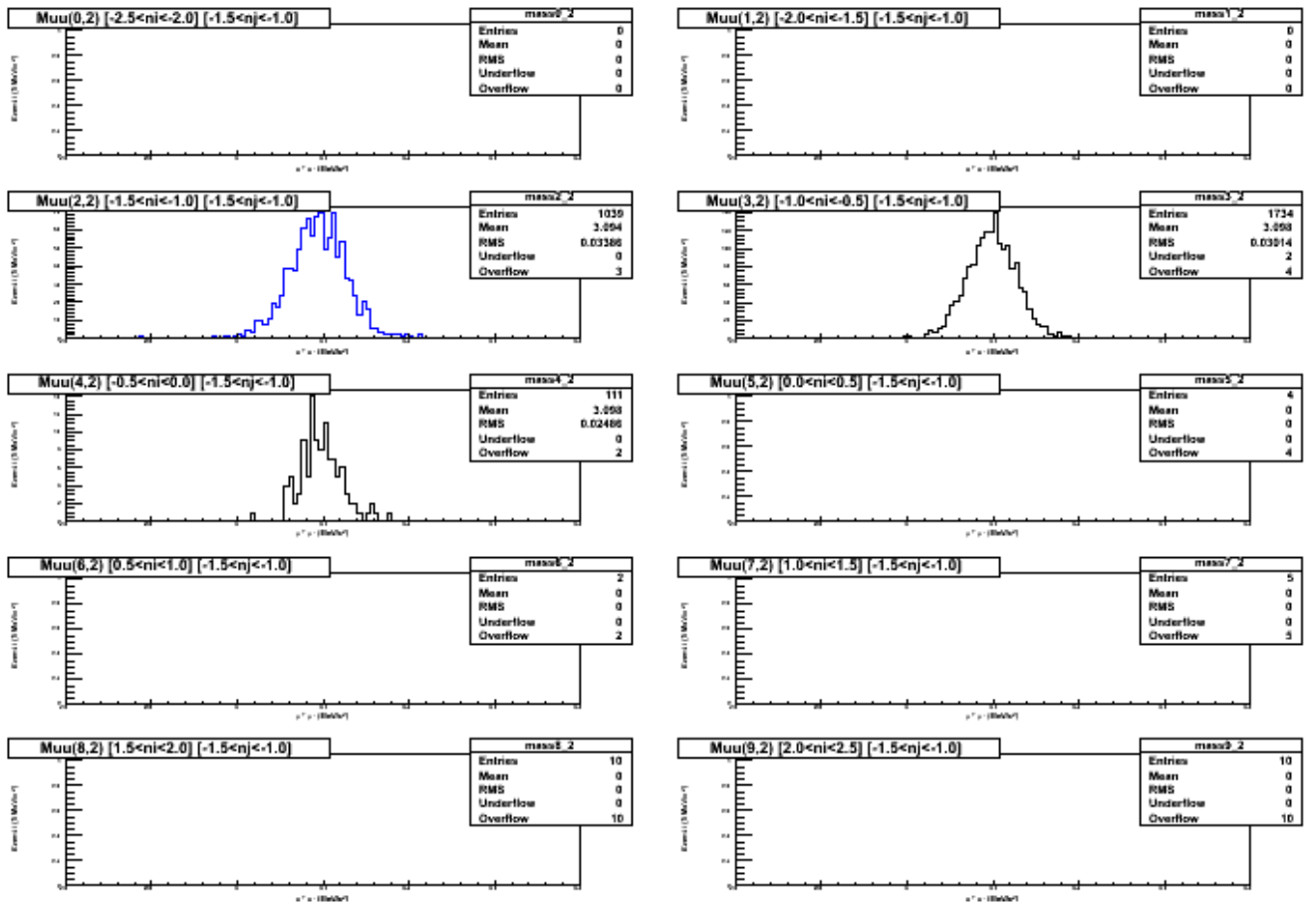


Figura B-4: Columna 3 de la Matriz de selección para la partícula  $J/\psi$  en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $-1.5 \leq \mu^- < -1.0$  y  $\mu^+$  variable.

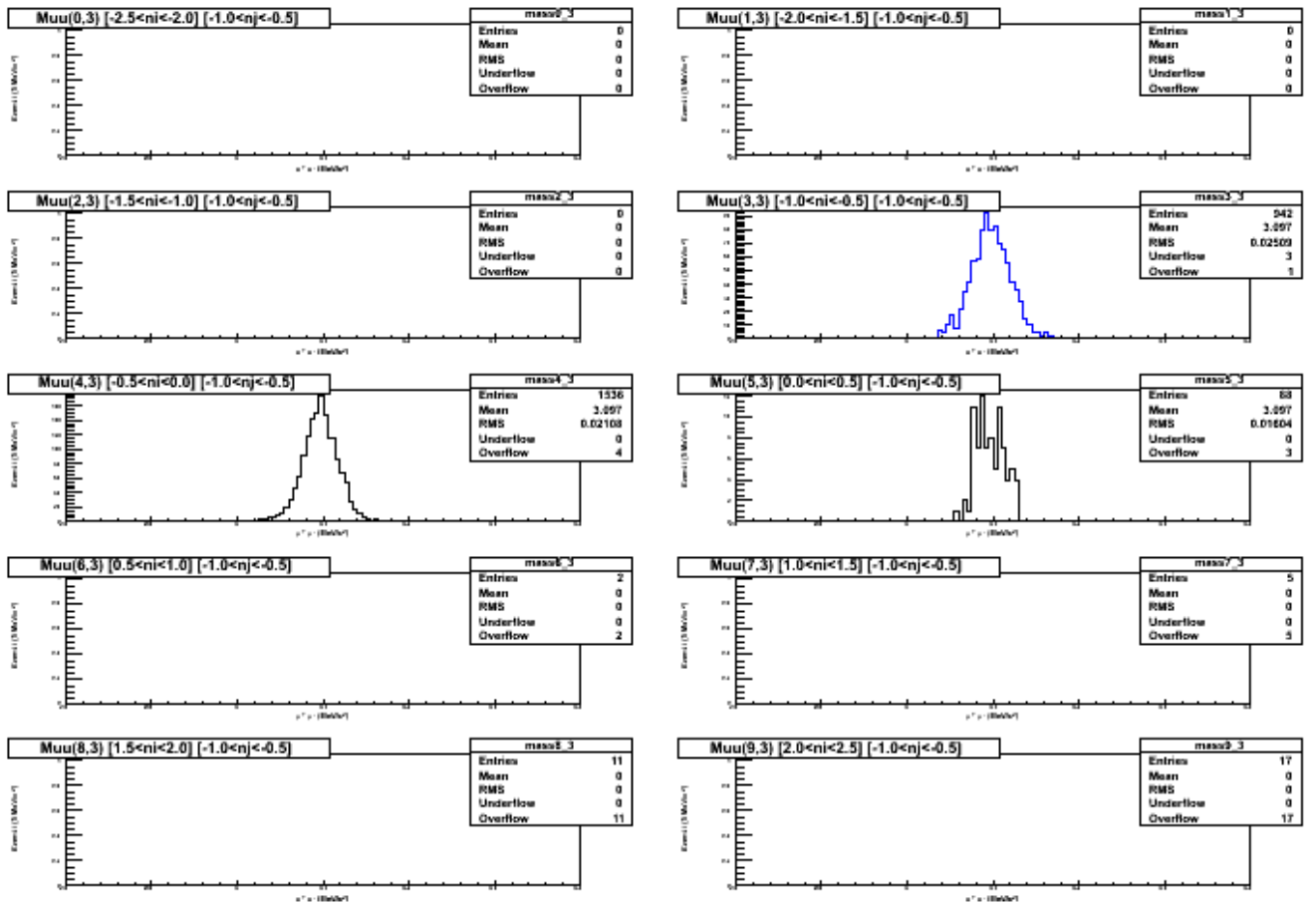


Figura B-5: Columna 4 de la Matriz de selección para la partícula  $J/\psi$  en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $-1.0 \leq \mu < -0.5$  y  $\mu^+$  variable.

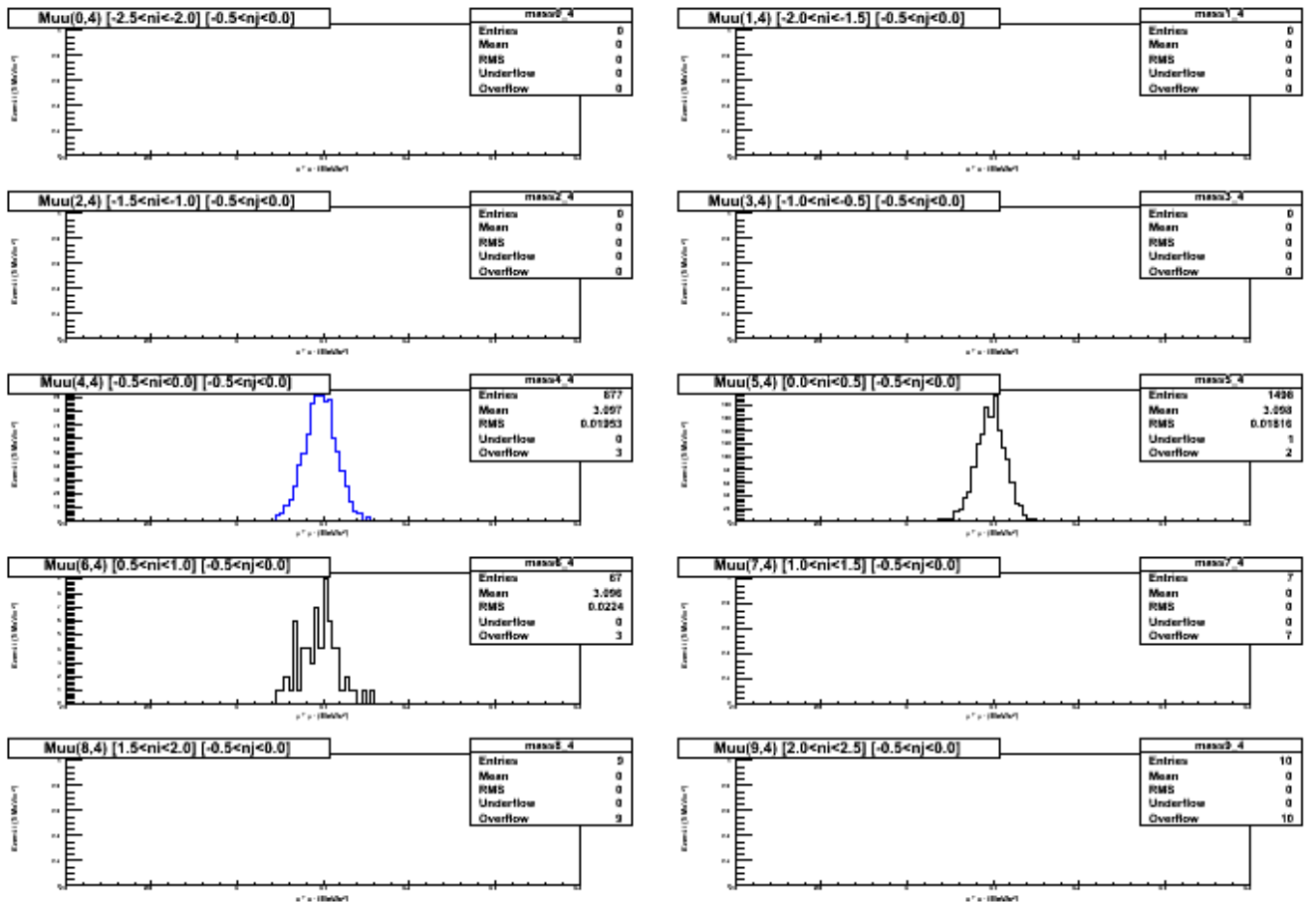


Figura B-6: Columna 5 de la Matriz de selección para la partícula  $J/\psi$  en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $-0.5 \leq \mu < 0$  y  $\mu^+$  variable.

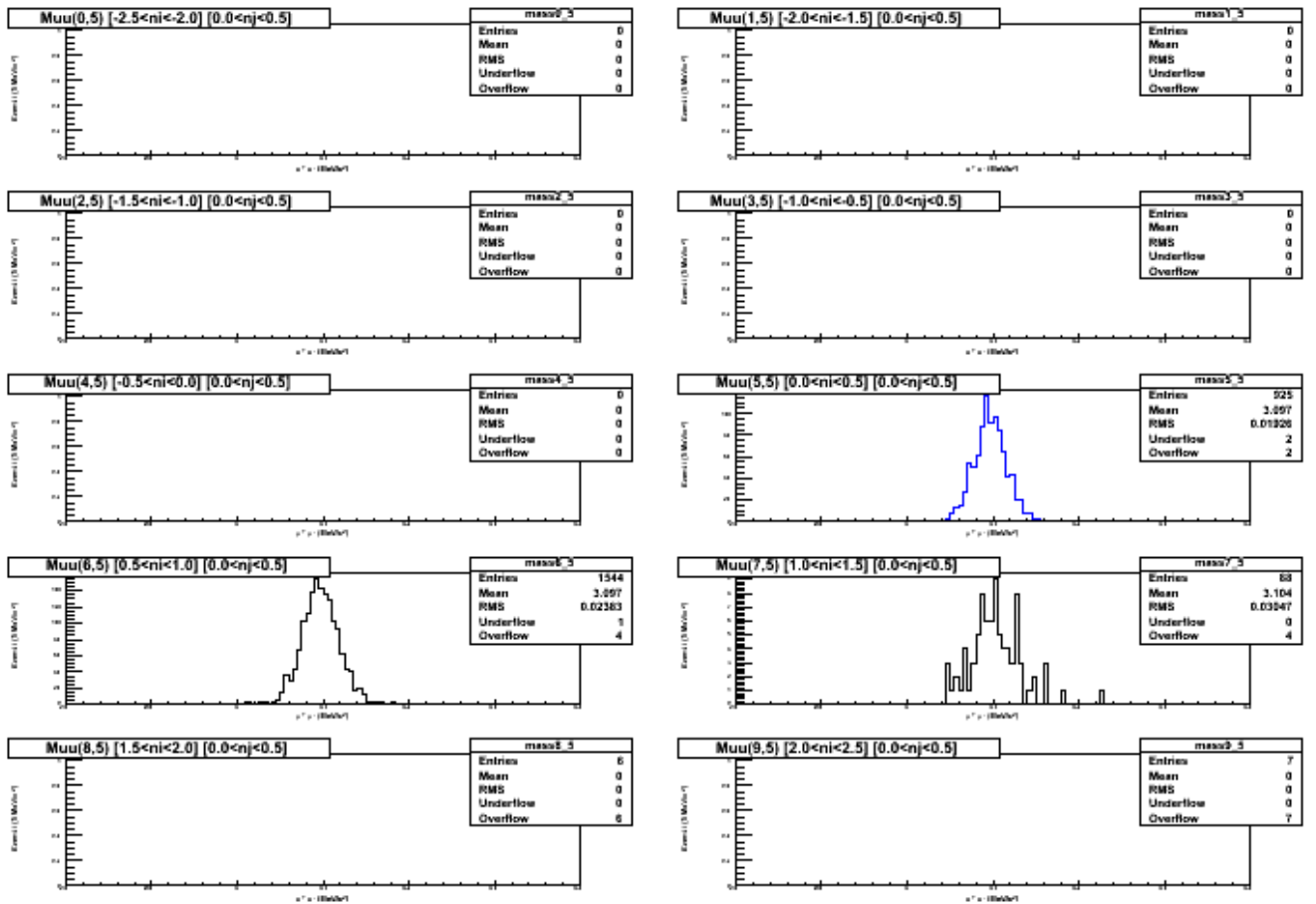


Figura B-7: Columna 6 de la Matriz de selección para la partícula  $J/\psi$  en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $0 \leq \mu^- < 0.5$  y  $\mu^+$  variable.

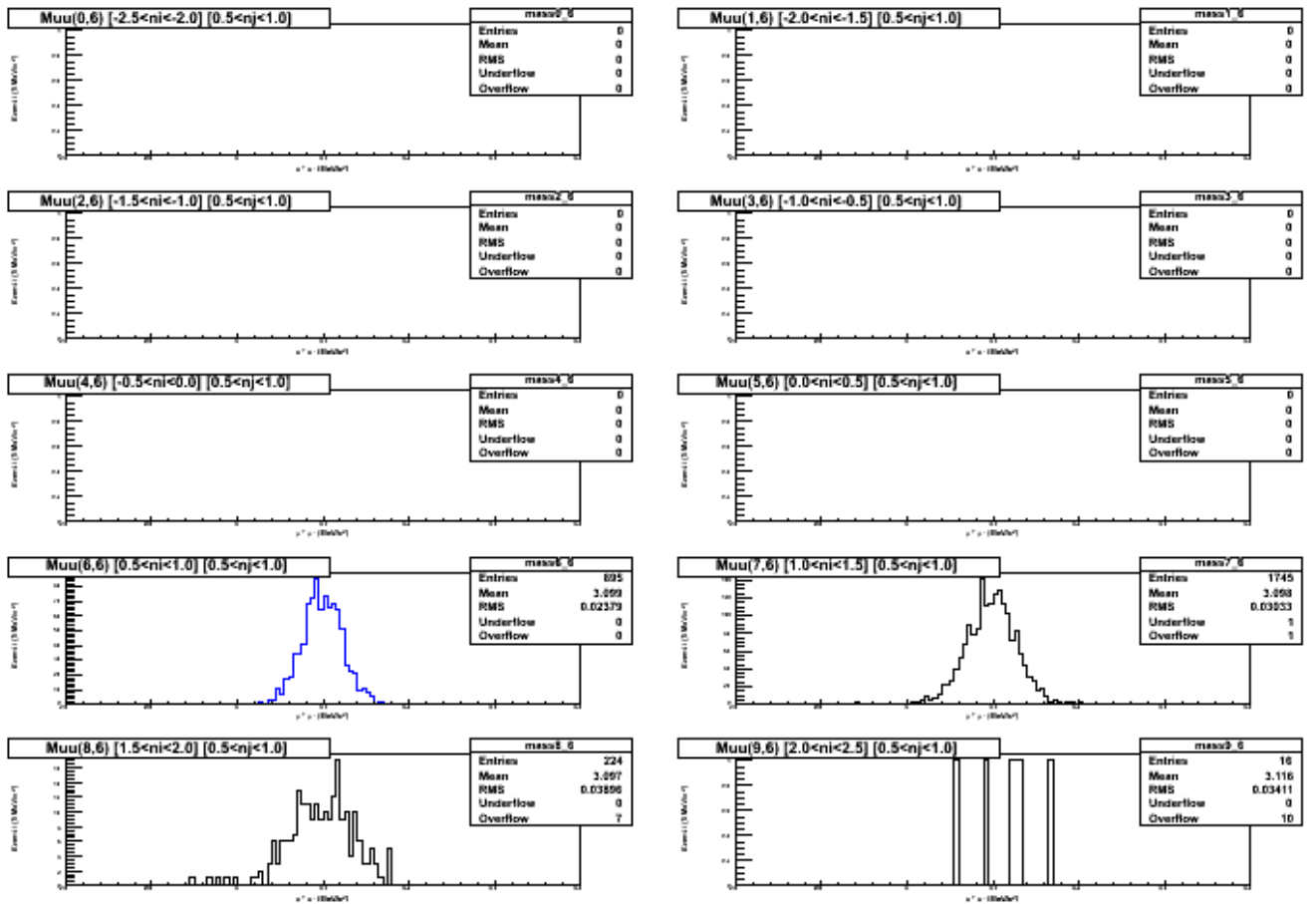


Figura B-8: Columna 7 de la Matriz de selección para la partícula  $J/\psi$  en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $0.5 \leq \mu < 1.0$  y  $\mu^+$  variable.



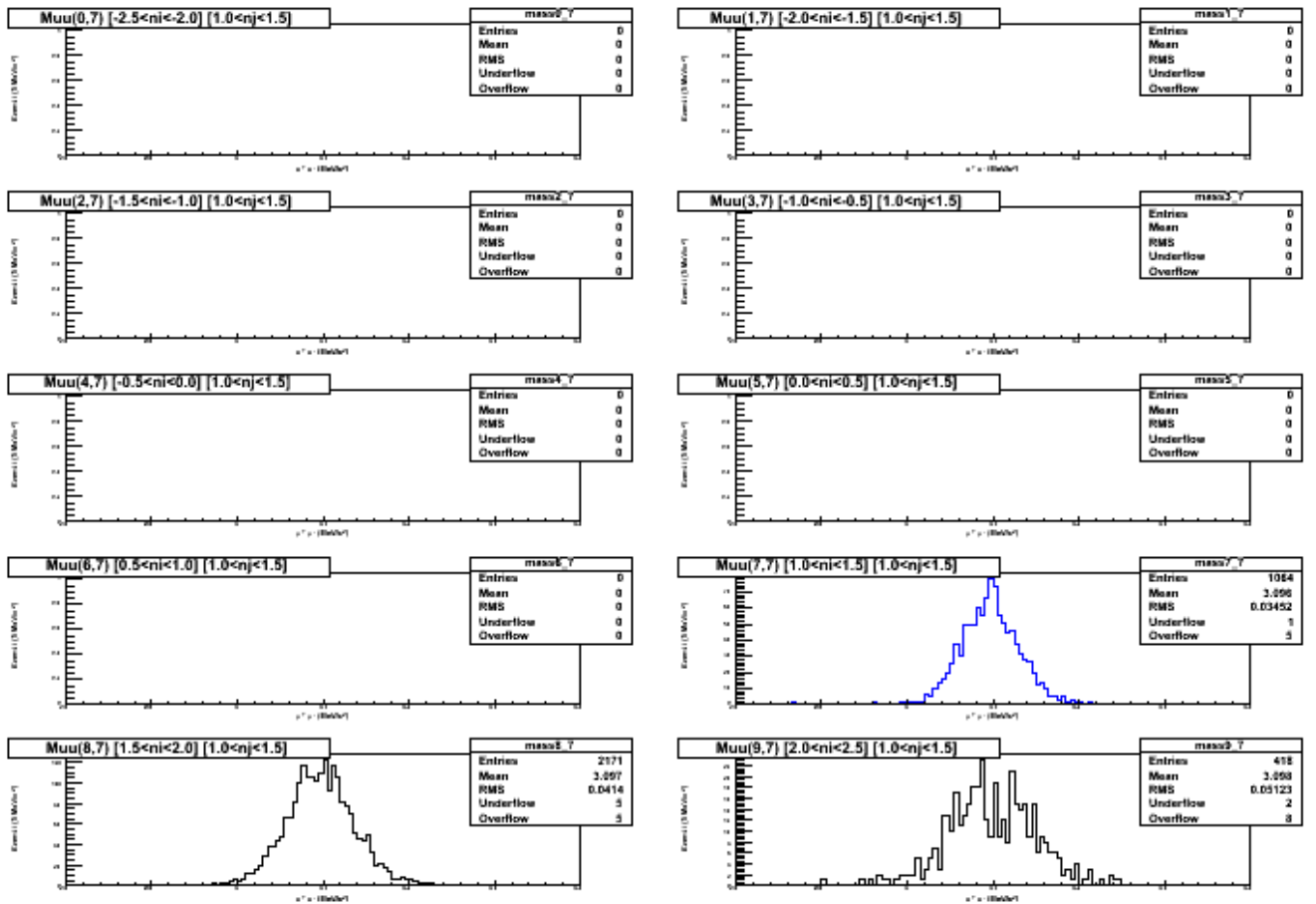


Figura B-9: Columna 8 de la Matriz de selección para la partícula  $J/\psi$  en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $1.0 \leq \mu < 1.5$  y  $\mu^+$  variable.

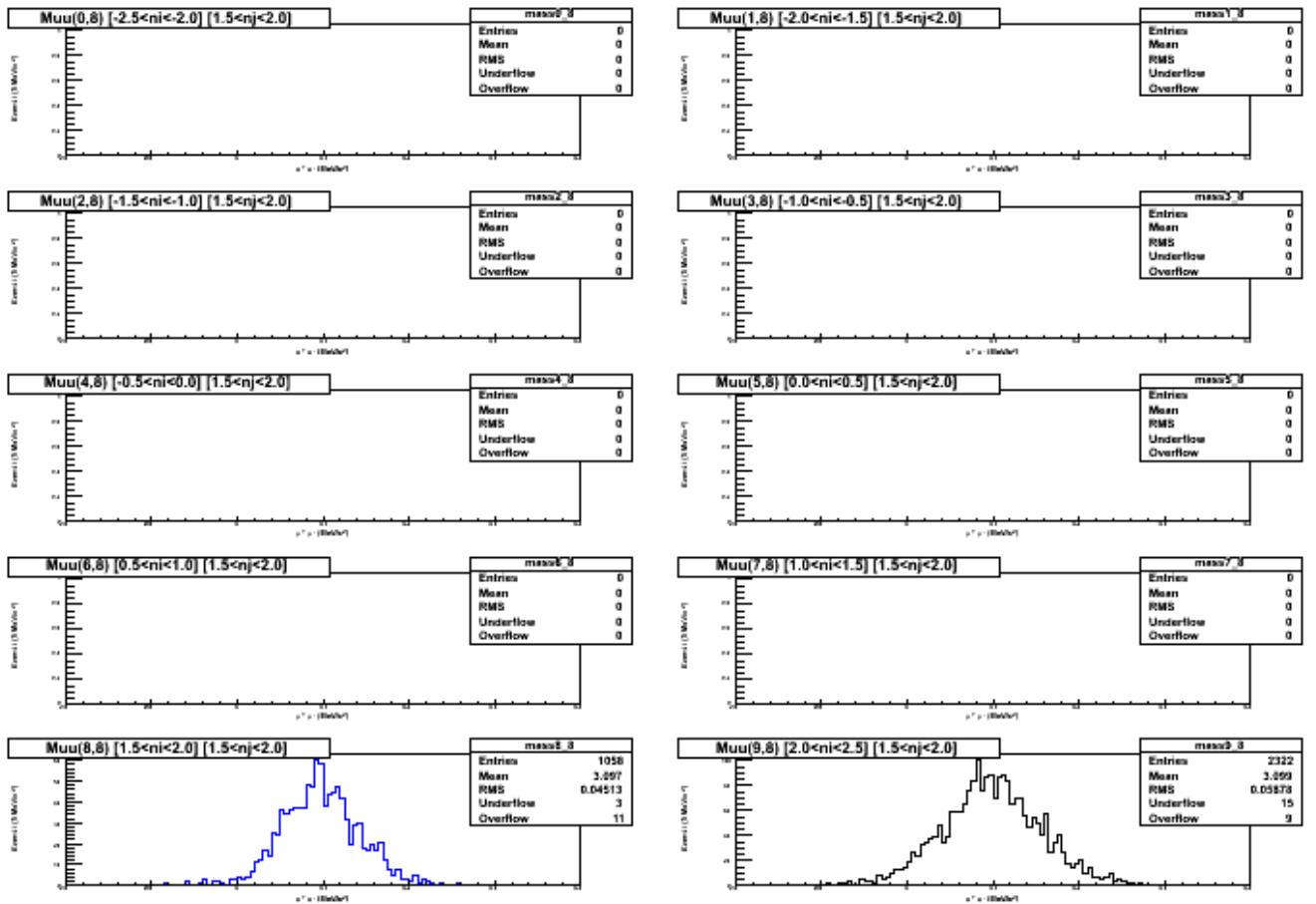


Figura B-10: Columna 9 de la Matriz de selecci3n para la part3cula  $J/\psi$  en la geometr3a Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $1.5 \leq \mu^- < 2.0$  y  $\mu^+$  variable.

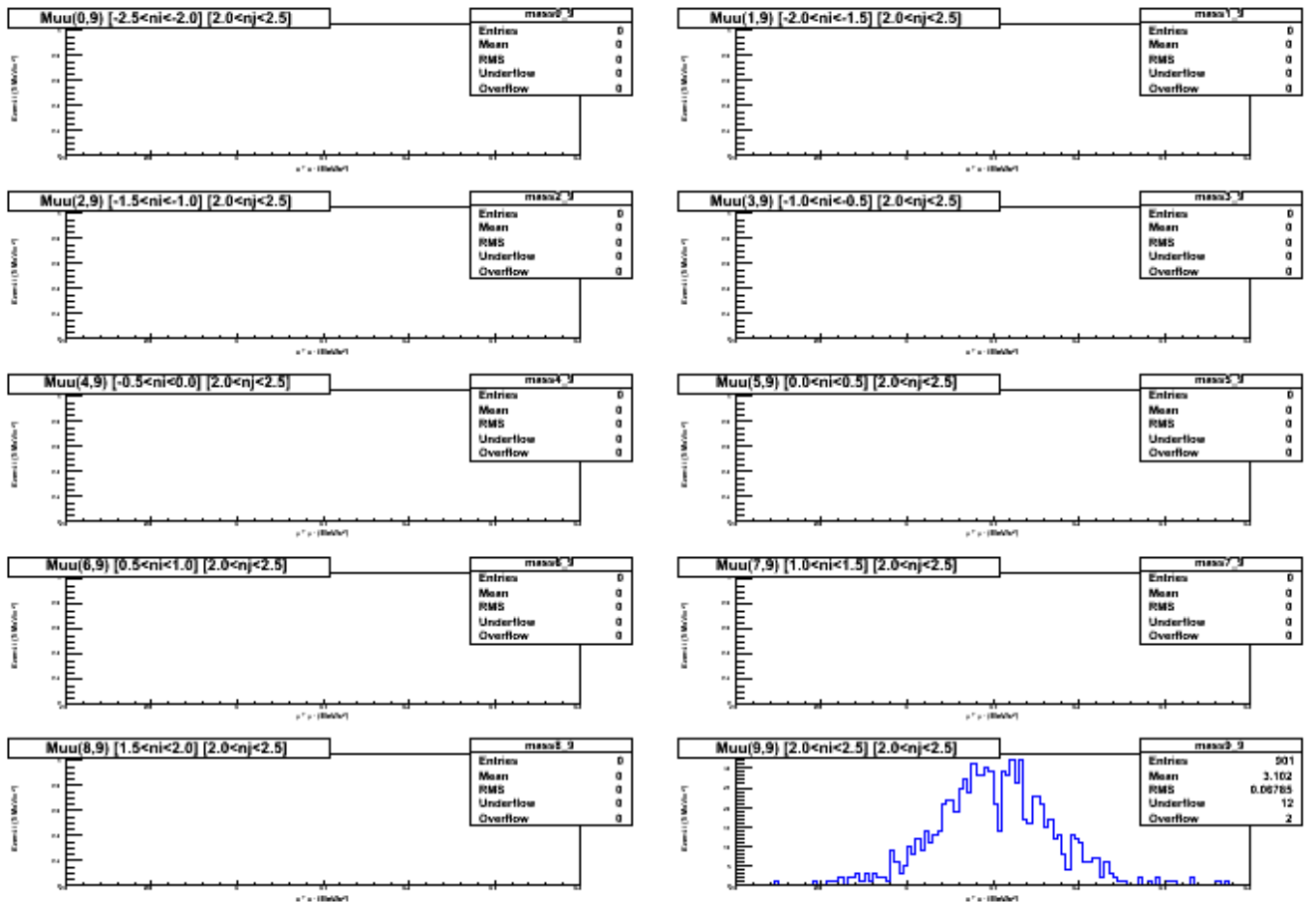


Figura B-11: Columna 10 de la Matriz de selección para la partícula  $J/\psi$  en la geometría Phase 1, con  $\mu^-$  constante en el intervalo  $2.0 \leq \mu < 2.5$  y  $\mu^+$  variable.

# APENDICE C

## Porcentaje de Error y Porcentaje de Diferencia

### C.1 Porcentaje de Error

La Tabla C-1, la Tabla C-2 y la Tabla C-3 nos da información del porcentaje de error entre los valores observados en la Figura 4-31, y su valor nominal. El valor nominal para el mesón  $J/\psi$  es  $3.097 \text{ GeV}/c^2$  y para el bosón  $Z$  es de  $91.19 \text{ GeV}/c^2$ .

$$\% \epsilon = \left( \frac{m_{\mu^+\mu^-}(\eta) - m_{\mu^+\mu^-}(\text{nominal})}{m_{\mu^+\mu^-}(\text{nominal})} \right) * 100\%$$

Tabla C-1: % de Error  $\eta$ .

Rango	Std $m_{\mu^+\mu^-}(\eta)$		Ph1 $m_{\mu^+\mu^-}(\eta)$		Data $m_{\mu^+\mu^-}(\eta)$	
	J/ $\psi$	Z	J/ $\psi$	Z	J/ $\psi$	Z
0 : $-2.5 \leq \eta < -2.0$	0.0775%	0.5965%	0.0355%	0.7170%	0.1421%	<b>3.0046%</b>
1 : $-2.0 \leq \eta < -1.5$	0.0258%	0.0878%	0.0291%	0.2712%	<b>0.2519%</b>	0.2442%
2 : $-1.5 \leq \eta < -1.0$	0.0678%	0.1325%	<b>0.0969%</b>	0.2599%	0.2292%	0.4797%
3 : $-1.0 \leq \eta < -0.5$	0%	0.2778%	0.0226%	0.4560%	0.1195%	0.2774%
4 : $-0.5 \leq \eta < 0$	0.0194%	0.2814%	0.0065%	0.0051%	0.1162%	0.3158%
5 : $0 \leq \eta < 0.5$	0.0226%	0.3075%	0.0129%	0.4107%	0.1195%	0.3941%
6 : $0.5 \leq \eta < 1.0$	0.0549%	0.3016%	0.0581%	0.4108%	0.1260%	0.3447%
7 : $1.0 \leq \eta < 1.5$	0.0064%	0.3576%	0.0291%	0.5007%	0.2066%	0.2508%
8 : $1.5 \leq \eta < 2.0$	0.0581%	0.4064%	0.0420%	0.2211%	0.2389%	0.6183%
9 : $2.0 \leq \eta < 2.5$	<b>0.1356%</b>	<b>0.6835%</b>	0.0097%	<b>0.7858%</b>	0.1291%	0.4741%

$$\% \epsilon = \left( \frac{m_{\mu^+\mu^-}(p_T) - m_{\mu^+\mu^-}(\text{nominal})}{m_{\mu^+\mu^-}(\text{nominal})} \right) * 100\%$$

Los números en **negrilla** son los resultados que se usan para las conclusiones. Estos valores son los porcentaje de error más altos.

Tabla C-2: % de Error ( $p_T$ ) para  $J/\psi$ .

Rango	Std $m_{\mu^+\mu^-}(p_T)$	Ph1 $m_{\mu^+\mu^-}(p_T)$	Data $m_{\mu^+\mu^-}(p_T)$
0 : $0 \leq p_T < 1$			0.0065%
1 : $1 \leq p_T < 2$			0.1773%
2 : $2 \leq p_T < 3$	<b>0.2066%</b>	<b>0.8589%</b>	0.1385%
3 : $3 \leq p_T < 4$	0.1453%	0.1970%	0.1305%
4 : $4 \leq p_T < 5$	0.0452%	0.0517%	0.1324%
5 : $5 \leq p_T < 6$	0.0581%	0.0064%	0.1488%
6 : $6 \leq p_T < 7$	0.0452%	0.0452%	<b>0.2635%</b>
7 : $7 \leq p_T < 8$	0.0518%	0.0098%	
8 : $8 \leq p_T < 9$	0.0743%	0.0807%	
9 : $9 \leq p_T < 10$	0.0258%		

Tabla C-3: % de Error ( $p_T$ ) para  $Z$ .

Rango	Std $m_{\mu^+\mu^-}(p_T)$	Ph1 $m_{\mu^+\mu^-}(p_T)$	Data $m_{\mu^+\mu^-}(p_T)$
0 : $0 \leq p_T < 10$			0.1417%
1 : $10 \leq p_T < 20$	<b>0.5945%</b>	0.4333%	<b>0.8341%</b>
2 : $20 \leq p_T < 30$	0.5221%	<b>0.4610%</b>	
3 : $30 \leq p_T < 40$	0.4396%	0.3571%	
4 : $40 \leq p_T < 50$	0.1470%	0.1456%	

## C.2 Porcentaje de Diferencia

La Tabla C-4, la Tabla C-5 y la Tabla C-6 nos da información de este porcentaje de diferencia entre ambas geometrías de acuerdo con los resultados observados en la Figura 4-33 y en la Figura 4-34.

$$\%D = \left( \frac{N_{event_{\mu^+\mu^-}}(Ph1) - N_{event_{\mu^+\mu^-}}(Std)}{\frac{N_{event_{\mu^+\mu^-}}(Ph1) + N_{event_{\mu^+\mu^-}}(Std)}{2}} \right) * 100\%$$

Los números en **negrilla** son los resultados que se usan para las conclusiones. Estos valores son los porcentajes de diferencia más altos.

Tabla C-4: % de Diferencia  $\eta$ .

Rango	J/ $\psi$	Z
0 : $-2.5 \leq \eta < -2.0$	<b>34.6829%</b>	28.8905%
1 : $-2.0 \leq \eta < -1.5$	2.0372%	8.3419%
2 : $-1.5 \leq \eta < -1.0$	18.6316%	29.1048%
3 : $-1.0 \leq \eta < -0.5$	19.7933%	6.9200%
4 : $-0.5 \leq \eta < 0$	23.6330%	12.2959%
5 : $0 \leq \eta < 0.5$	22.7332%	25.3822%
6 : $0.5 \leq \eta < 1.0$	8.9574%	<b>39.3003%</b>
7 : $1.0 \leq \eta < 1.5$	17.9941%	17.4238%
8 : $1.5 \leq \eta < 2.0$	14.7121%	3.3918%
9 : $2.0 \leq \eta < 2.5$	9.46414%	81.9968%

Tabla C-5: % de Diferencia ( $p_T$ ) para J/ $\psi$ .

Rango	
2 : $2 \leq p_T < 3$	0.7088%
3 : $3 \leq p_T < 4$	10.2711%
4 : $4 \leq p_T < 5$	17.2092%
5 : $5 \leq p_T < 6$	<b>18.8905%</b>
6 : $6 \leq p_T < 7$	27.6581%
7 : $7 \leq p_T < 8$	10.1585%
8 : $8 \leq p_T < 9$	17.6225%

Tabla C-6: % de Diferencia ( $p_T$ ) para Z.

Rango	
1 : $10 \leq p_T < 20$	0.7447
2 : $20 \leq p_T < 30$	10.7454
3 : $30 \leq p_T < 40$	<b>15.4303</b>
4 : $40 \leq p_T < 50$	11.1560

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] National Science Foundation. Zina Deretsky. “Standard Neutron Beta Decay”. [http://www.nsf.gov/news/mmg/media/images/RND\\_vs\\_SND\\_h.jpg](http://www.nsf.gov/news/mmg/media/images/RND_vs_SND_h.jpg), 2011.
- [2] National Science Foundation & Department of Energy. “Diseño de Aceleradores”. [http://www.particleadventure.org/spanish/lin\\_circs.html](http://www.particleadventure.org/spanish/lin_circs.html).
- [3] National Science Foundation & Department of Energy. “Fermilab Accelerators”. <http://pdg.web.cern.ch/pdg/cpep/fermilab.html>.
- [4] Universitat Hamburg. Johannes Haller. “Physics in pp collisions”. <http://www.desy.de/f/students/lectures2009/haller2.pdf>, 2009.
- [5] Syracuse University Experimental High Energy Physics. “CERN Accelerators Complex”. [http://hepoutreach.syr.edu/Index/accelerator\\_science/accel\\_overview.html](http://hepoutreach.syr.edu/Index/accelerator_science/accel_overview.html), 2007.
- [6] CMS Collaboration. Technical Proposal for the Upgrade of the CMS detector through 2020. Technical Report CERN-LHCC-2011-006. LHCC-P-004, CERN, 2011.
- [7] Paulina Troncoso y Sergio Curilef. “El Fascinante Mundo de las Partículas e Interacciones Fundamentales”. <http://www.uta.cl/charlas/volumen17/Indice/curilef.pdf>, 2006.
- [8] Gordon Kane. “The Dawn of Physics beyond the Standard Model”. [http://sdsu-physics.org/assets/PDFs/standard\\_model1.pdf](http://sdsu-physics.org/assets/PDFs/standard_model1.pdf), 2003.
- [9] National Science Foundation & Department of Energy. Particle adventure. <http://particleadventure.org/>.
- [10] Collaboration Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 86, Jul 2012.
- [11] Universidad Complutense de Madrid. “Fuerzas de la Naturaleza”. <http://www.gae.ucm.es/movilfis/material/fuerzas.pdf>, 2005.
- [12] Narciso Román Roy. “Sobre las Interacciones Fundamentales, las Partículas Elementales y las Teorías de Campos”. <http://upcommons.upc.edu/revistes/bitstream/2099/9621/1/Article010.pdf>, 1997.
- [13] David Griffiths. “*Introduction to Elementary Particles*”. WILEY-VCH, Second, Revised edition, 2008.
- [14] Xabier Cid Vidal & Ramon Cid Manzano. “Taking a Closer Look at LHC”. <http://www.lhc-closer.es/php/>, 2003.

- [15] C Lefevre. “LHC: the guide”. Jan 2008.
- [16] Scribd. “Solenoid Compacto de Muones para el LHC”. <http://www.scribd.com/doc/Solenoid-compacto-de-muones>.
- [17] ATLAS Collaboration. ATLAS Detector and Physics Performance: Technical Design Report. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 001, 1999.
- [18] LHCb Collaboration. LHCb Technical Design Report. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 001, 2003.
- [19] Frank Zimmermann. “CERN Upgrade Plans for the LHC and its Injectors”. <http://accnet.lal.in2p3.fr/Tasks/Literature/2009/hep2009zim.pdf>.
- [20] CMS People. “CMS detector design”. <http://cms.web.cern.ch/news/cms-detector-design>, 2008.
- [21] CMS Collaboration. “*CMS Physics: Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software*”. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006.
- [22] Tejinder Virdee, Austin Ball, and Achille Petrilli. “CMS Expression of Interest in the SLHC”. Technical Report LHCC-G-131. CERN-LHCC-2007-014, CERN, Geneva, Mar 2007.
- [23] TWiki. Lassa Perini. “CMS Computing Concepts: Programming, CVS, etc”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookComputingConcepts>, 2012.
- [24] TWiki. Julia Yarba. “Generating Events”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookGeneration>, 2011.
- [25] TWiki. Ivantchenko V. “Full Simulation Offline Guide”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideSimulation>, 2012.
- [26] TWiki. Mant Ydze. “Simulating and Reconstructing Events with Fast Simulation”. <http://www.helsinki.fi/~karimaki/CMHEP/CMSSW/swproject.html>, 2012.
- [27] TWiki. Slava Valuev. “Muon Analysis”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookMuonAnalysis>, 2011.