



UNIVERSIDAD DE SONORA

---

---

DIVISIÓN DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Identificación de la  $\Upsilon (1S)$  en colisiones  
ultraperiféricas de  $PbPb$  a 5.02 TeV en el  
experimento CMS del LHC

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

**Licenciado en Física**

PRESENTA:

**César Omar Ramírez Álvarez**

DIRECTOR:

Dr. Lizardo Valencia Palomo

Hermosillo, Sonora, Noviembre de 2021

# Universidad de Sonora

Repositorio Institucional UNISON



**"El saber de mis hijos  
hará mi grandeza"**



Excepto si se señala otra cosa, la licencia del ítem se describe como openAccess

Identificación de la  $\Upsilon(1S)$  en colisiones ultraperiféricas de  $PbPb$  a  
5.02 TeV en el experimento CMS del LHC

JURADO ASIGNADO

Presidente: Dr. Lizardo Valencia Palomo  
Secretario: Dr. Amir Darío Maldonado Arce  
Vocal: Dr. Ezequiel Rodríguez Jáuregui  
Suplente: Dr. Armando Ayala Corona

La tesis se realizó en la Departamento de Física de la Universidad de Sonora.

DIRECTOR:

Dr. Lizardo Valencia Palomo

---

*A mi nana Licha*

# Agradecimientos

---

En primer lugar, agradezco infinitamente a mis padres. Gracias Armida y Ramón por apoyarme en todo momento y por los valores que me han inculcado, ustedes son el motor que impulsa mis sueños y mis esperanzas, mi mayor satisfacción siempre será que estén orgullosos de mí. Soy consciente de su esfuerzo y sacrificio a lo largo de estos años para que pudiera continuar mis estudios y hoy que concluyo la Licenciatura les dedico este logro. Gracias por ser quienes son y por creer en mí.

A mi hermana Claribel por ser parte importante en mi vida con quien he compartido grandes momentos de alegría y tristeza. Gracias por siempre estar para mí, escucharme y ser partícipe de mis ocurrencias.

A mi nana Licha y mi tía Toña, ustedes se han convertido en unas segundas madres para mí. Gracias nana Licha por siempre estar al pendiente, su paciencia, apoyo moral y por quererme tanto, esta tesis va dedicada a usted. Tata Félix, lo recuerdo con mucho cariño, su primer nieto ha logrado una de sus metas. Tía Toña, gracias por sus consejos, por soportar mis estados de ánimo y ser la tutora que se ha encargado de presumir mis logros con la familia.

A mi nana Luz y mi tata Manuel, quienes aún a la distancia me brindan muestras de apoyo y motivación para seguir adelante en el camino hacia mis sueños. A mis tíos, en especial a mi tío Genaro, quiero decirle que es un ejemplo

---

de inteligencia, dedicación y perseverancia, gracias por su disponibilidad y por tantos raites. A mis primos y demás familiares que siempre han estado atentos a mis estudios, gracias.

A mis compañeros Físicos que se convirtieron en mi familia, no puedo dejar de agradecerles por su apoyo y constancia, por estar ahí en los momentos más difíciles y por compartir horas de estudio. Me llevo muchas experiencias de ustedes, gracias por todo y como dijo Michelle, los nueve lo hemos logrado.

A mis amigos, por estar cuando siempre los necesito, por escucharme, por sus consejos, sus ánimos y comprensión. Gracias por su amistad incondicional, por tantas aventuras y por tener una solución para aligerar los días pesados.

A todas esas personas que aunque no compartimos ningún lazo de sangre me apoyaron y estuvieron al pendiente en mi etapa de foráneo. Agradezco sus consejos, compañía y por motivarme a continuar.

A mi director de tesis, Dr. Lizardo Valencia Palomo por su paciencia y orientación en la realización de este trabajo. Gracias por sus comentarios, su tiempo y por compartirme su conocimiento.

A mis sinodales, Dr. Armando Ayala Corona, Dr. Amir Darío Maldonado Arce y Dr. Ezequiel Rodríguez Jáuregui por tomarse el tiempo de revisar esta tesis, por sus comentarios y por la disponibilidad para este proceso.

A mis profesores, por tan excelentes clases que imparten, por sus consejos y por compartir sus conocimientos con tanta pasión, lo cual se refleja en motivación por seguir aprendiendo.

A mis profesores externos que me asesoraron en los veranos de investigación, en especial al Dr. Arturo Fernández Téllez de la FCFM-BUAP, gracias por su tiempo

---

y disposición por compartir sus trabajos de colaboración tan extraordinarios, lo cual me llevó a seguir en esta área de la Física tan maravillosa.

A la Jefatura del Departamento de Física, por su gran apoyo y compromiso con cada uno de los estudiantes. A todas las personas que forman la Comunidad de Física, por ese ambiente tan ameno de convivencia y sus enseñanzas.

Finalmente agradezco a mi alma máter, la Universidad de Sonora, por permitirme formar parte de sus miles de estudiantes y ser sede del conocimiento adquirido durante estos años. Nunca olvidaré... *¡Somos Búhos, Volamos Alto!*

¡Muchas Gracias!



# Resumen

---

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC, Large Hadron Collider) es el acelerador de partículas más grande y más poderoso del mundo. Es bien conocido por realizar colisiones protón-protón ( $pp$ ) en las que se recrean las condiciones que existieron en el Universo instantes después de su nacimiento con el Big Bang.

Sin embargo, el LHC también genera interacciones de altas energías entre fotones ( $\gamma$ ), lo ocurre en Colisiones Ultra Periféricas (UPC) de núcleos atómicos. Este tipo de eventos puede dar lugar a la fotoproducción exclusiva de mesones vectoriales. Entre estos, la fotoproducción de quarkonium en el LHC permite el estudio de las funciones de distribución gluónicas en un rango de  $x_B$  (Bjorken- $x$ ) de  $10^4$  a  $10^2$ .

La fotoproducción de mesones vectoriales en UPC puede obtenerse mediante interacciones nucleares (procesos Coherentes y procesos Incoherentes) e interacciones fotón-fotón ( $\gamma\gamma$ ).

En este estudio se explora la posibilidad de identificar el mesón vectorial  $\Upsilon$  ( $1S$ ) en su decaimiento a dos muones ( $\mu^+\mu^-$ , decaimiento electromagnético) en datos tomados en 2015 de colisiones ultraperiféricas de plomo-plomo ( $PbPb$ ) a energías de centro de masa ( $\sqrt{s_{NN}}$ ) de 5.02 TeV en el experimento CMS del LHC.



# Índice general

---

<b>Índice de figuras</b>	<b>xiii</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Física de Partículas</b>	<b>3</b>
2.1. Modelo Estándar . . . . .	4
2.1.1. Partículas . . . . .	5
2.1.1.1. Fermiones . . . . .	5
2.1.1.2. Bosones . . . . .	6
2.1.2. Interacciones . . . . .	6
2.1.2.1. Electrodinámica Cuántica (QED) . . . . .	7
2.1.2.2. Cromodinámica Cuántica (QCD) . . . . .	9
2.1.2.3. Teoría Electrodébil . . . . .	11
2.2. Colisiones de Iones Pesados . . . . .	11
2.2.1. Colisiones Ultraperiféricas de Iones Pesados . . . . .	13
2.2.1.1. Flujo de Fotones . . . . .	15
2.2.1.2. Interacciones Fotón-Fotón ( $\gamma\gamma$ ) . . . . .	16
2.2.2. Fotoproducción de Mesones Vectoriales . . . . .	17
2.2.2.1. Procesos Coherentes . . . . .	18
2.2.2.2. Procesos Incoherentes . . . . .	19

2.3. Mesón Upsilon $\Upsilon$ . . . . .	19
2.3.1. Aspectos Históricos . . . . .	20
2.3.2. Detección . . . . .	21
2.3.3. Propiedades de $\Upsilon(1S)$ . . . . .	22
<b>3. Detectores Experimentales</b> . . . . .	<b>25</b>
3.1. El Gran Colisionador de Hadrones . . . . .	26
3.1.1. Dispositivos de Aceleración . . . . .	27
3.1.2. Experimentos del LHC . . . . .	29
3.2. Experimento CMS . . . . .	30
3.2.1. Diseño . . . . .	31
3.2.1.1. Tracker . . . . .	32
3.2.1.2. Calorímetro Electromagnético (ECAL) . . . . .	33
3.2.1.3. Calorímetro Hadrónico (HCAL) . . . . .	34
3.2.1.4. Solenoide Superconductor . . . . .	34
3.2.1.5. Cámaras de Muones . . . . .	35
3.3. Variables Cinemáticas . . . . .	36
3.3.1. Masa Invariante . . . . .	37
3.3.2. Energía en el Centro de Masa $\sqrt{s}$ . . . . .	38
3.3.3. Momento Transverso $p_T$ . . . . .	39
3.3.4. Rapidez $y$ . . . . .	39
3.3.5. Pseudorapidez $\eta$ . . . . .	40
<b>4. Análisis de Datos</b> . . . . .	<b>43</b>
4.1. Conjuntos de Datos . . . . .	44
4.1.1. ROOT . . . . .	45
4.1.2. Muones . . . . .	45
4.1.3. Cortes de Selección . . . . .	46

4.2. Resultados . . . . .	49
4.2.1. MC Coherente y MC Incoherente . . . . .	50
4.2.1.1. Dimuones . . . . .	50
4.2.1.2. Muones ( $\mu^+$ ) . . . . .	53
4.2.1.3. Muones ( $\mu^-$ ) . . . . .	55
4.2.2. MC Fotón-Fotón ( $\gamma\gamma$ ) . . . . .	57
4.2.2.1. Dimuones . . . . .	57
4.2.2.2. Muones ( $\mu^+$ ) . . . . .	59
4.2.2.3. Muones ( $\mu^-$ ) . . . . .	60
4.2.3. Datos Reales . . . . .	61
4.2.3.1. Dimuones . . . . .	61
4.2.3.2. Muones ( $\mu^+$ ) . . . . .	67
4.2.3.3. Muones ( $\mu^-$ ) . . . . .	73
4.3. Ajuste de Señal de $\Upsilon$ ( $1S$ ) . . . . .	79
<b>5. Conclusiones</b>	<b>83</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>85</b>



# Índice de figuras

---

2.1. Modelo Estándar de la Física de Partículas. . . . .	4
2.2. Partículas del Modelo Estándar observadas y sus interacciones. Las líneas representan interacciones: líneas verdes para electrodébiles, líneas rojas para electromagnéticas y líneas azules para la fuerte. En cambio, las líneas grises representan las interacciones con el campo de Higgs. También se representan las interacciones entre los bosones. . . . .	7
2.3. Diagrama de la interacción en QED. . . . .	9
2.4. Diagrama de la interacción en QCD. . . . .	10
2.5. Izquierda: Dos iones pesados antes de colisionar con parámetro de impacto $\mathbf{b}$ . Derecha: Los espectadores continúan su trayectoria sin ser afectados, mientras que en la zona de participación o superposición, la producción de partículas hadrónicas se lleva a cabo. . . . .	12
2.6. a) Vista esquemática de una colisión periférica de iones pesados. Indicando espectadores y participantes. b) Vista esquemática de una colisión ultraperiférica de iones pesados. . . . .	13
2.7. Visualización de eventos tomados por el experimento CMS en colisiones de $PbPb$ . Izquierda: colisión central. Derecha: colisión ultraperiférica. Se observa la producción de partículas. . . . .	14

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

2.8. Campo eléctrico $\mathbf{E}$ de un núcleo. Izquierda: el campo eléctrico $v = 0$ . Medio: el campo eléctrico transversal a $v \approx c$ . Derecha: espectro de fotones $n(\omega)$ a $v \approx c$ . . . . .	15
2.9. Colisión $\gamma\gamma$ ultraperiférica donde uno de los fotones decae en un par de fermiones cargados y uno de éstos interactúa con el otro fotón produciendo dos muones. . . . .	17
2.10. Fotoproducción de mesones vectoriales. Izquierda: el fotón interactúa con el núcleo completo. Derecha: el fotón interactúa con un solo nucleón. . . . .	18
2.11. Fotoproducción a) Coherente e b) Incoherente de mesones vectoriales en UPC de iones pesados. Se observa el decaimiento del mesón vectorial a leptones. . . . .	18
2.12. Vista esquemática de a) una interacción fotón-fotón ( $\gamma\gamma$ ) donde uno de los fotones de un ion decae en un par de fermiones cargados y uno de éstos interactúa con el fotón del otro ion, b) una reacción fotonuclear (Coherente) en la que un fotón emitido por un ion interactúa con el otro núcleo, c) una reacción fotonuclear (Incoherente) con ruptura nuclear debido a que el fotón impactante se dispersa en un solo nucleón. . . . .	19
2.13. a) Masa invariante de dimuones. Señal obtenida en colisiones de protones y nucleones a 400 GeV. b) Caso anterior pero con más eventos. Se presentan las tres gaussianas y se observa el tercer pico de bottomonio. . . . .	21
2.14. Señal de $\Upsilon(1S)$ y $\Upsilon(2S)$ observados en DORIS del experimento DESY con cristales de NaI. . . . .	22
2.15. Decaimientos de orden más bajo de $\Upsilon(1S)$ . a) Decaimiento en tres gluones. b) Decaimiento radiativo. c) Decaimiento electromagnético. . . . .	23
3.1. Cadena de inyección y aceleración del CERN para experimentos del LHC. . . . .	28
3.2. Detector CMS: vista de sección transversal radial. Se muestra la trayectoria a seguir según el tipo de partícula. . . . .	31

3.3. Vista en perspectiva del Detector CMS donde se muestran las distintas capas que lo componen. . . . .	32
3.4. Diseño general del Tracker de CMS. . . . .	32
3.5. Vista esquemática del Tracker de CMS. . . . .	33
3.6. Diseño general del ECAL de CMS. . . . .	33
3.7. Diseño general del HCAL de CMS. . . . .	34
3.8. Intensidad de campo magnético (izquierda) y líneas de campo (derecha) en el solenoide de CMS. Solo se muestra material insensible. . . . .	35
3.9. Detector CMS: vista de sección transversal radial. Se muestran las diferentes capas de detectores que lo componen, resaltando la ubicación de los detectores de muones. . . . .	36
3.10. Sistema de coordenadas en CMS. . . . .	40
3.11. Sistema de coordenadas en CMS. Izquierda: plano $yz$ y Derecha: plano $xy$ . . . . .	41
4.1. Evento de un muón cósmico que cruza por CMS. Se indican las trayectorias standalone, tracker y global. Además, se observan los impactos en las capas de detectores. . . . .	46
4.2. Parámetros de impacto de una partícula de corta vida. . . . .	48
4.3. Señal inicial y final del espectro de $p_T$ obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	50
4.4. Señal inicial y final del espectro de $p_T$ obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	50
4.5. Señal inicial y final del espectro de $m$ obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	51

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

4.6. Señal inicial y final del espectro de $m$ obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	52
4.7. Señal inicial y final de $y$ obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	52
4.8. Señal inicial y final de $y$ obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	53
4.9. Señal inicial y final del espectro de $p_T$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^+$ para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	53
4.10. Señal inicial y final del espectro de $p_T$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^+$ para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	54
4.11. Señal inicial y final de $y$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^+$ para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	54
4.12. Señal inicial y final de $y$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^+$ para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	55
4.13. Señal inicial y final del espectro de $p_T$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^-$ para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	55
4.14. Señal inicial y final del espectro de $p_T$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^-$ para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	56
4.15. Señal inicial y final de $y$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^-$ para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	56
4.16. Señal inicial y final de $y$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^-$ para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	57
4.17. Señal inicial y final del espectro de $p_T$ obtenida de los cortes de selección a dimuones para interacciones $\gamma\gamma$ en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	57
4.18. Señal inicial y final del espectro de $m$ obtenida de los cortes de selección a dimuones para interacciones $\gamma\gamma$ en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	58

4.19. Señal inicial y final de $y$ obtenida de los cortes de selección a dimuones para interacciones $\gamma\gamma$ en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	58
4.20. Señal inicial y final del espectro de $p_T$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^+$ para interacciones $\gamma\gamma$ en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	59
4.21. Señal inicial y final de $y$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^+$ para interacciones $\gamma\gamma$ en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	59
4.22. Señal inicial y final del espectro de $p_T$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^-$ para interacciones $\gamma\gamma$ en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	60
4.23. Señal inicial y final de $y$ obtenida de los cortes de selección a $\mu^-$ para interacciones $\gamma\gamma$ en simulaciones de MC. Se incluye el cociente. . . . .	60
4.24. Evolución de la señal del espectro de $p_T$ mediante los cortes de selección aplicados a dimuones con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final. . . . .	62
4.25. Evolución de la señal del espectro de $m$ mediante los cortes de selección aplicados a dimuones con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final. . . . .	64
4.26. Evolución de la señal de $y$ mediante los cortes de selección aplicados a dimuones con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final. . . . .	66
4.27. Evolución de la señal del espectro de $p_T$ mediante los cortes de selección aplicados a $\mu^+$ con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final. . . . .	69
4.28. Evolución de la señal de $y$ mediante los cortes de selección aplicados a $\mu^+$ con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final. . . . .	72

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

4.29. Evolución de la señal del espectro de $p_T$ mediante los cortes de selección aplicados a $\mu^-$ con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final. . . . .	75
4.30. Evolución de la señal de $y$ mediante los cortes de selección aplicados a $\mu^-$ con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final. . . . .	78
4.31. Espectro de masa invariante de dimuones de datos reales tomados del experimento CMS. Se muestra para $8 \text{ GeV} < m < 11 \text{ GeV}$ . . . . .	79
4.32. Ajuste de masa invariante de $\Upsilon (1S)$ en UPC de $PbPb$ a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ con datos de CMS. Ajuste gaussiano para la señal y polinomial para el background. . . . .	80
4.33. Ajuste de masa invariante de $\Upsilon (nS)$ en UPC de $PbPb$ a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ con datos de CMS. Ajustes gaussianos para la señal y polinomial para el background. . . . .	81

# Introducción

---

La Física de Partículas es la disciplina que estudia los componentes elementales de la Naturaleza y sus Interacciones (Fuerzas). También se le conoce como Física de Altas Energías, dado que para su estudio en colisiones las partículas son aceleradas a grandes velocidades por lo que es necesaria una gran cantidad de energía. Al realizarse la colisión, las partículas interactúan unas con otras de diversas maneras produciendo otras partículas que pueden ser diferentes de las originales. En todo el proceso, la energía total es conservada, así que de partículas ligeras muy energéticas se pueden producir partículas más masivas.

Contrario a la idea que se creía de que el átomo era indivisible, hoy en día sabemos que los átomos están formados por electrones, quarks y gluones que son partículas elementales consideradas como los últimos constituyentes de la materia.

El objetivo de este estudio es poder identificar la señal de la Upsilon  $\Upsilon$  ( $1S$ ) en colisiones ultraperiféricas de  $PbPb$  a  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV con datos extraídos del experimento CMS del LHC mediante un ajuste a la masa invariante. A lo largo de los siguientes capítulos se abordarán los conceptos básicos sobre física de partículas y aspectos sobre el mesón  $\Upsilon$ ; se presentarán las variables y geometría de los detectores experimentales involucrados; el análisis, tratamiento de datos y resultados obtenidos, así como las respectivas conclusiones.



# Física de Partículas

---

La Física de Partículas o Física de Altas Energías trata de conocer la estructura de la materia mediante colisiones entre núcleos y/o partículas y sus interacciones. Esto con la finalidad de poder estudiar y dar respuesta a las cuestiones sobre el origen del Universo con el Big Bang.

Debido a los grandes avances tanto en ciencia como tecnología se han construido centros de investigación y grandes laboratorios alrededor del mundo como CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), que realiza experimentos con el fin de estudiar regímenes de energía nunca explorados que han podido recrear en pequeñas escalas las condiciones de presión y temperatura de los primeros instantes del Universo.

Dado el constante desarrollo y nuevos descubrimientos en el área, teóricamente se siguen realizando modelos y predicciones que puedan ser validados en los experimentos como es el Modelo Estándar, mientras que de manera experimental, se trabaja en la construcción, calibración y mejora de detectores y el análisis de datos producto de las colisiones de partículas.

Conocer el marco conceptual de esta área de la física es muy importante para poder describir los procesos que suceden y se encuentran de manera experimental, por lo que se abordará el marco teórico correspondiente.

## 2.1. Modelo Estándar

El Modelo Estándar de la Física de Partículas se ha ido construyendo a través de una relación entre la consistencia matemática de la teoría y los resultados experimentales desde mediados del siglo pasado. Es la teoría que describe tres (electromagnética, nuclear fuerte y nuclear débil) de las cuatro interacciones de la Naturaleza (no se incluye la gravedad) y todas las partículas elementales observadas hasta ahora.

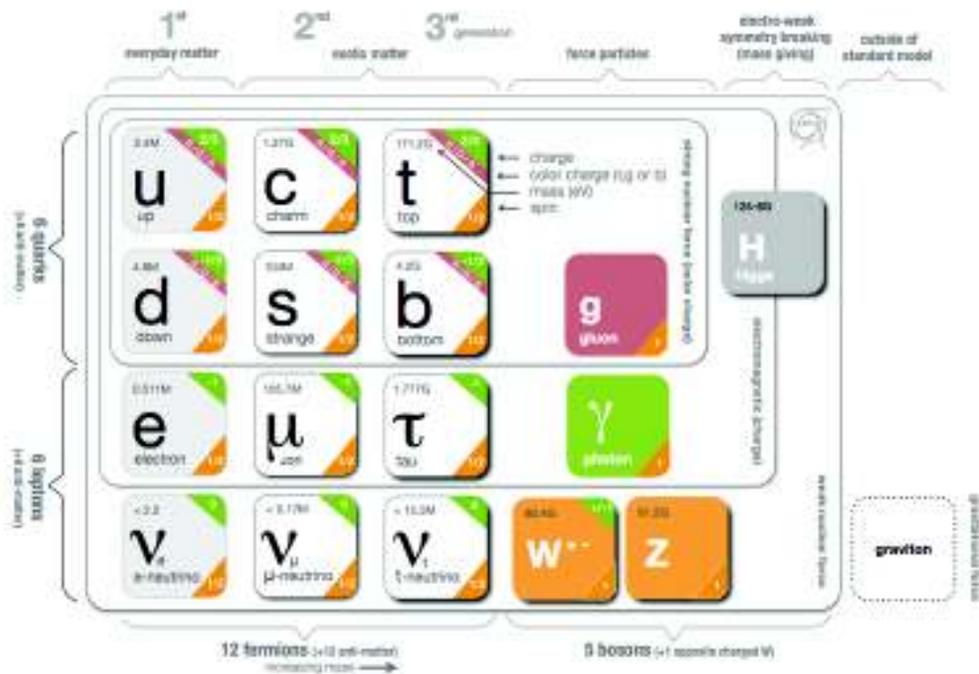


Figura 2.1: Modelo Estándar de la Física de Partículas.

Una de las confirmaciones más importantes de este Modelo se hizo con el descubrimiento de una nueva partícula teorizada consistente con un bosón, el bosón de Higgs en 2012 por los experimentos ATLAS [1] y CMS [2] del LHC.

Aún cuando el Modelo Estándar se ha confirmado con mucha precisión, existen cuestiones que todavía no son explicadas por lo que no es una teoría completa, entre las cuestiones destacan la violación de CP (carga-paridad), la oscilación de neutrinos, la asimetría y la naturaleza de la materia y energía oscura. Lo que da pauta para seguir trabajando en la comprensión y poder obtener una explicación válida de estos fenómenos.

### 2.1.1. Partículas

Una forma de estudiar las partículas en el Modelo Estándar es clasificarlas en diferentes categorías basadas en cierto comportamiento o propiedades. Según este Modelo, todas las partículas se clasifican como fermiones o bosones [3].

#### 2.1.1.1. Fermiones

Cuentan con las siguientes propiedades [4, 5, 6]:

- Valor de espín fraccionario.
- Función de onda antisimétrica.
- Responden a la estadística de Fermi-Dirac.
- Cumplen con el Principio de Exclusión de Pauli.

Los fermiones son considerados como las partículas de materia, esto es por que están divididos en tres familias o generaciones de acuerdo a su masa, siendo la primera familia la menos masiva y de la que esta compuesta la materia ordinaria.

A su vez, los fermiones se subdividen en quarks y leptones.

#### ■ Quarks

Son los fermiones elementales que interactúan fuertemente formando la materia nuclear y hadrones. Además de tener carga eléctrica tienen carga de

## 2. FÍSICA DE PARTÍCULAS

---

color y hay seis tipos o sabores diferentes: up ( $u$ ), down ( $d$ ), charm ( $c$ ), strange ( $s$ ), top ( $t$ ) y bottom ( $b$ ).

### ■ Leptones

Son los fermiones elementales que no interactúan fuertemente, hay seis de ellos, tres tienen carga eléctrica: electrón ( $e$ ), muón ( $\mu$ ) y tau ( $\tau$ ). Y los otros tres carga eléctrica neutra llamados neutrinos: neutrino electrón ( $\nu_e$ ), neutrino muón ( $\nu_\mu$ ) y neutrino tau ( $\nu_\tau$ ).

### 2.1.1.2. Bosones

Cuentan con las siguientes propiedades [4, 5, 6]:

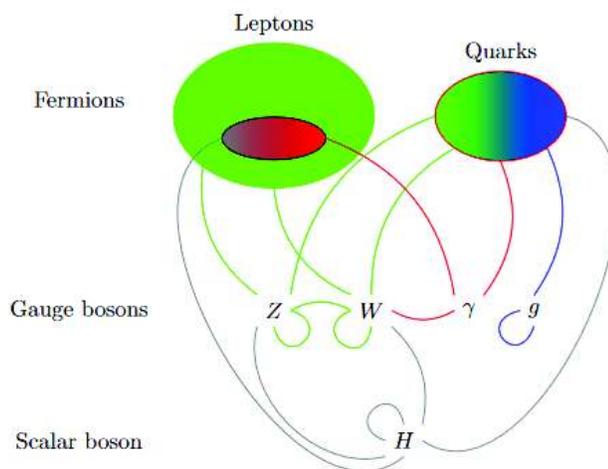
- Valor de espín entero.
- Función de onda simétrica.
- Responden a la estadística de Bosé-Einstein.
- No cumplen con el Principio de Exclusión de Pauli.

Son entonces las partículas que componen los campos de fuerza y se les llama bosones de gauge a los que actúan como portadores de una interacción fundamental. Hay cuatro tipos de bosones gauge: fotones, bosones  $W$  y  $Z$  y gluones. Cada uno corresponde a tres de las interacciones: los fotones ( $\gamma$ ) son los bosones mediadores de la interacción electromagnética, los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$  de la interacción débil y los gluones ( $g$ ) de la interacción fuerte. El gravitón ( $G$ ) es el responsable de la interacción gravitacional, sin embargo, es una proposición teórica que no se ha detectado hasta la fecha.

### 2.1.2. Interacciones

El marco matemático en el cual se encuentra descrito el Modelo Estándar es la Teoría Cuántica de Campos (QFT, Quantum Field Theory). Por lo que la teoría

clásica del electromagnetismo ya no es útil para la explicación de los procesos a estudiar. La QFT es la extensión relativista de la mecánica cuántica que describe a las partículas como excitaciones o cuantos de un campo, y que además toma en cuenta que el número de estas partículas puede cambiar en un proceso.



**Figura 2.2:** Partículas del Modelo Estándar observadas y sus interacciones. Las líneas representan interacciones: líneas verdes para electrodébiles, líneas rojas para electromagnéticas y líneas azules para la fuerte. En cambio, las líneas grises representan las interacciones con el campo de Higgs. También se representan las interacciones entre los bosones.

### 2.1.2.1. Electrodinámica Cuántica (QED)

La Electrodinámica Cuántica o QED (Quantum Electrodynamics) corresponde a la teoría cuántica del electromagnetismo. Describe las interacciones entre fermiones con carga eléctrica (quarks y leptones) y fotones como su mediador [7]. El Lagrangiano de QED puede deducirse imponiendo una cierta simetría, denominada invariancia gauge al Lagrangiano de Dirac. Considerando el Lagrangiano de Dirac para un fermión arbitrario [8, 9]:

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (2.1)$$

## 2. FÍSICA DE PARTÍCULAS

---

donde  $\psi$  es el espinor del fermión,  $m$  su masa y siendo  $\gamma^\mu$  las matrices de Dirac que satisfacen el anticonmutador:

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu} \quad (2.2)$$

donde  $g^{\mu\nu}$  es el tensor métrico. Como se busca que sea invariante frente a las transformaciones gauge, entonces:

$$\psi \longrightarrow \psi' = \exp[iq\alpha(x)]\psi \quad \bar{\psi} \longrightarrow \bar{\psi}' = \exp[-iq\alpha(x)]\bar{\psi} \quad (2.3)$$

con  $\alpha(x)$  una función y  $q$  la carga del fermión, introduciendo el campo vectorial del fotón  $A_\mu(x)$  que se transforma bajo la transformación gauge como:

$$A_\mu \longrightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu\alpha(x) \quad (2.4)$$

sustituyendo en el Lagrangiano (2.1) la derivada  $\partial_\mu$  por la derivada covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \quad (2.5)$$

el nuevo Lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \quad (2.6)$$

es invariante gauge y contiene el Lagrangiano de Dirac  $\mathcal{L}_0$  más una interacción:

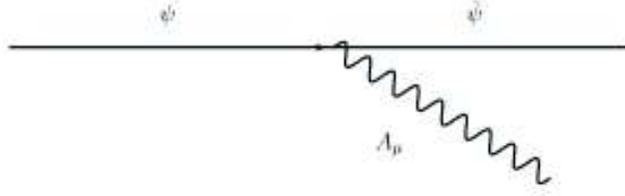
$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L}_0 - j^\mu A_\mu \quad j^\mu = q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \quad (2.7)$$

Con  $j^\mu$  la densidad de corriente. Por tanto, la simetría gauge determina la interacción. Lo cual es posible visualizar en la Figura (2.3), donde tomando en cuenta que el fermión es un electrón ( $\psi$ ), este emite un fotón ( $A_\mu$ ) y sigue su camino ( $\bar{\psi}$ ).

Ahora bien, para obtener un Lagrangiano completo de QED, se debe añadir a (2.6) un término cinemático para el campo electromagnético:

$$-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2.8)$$

Con  $F_{\mu\nu}$  el tensor de campo electromagnético. Finalmente, se observa que si el fotón tuviera masa, es necesario añadir al Lagrangiano el término  $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A^\mu A_\mu$  que no es invariante gauge. Por tanto, la invariancia gauge implica que  $m_\gamma = 0$ .



**Figura 2.3:** Diagrama de la interacción en QED.

### 2.1.2.2. Cromodinámica Cuántica (QCD)

La Cromodinámica Cuántica o QCD (Quantum Chromodynamics) es la teoría que describe la interacción fuerte entre fermiones con carga de color, es una teoría cuántica de campos en muchos aspectos similar a la QED. El mediador es el gluón con carga de color y al igual que el fotón es neutral en carga eléctrica. Hay tres colores diferentes: rojo, verde y azul y sus anticolores correspondientes.

QCD prácticamente es análoga a QED reemplazando el grupo  $U(1)$  de QED, por el grupo  $SU(3)$  de color, en este aparecen 8 funciones  $\alpha_a(x)$ ,  $a = 1, 2, \dots, 8$ , y 8 campos de gauge  $G_\mu^a(x)$  correspondiendo a los 8 gluones. Siguiendo el proceso de QED, el Lagrangiano de Dirac para quarks libres es [8, 9]:

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}_{qj}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi_{qj} \quad (2.9)$$

los índices  $j = 1, 2, 3$  indican los 3 campos de color y  $q$  el tipo de quark. Se muestra solo para un tipo de quark. Dado que  $\psi_q$  son espinores de tres componentes que representan los campos de quarks, la transformación de gauge esta dada por:

$$\psi_q \longrightarrow \psi'_q = \exp[ig_s\alpha_a(x)T_a]\psi_q(x) \quad (2.10)$$

donde  $g_s$  es la constante de acoplamiento de la interacción fuerte y  $T_a$  son matrices de  $3 \times 3$  generadoras del álgebra de  $SU(3)$  y satisfacen  $[T_a, T_b] = if_{abc}T_c$  con  $f_{abc}$  las constantes de estructura del grupo. Para mantener la invariancia gauge se

## 2. FÍSICA DE PARTÍCULAS

---

introducen los campos de los gluones, que se transforman como:

$$G_\mu^a \longrightarrow G_\mu^{a'} = G_\mu^a - \partial_\mu \alpha_a(x) - g_s f_{abc} \alpha_b(x) G_\mu^c \quad (2.11)$$

reemplazando en (2.9)  $\partial_\mu$  por la derivada covariante  $D_\mu$  dada por:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s T_a G_\mu^a \quad (2.12)$$

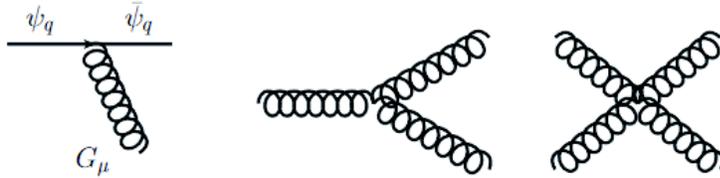
de tal modo que el Lagrangiano queda:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_q (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_q = \bar{\psi}_q i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_q - g_s \bar{\psi}_q i\gamma^\mu \psi_q T_a G_\mu^a - m \bar{\psi}_q \psi_q \quad (2.13)$$

al que se añade el término:

$$-\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a \quad F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.14)$$

Comparando con QED en (2.8) y esta última ecuación, el término extra proviene de la transformación del campo del gluón  $G_\mu^a$  (2.14) en contraste con el del fotón  $A_\mu$  (2.4). Se trata de un término extra necesario para que el Lagrangiano sea invariante, debido al ser la simetría no abeliana.



**Figura 2.4:** Diagrama de la interacción en QCD.

Finalmente, se observa que además de emitir un gluón por un quark, también es posible que un gluón emita un gluón y que dos gluones emitan dos gluones como se ilustra en Figura (2.4). Esto proviene del comportamiento no abeliano del grupo  $SU(3)$  de simetría en QCD y es una clara diferencia con QED ya que existe una autointeracción entre los mediadores (gluones).

### 2.1.2.3. Teoría Electrodébil

La Teoría Electrodébil describe la unificación entre la interacción electromagnética y la interacción débil. La escala de energía de esta unificación corresponde a la masa de los bosones:  $E_{EW} \sim M_W, M_Z \sim 100$  GeV. A bajas energías, las interacciones se describen con modelos diferentes, la interacción electromagnética descrita por QED y la interacción débil descrita por la teoría de Fermi [10].

La interacción débil es responsable de la desintegración nuclear beta y las interacciones entre sabores de quarks y leptones. A diferencia de los bosones mediadores de QED y QCD los bosones cargados  $W^\pm$  y el neutro  $Z^0$  si tienen masa.

El Lagrangiano de la Teoría Electrodébil se puede descomponer como [10]:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Matter} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (2.15)$$

donde los términos son invariantes ante transformaciones gauge  $SU(2)_L$  y  $U(1)_Y$ .

## 2.2. Colisiones de Iones Pesados

Para el estudio de la estructura de los hadrones es necesario hacer colisionar partículas cuya longitud de onda sea menor al radio de los hadrones. Esto determina el valor mínimo requerido de momento  $p = \frac{h}{\lambda}$  y por tanto de energía  $E = \frac{hc}{\lambda}$  con  $h$  la constante de Planck.

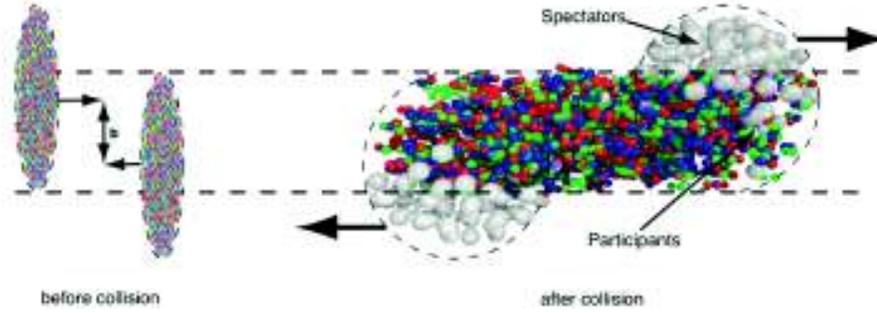
Cuando se produce una colisión, ya sean hadrones, leptones o fotones, se pueden producir otras partículas según sea la energía de la colisión. Cualquier resultado es permitido mientras se mantengan las leyes de conservación.

En colisiones relativistas entre iones pesados, desde un sistema de referencia en el laboratorio, los iones que colisionan son vistos como objetos extendidos

## 2. FÍSICA DE PARTÍCULAS

---

(discos) debido a la contracción de Lorentz ilustrado en la Figura 2.5.



**Figura 2.5:** Izquierda: Dos iones pesados antes de colisionar con parámetro de impacto  $\mathbf{b}$ . Derecha: Los espectadores continúan su trayectoria sin ser afectados, mientras que en la zona de participación o superposición, la producción de partículas hadrónicas se lleva a cabo.

Las colisiones centrales pueden producir la formación de sistemas diferentes a los que se formarían en una colisión periférica o ultraperiférica. Para estudiar las propiedades del sistema creado, las colisiones son por tanto categorizadas por la centralidad con la que suceden.

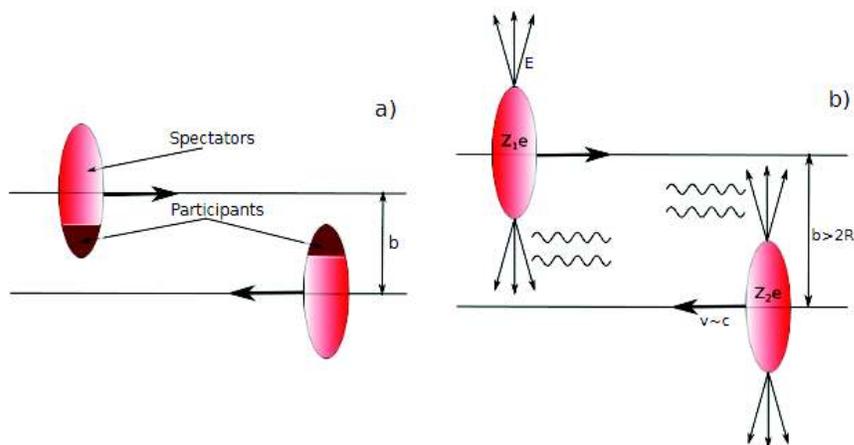
Las variables utilizadas para cuantificar la centralidad son el número de núcleos participantes ( $N_{par}$ ) y el número de colisiones en el evento ( $N_{coll}$ ). Estas variables se expresan en términos del vector existente entre los centros de los dos núcleos en el plano transversal, se define al vector como el parámetro de impacto  $\mathbf{b}$ , la magnitud del vector representa la distancia que existe de centro a centro [7].

Debido a que  $\mathbf{b}$  no se puede medir directamente, experimentalmente se mostró que el número de partículas producidas o multiplicidad y la energía transversa son proporcionales al número de núcleos participantes por lo que se pudo obtener un mejor valor para la centralidad.

### 2.2.1. Colisiones Ultraperiféricas de Iones Pesados

Cuanto menor sea el parámetro de impacto  $\mathbf{b}$ , más central será la colisión. Así, una colisión central cumple con  $\mathbf{b} \approx 0$  y periférica con  $0 < \mathbf{b} \leq 2R$ , siendo  $R$  el radio de los núcleos. En las colisiones ultraperiféricas o UPC (Ultra-Peripheral Collisions), el parámetro de impacto es  $\mathbf{b} > 2R$  y no pueden producirse interacciones hadrónicas. Esto es una consecuencia del corto alcance de la interacción fuerte y las longitudes de onda cortas de los nucleones en energías relativistas [7].

La Figura 2.6 muestra dos tipos de colisiones de iones pesados. En a) hay una superposición entre los núcleos en el plano transversal, mientras que en b) se pierden entre sí.



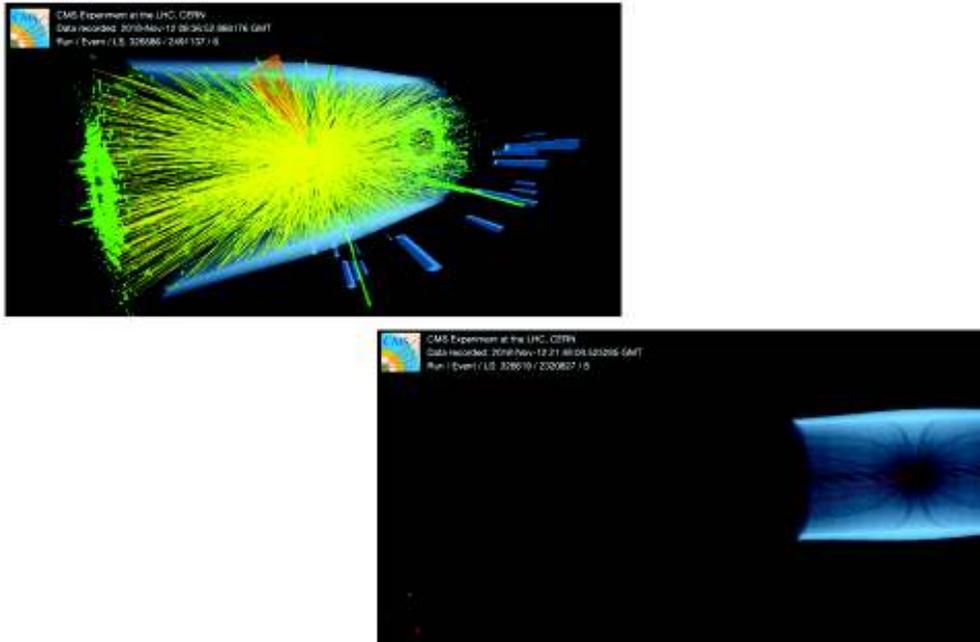
**Figura 2.6:** a) Vista esquemática de una colisión periférica de iones pesados. Indicando espectadores y participantes. b) Vista esquemática de una colisión ultraperiférica de iones pesados.

A manera de comparación de lo que se produce en las colisiones, la Figura 2.7 muestra una visualización de eventos tomados por el experimento CMS en colisiones centrales y ultraperiféricas de plomo-plomo ( $PbPb$ ). En la primera imagen

## 2. FÍSICA DE PARTÍCULAS

---

se observa una colisión central, en este tipo de colisiones se logran producir hasta 20,000 partículas. En la segunda imagen se muestra una colisión ultraperiférica, se observa que solo se producen dos partículas, por tanto, las UPC se caracterizan por ser más limpias.



**Figura 2.7:** Visualización de eventos tomados por el experimento CMS en colisiones de  $PbPb$ . Izquierda: colisión central. Derecha: colisión ultraperiférica. Se observa la producción de partículas.

Las colisiones ultraperiféricas se pueden dividir en interacciones fotón-fotón e interacciones fotonucleares. En el primer caso, uno de los fotones produce un par de fermiones cargados y uno de éstos interactúa con el otro fotón, mientras que en el segundo caso, un fotón irradiado interactúa con el otro núcleo. Se producen tres procesos (Figura 2.12) de los cuales se abordará más adelante.

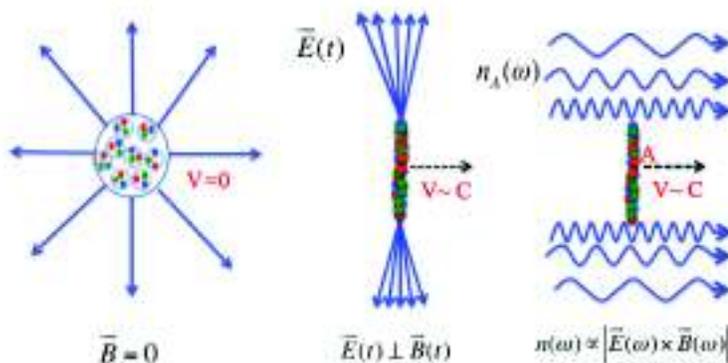
Los fuertes campos electromagnéticos de un ion pesado permiten el estudio de la excitación multifotónica de objetivos nucleares. Las altas energías de fotones

también se pueden utilizar para estudiar la densidad de gluones en núcleos pesados a un Bjorken- $x$  bajo. El Bjorken- $x$  es un parámetro cinemático que representa la fracción del momento del nucleón transportado por un partón [11].

### 2.2.1.1. Flujo de Fotones

El espectro de energía fotónica depende de la distancia mínima entre el objetivo y la carga en movimiento, y de la velocidad del proyectil, o en otras palabras, el tiempo que una partícula objetivo está expuesta al campo. Para determinar el origen exacto del espectro de fotones, se debe realizar una transformada de Fourier de los campos.

Para esto, se necesita una expresión relativista correcta de cómo los campos de una partícula cargada en movimiento aparecen ante un observador en reposo. La expresión se puede obtener de una transformación de Lorentz del cuadrivector de potencial  $A_\mu$ . El efecto relativista conduce a un aumento del campo eléctrico  $\mathbf{E}$  transversal por el factor de Lorentz ( $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ ), y a una contracción del campo  $\mathbf{E}$  en la dirección longitudinal por el mismo factor. La forma del campo es similar a un disco que se mueve junto con la partícula (ver Figura 2.6 b)).



**Figura 2.8:** Campo eléctrico  $\mathbf{E}$  de un núcleo. Izquierda: el campo eléctrico  $v = 0$ . Medio: el campo eléctrico transversal a  $v \approx c$ . Derecha: espectro de fotones  $n(\omega)$  a  $v \approx c$ .

## 2. FÍSICA DE PARTÍCULAS

---

La carga en movimiento también induce un campo magnético  $\mathbf{B}$  perpendicular al campo  $\mathbf{E}$  y con la misma fuerza ya que la velocidad es  $v \approx c$  [12].

En la Figura 2.8 se muestra el campo eléctrico  $E(b)$  del núcleo en  $v = 0$ ,  $v \approx c$ , y el espectro de fotones  $n(\omega, b)$  del núcleo a  $v \approx c$  con  $\omega$  la frecuencia del fotón. Dado que el campo eléctrico relativista se hace más ancho a medida que aumenta  $b$ , hay menos fotones de alta energía en grandes  $b$ , es decir, lejos del núcleo.

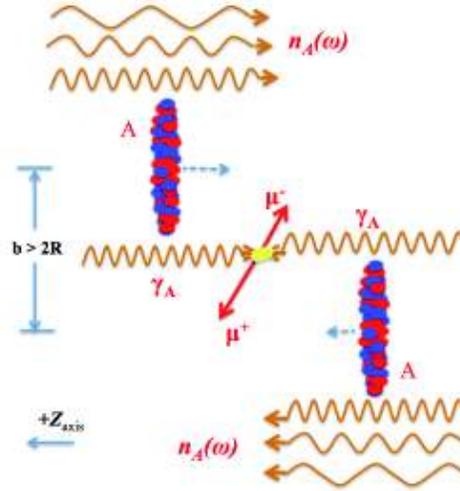
En colisiones ultraperiféricas de iones pesados, el flujo total de fotones se obtiene integrando sobre  $b > b_{min} = 2R$  el flujo dado por  $n(\omega, b)$ . Recordando que los fotones tiene energía  $E_\gamma = \hbar\omega$  con  $\hbar$  la constante de Planck reducida ( $\frac{h}{2\pi}$ ).

### 2.2.1.2. Interacciones Fotón-Fotón ( $\gamma\gamma$ )

Los procesos fotón-fotón ( $\gamma\gamma$ ) se han estudiado durante mucho tiempo en colisiones  $e^+e^-$ . Se consideran buena herramienta para muchos aspectos de la espectroscopia de mesones y las pruebas de QED.

En las colisiones de mayor energía, las reacciones como  $\gamma\gamma \rightarrow X$  pueden usarse para estudiar el contenido de quarks y la estructura de espín de las resonancias de mesones. El estado final  $X$  puede ser pares de leptones como  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$ , ... o estados mesónicos [12].

La Figura 2.9 muestra un esquema de una colisión  $\gamma\gamma$  ultraperiférica, donde interactúan un fotón de un ion con un fotón del otro ion. Sin embargo, los fotones solo interactúan con partículas que tengan carga eléctrica, entonces no deberían interactuar con sí mismos. Pero la QED permite que uno de los fotones decaiga un par de fermiones cargados (quark-antiquark o leptón-antileptón) y es uno de éstos el que interactúa con el otro fotón produciendo nuevas partículas. En este proceso, no se produce ninguna interacción hadrónica.



**Figura 2.9:** Colisión  $\gamma\gamma$  ultraperiférica donde uno de los fotones decae en un par de fermiones cargados y uno de éstos interactúa con el otro fotón produciendo dos muones.

En el caso de este estudio, las nuevas partículas resultantes de una interacción  $\gamma\gamma$  se consideran señal de background (ruido de fondo).

### 2.2.2. Fotoproducción de Mesones Vectoriales

Los Mesones Vectoriales son un subconjunto de mesones que tienen espín 1 [13]. Hay tres mesones vectoriales que se han estudiado recientemente en UPC: el  $\rho^0$ , la  $J/\psi$  y la  $\Upsilon$  ( $1S$ ). La  $\rho^0$  es una superposición antisimétrica de pares quark-antiquark  $u$  y  $d$ , la  $J/\psi$  consiste en  $c\bar{c}$  y la  $\Upsilon$  ( $1S$ ) consiste en  $b\bar{b}$ .

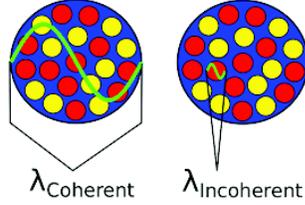
El Bjorken- $x$  de un mesón vectorial en UPC se establece mediante la masa  $M_V$ , la rapididad  $y$  y la energía en el centro de masa de la colisión  $\sqrt{s}$ , esto es:

$$x = \frac{M_V}{\sqrt{s}} e^{\pm y} \quad (2.16)$$

La fotoproducción de mesones vectoriales se puede clasificar en dos categorías, procesos Coherentes y procesos Incoherentes.

## 2. FÍSICA DE PARTÍCULAS

---

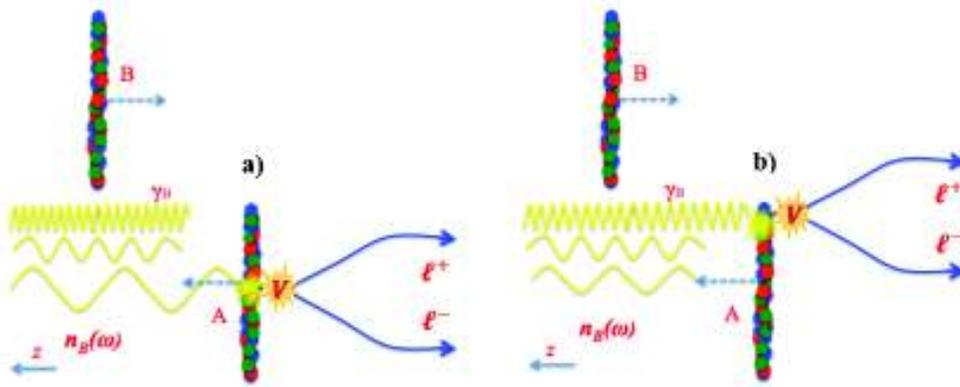


**Figura 2.10:** Fotoproducción de mesones vectoriales. Izquierda: el fotón interactúa con el núcleo completo. Derecha: el fotón interactúa con un solo nucleón.

### 2.2.2.1. Procesos Coherentes

En los procesos coherentes (ver Figuras 2.10 y 2.11 a)), las longitudes de onda de los fotones impactantes tienen el mismo orden de magnitud que el radio de los iones ( $\lambda_\gamma \sim R$ ), es decir, el fotón se acopla coherentemente con todo el campo electromagnético del ion objetivo.

En la mayoría de los casos no ocurre ruptura nuclear y el mesón vectorial fotoproducido tiene un pico de distribución de momento transversal en valores muy bajos,  $p_T \sim \frac{1}{R} = 60 \frac{\text{MeV}}{c}$ , lo que implica una topología de eventos bien definida en el plano transversal [11].

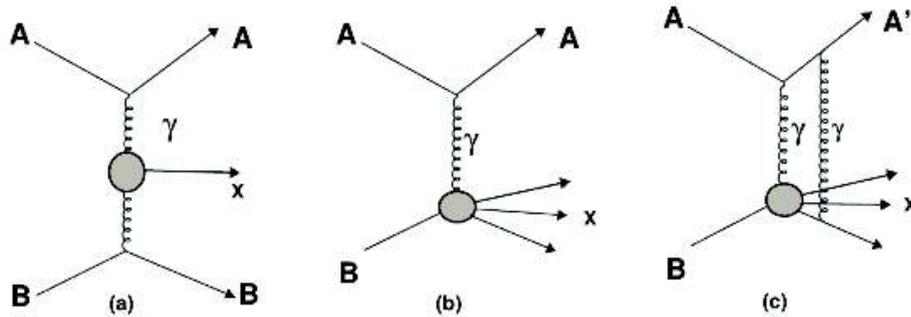


**Figura 2.11:** Fotoproducción a) Coherente e b) Incoherente de mesones vectoriales en UPC de iones pesados. Se observa el decaimiento del mesón vectorial a leptones.

### 2.2.2.2. Procesos Incoherentes

En los procesos incoherentes (ver Figuras 2.10 y 2.11 b)), el fotón impactante se dispersa en un solo nucleón, ya que sus longitudes de onda tienen el mismo orden de magnitud que el radio del nucleón,  $\lambda_\gamma \sim r$ .

En la mayoría de los casos, el núcleo objetivo se rompe y el momento transverso  $p_T$  promedio del mesón vectorial es alrededor de  $p_T \sim 500 \frac{\text{MeV}}{c}$  [11].



**Figura 2.12:** Vista esquemática de a) una interacción fotón-fotón ( $\gamma\gamma$ ) donde uno de los fotones de un ion decae en un par de fermiones cargados y uno de éstos interactúa con el fotón del otro ion, b) una reacción fotonuclear (Coherente) en la que un fotón emitido por un ion interactúa con el otro núcleo, c) una reacción fotonuclear (Incoherente) con ruptura nuclear debido a que el fotón impactante se dispersa en un solo nucleón.

## 2.3. Mesón Upsilon $\Upsilon$

El mesón Upsilon ( $\Upsilon$ ) es una partícula que se clasifica como un estado de quarkonio ya que está formada por un estado ligado de quark-antiquark  $q\bar{q}$  pesados. Específicamente se constituye del quark bottom ( $b$ ) y su respectiva antipartícula el antibottom ( $\bar{b}$ ) y al ser un estado de quarkonio (mesón sin sabor), se trata de bottomonio que son estados ligados de  $b\bar{b}$  [6].

### 2.3.1. Aspectos Históricos

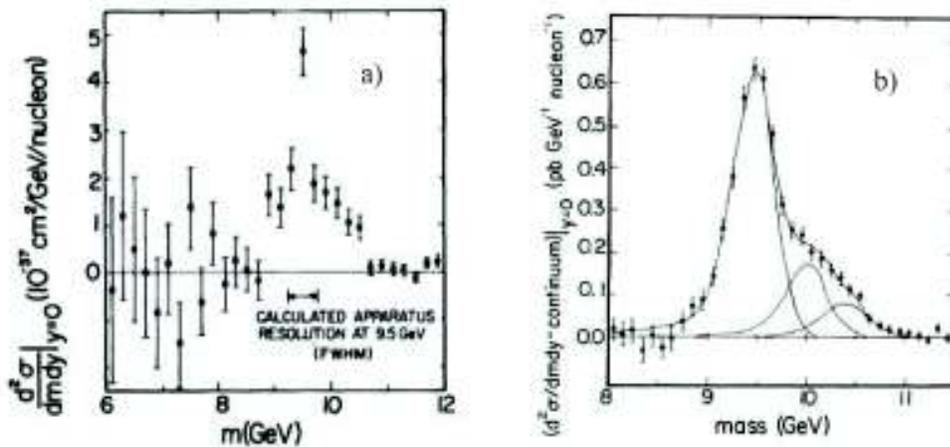
Con la introducción de aceleradores de partículas para el estudio de la Física, la década de los 50's presenta una explosión sin precedentes de nuevas partículas y sus descubrimientos. Fue aquí donde inician las bases de lo que hoy conocemos como Modelo Estándar y también un punto de partida para las nuevas teorías que explican el zoo de partículas y que son capaces de hacer predicciones.

En la década de los 60's se propone por primera vez la idea de un modelo de quarks. En un inicio se predijo la existencia de tres quarks ( $u, d, s$ ) y sus antipartículas. A la par, se proponían mecanismos para tratar de darle una explicación a la masa en las teorías de gauge y casi a finales de la década se llegaría a una unificación con la Teoría Electrodébil donde el requisito se trataba de un bosón neutro pesado ( $Z$ ).

A inicios de la década de los 70's se crea el mecanismo de GIM (Glashow – Iliopoulos – Maiani), el cual incluía un cuarto quark ( $c$ , charm) que permitía la existencia de corrientes neutras mediante el intercambio de un bosón  $Z$ . En 1973 se formula la teoría de la interacción fuerte, la Cromodinámica Cuántica (QCD) donde una propiedad importante era la libertad asintótica, pues era necesaria para explicar los resultados experimentales. En ese mismo año, se introduce un quinto quark ( $b$ , bottom) con el cual se explicaba la violación de la simetría CP.

Para 1974 se descubre de manera experimental el primer mesón formado por quark  $c$ . Los grupos del Centro de Acelerador Lineal de Stanford (SLAC) y el del Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL) obtienen la señal de la partícula que conocemos como  $J/\psi$  compuesta por quarks  $c\bar{c}$ . Dos años mas tarde, la colaboración SLAC y el Laboratorio Nacional Lawrence Berkeley (LBL) descubren el leptón tau  $\tau$  [14].

No fue hasta el verano de 1977 cuando una colaboración liderada por Leon Lederman en el experimento E288 en Fermilab descubren el mesón Upsilon  $\Upsilon$  interpretado como un estado ligado de  $b\bar{b}$ , este resultado fue confirmado años después en CERN y DESY. Se trató de la primer señal de bottomonio observada en colisiones de protones contra nucleones a unos 400 GeV en el laboratorio Fermilab. La señal de la  $\Upsilon$  consistía en un pico que destaca sobre un continuo de dimuones, en torno a un valor de la masa invariante de unos 9.5 GeV (ver Figura 2.13) [15].



**Figura 2.13:** a) Masa invariante de dimuones. Señal obtenida en colisiones de protones y nucleones a 400 GeV. b) Caso anterior pero con más eventos. Se presentan las tres gaussianas y se observa el tercer pico de bottomonio.

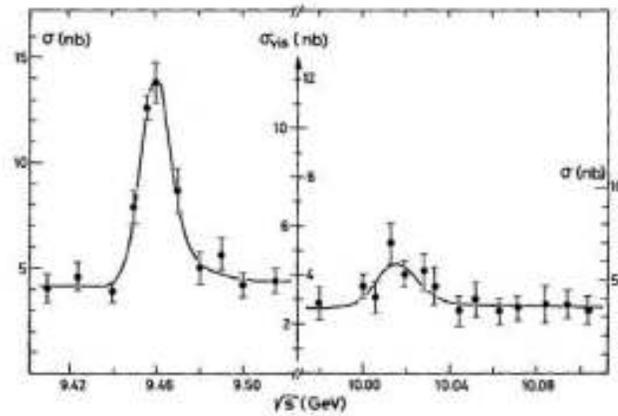
### 2.3.2. Detección

Lo que hace posible la detección de la  $\Upsilon$  es que sus estados decaen principalmente en hadrones, pero una pequeña fracción se desintegra en un par de leptones ( $\mu^+\mu^-$ ) lo que los hace observables. Se han descubierto tres niveles de  $\Upsilon$  por debajo del umbral  $B\bar{B}$ . Estos son  $\Upsilon(nS)$  con  $n = 1, 2, 3$ .

## 2. FÍSICA DE PARTÍCULAS

---

Retomando la señal de bottomonio o resonancia de  $\Upsilon$ , una diferencia a resaltar es que el pico observado se trata de una superposición de los tres estados de  $\Upsilon(nS)$  con  $n = 1, 2, 3$ , es decir,  $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$  tal como revelaron los datos del experimento, tras un acumulativo de datos. Observando la Figura 2.13 b) las gaussianas son obtenidas fijando los valores de las masas de las resonancias de  $1S$  y  $2S$  a los valores medidos en colisiones  $e^+e^-$  en el anillo de colisiones DORIS de DESY poco después del descubrimiento y pueden interpretarse como la resonancia del  $3S$  [16].



**Figura 2.14:** Señal de  $\Upsilon(1S)$  y  $\Upsilon(2S)$  observados en DORIS del experimento DESY con cristales de NaI.

Como muestra la Figura 2.14 los picos correspondientes a  $\Upsilon(1S)$  y  $\Upsilon(2S)$ , tienen valores de masas 9.46 GeV y 10.023 GeV respectivamente [17]. De la misma manera, para  $\Upsilon(3S)$  su masa observada es 10.355 GeV.

### 2.3.3. Propiedades de $\Upsilon(1S)$

Para este estudio, solo se considerará el estado de  $\Upsilon(1S)$ , el símbolo  $\Upsilon$  indica que esta formado por  $b\bar{b}$ . El  $1S$  viene de la espectroscopia atómica con el 1 que

significa que el par  $b\bar{b}$  está en el estado ligado de menor energía y la  $S$  significa que los  $b\bar{b}$  tienen un momento angular orbital  $L = 0$ .

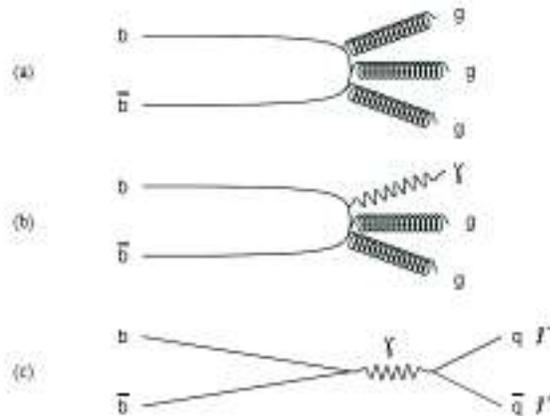
Las propiedades son:

- Composición de  $b\bar{b}$ .
- Es su propia antipartícula.
- Vida media de  $1.21 \times 10^{-20} s$ .
- Carga neutra.
- Masa de 9.460 GeV.
- Espín de 1.

Y sus principales modos de decaimiento son [18]:

- $\tau^+\tau^-$  ( $2.60 \pm 0.10$ ) %
- $ggg$  ( $81.7 \pm 0.70$ ) %
- $e^+e^-$  ( $2.48 \pm 0.07$ ) %
- $\gamma gg$  ( $2.21 \pm 0.22$ ) %
- $\mu^+\mu^-$  ( $2.48 \pm 0.05$ ) %
- Resto: hadrones y radiativas.

En la Figura 2.15 se muestran los tres posibles decaimientos diferentes de orden más bajo para  $\Upsilon(1S)$  [19].



**Figura 2.15:** Decaimientos de orden más bajo de  $\Upsilon(1S)$ . a) Decaimiento en tres gluones. b) Decaimiento radiativo. c) Decaimiento electromagnético.



## Detectores Experimentales

---

Para ver objetos necesitamos luz cuya longitud de onda sea similar al tamaño del objeto que deseamos observar. Es por ello, que en Física de Partículas cuando se quiere “ver” muy pequeño es necesario longitudes de onda pequeñas o frecuencias grandes, es decir, altas energías. Dados los avances en el área, se ha logrado la creación de grandes laboratorios experimentales donde se estudian regímenes de energía nunca antes explorados y donde constantemente se genera información experimental para afirmar o descartar las teorías propuestas.

Particularmente, la Física Experimental de Altas Energías o Física de Partículas Experimental utiliza para su estudio diferentes detectores de partículas que son dispositivos usados para rastrear e identificar partículas de alta energía, como pueden ser las producidas por desintegración radioactiva, la radiación cósmica o las provenientes de una colisión en un acelerador de partículas.

Dada la importancia de estos detectores y la física que se puede estudiar después de una colisión, es conveniente conocer las configuraciones experimentales que se implementan para producir y registrar los datos de las colisiones. También, conocer las variables y tanto la geometría como el funcionamiento de los detectores involucrados. Sobra decir, que se utilizan métodos de detección y de análisis computacional muy sofisticados.

## 3.1. El Gran Colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de Hadrones o más conocido como LHC por sus siglas en inglés (Large Hadron Collider) es el acelerador de partículas más grande y poderoso del mundo. Se encuentra en CERN (Organización Europea para la Investigación Nuclear) para estudiar de manera experimental la Física de Partículas del Modelo Estándar y teorías más allá. Lo hace mediante la aceleración y colisión de haces de núcleos atómicos a muy altas energías.

Está instalado en un túnel que anteriormente era ocupado por el LEP (Large Electron-Positron Collider) de 26.7 kilómetros de circunferencia y a una profundidad de entre 45 y 170 metros bajo tierra debajo de la frontera entre Francia y Suiza, cerca de Ginebra.

La aprobación del proyecto LHC fue otorgada por el Consejo del CERN en diciembre de 1994 [20]. En ese momento, el plan era construirlo en dos etapas iniciando con una energía en el centro de masa  $\sqrt{s} = 10$  TeV, para luego ser actualizado a 14 TeV. Sin embargo, estados no miembros a CERN aportaron sustanciales contribuciones al proyecto, y en diciembre de 1996 el Consejo aprobó su construcción a  $\sqrt{s} = 14$  TeV en una sola etapa.

El 10 de septiembre de 2008, el primer haz de protones circuló por todo el anillo. Desafortunadamente, un par de días después ocurrió una falla eléctrica que ocasionó daños en los imanes. Este incidente retrasó las operaciones del LHC durante más de un año. Sin embargo, el 20 de noviembre de 2009, de nuevo circularon haces de protones y tres días después se produjeron las primeras colisiones a  $\sqrt{s} = 900$  GeV [21].

Posteriormente a estas fechas, se han realizado corridas: Run I en los periodos entre 2009-2013, un periodo de actualización entre 2013-2015 y Run II entre

los periodos 2015-2018; desde 2018 a la fecha se encuentra en actualización y preparación para la Run III para 2022, fechas retrasadas por la actual pandemia. Cabe resaltar que, desde la puesta en marcha el LHC ha realizado experimentos con una energía y luminosidad cada vez mayores en haces  $p$ ,  $Pb$  y  $Xe$ .

### 3.1.1. Dispositivos de Aceleración

El LHC es un acelerador de tipo sincrotrón que colisiona dos haces que viajan en sentido contrario en cuatro puntos de interacción a lo largo de su circunferencia.

Se basa en imanes superconductores de Nb-Ti (Niobio-Titanio) refrigerados por helio superfluido a temperaturas inferiores a 2 K. Al lograr una energía de haz de 7 TeV, los imanes producirían una intensidad de campo magnético que permite alcanzar los 8.3 T. Se utilizan cuatro sistemas de radiofrecuencia para capturar, acelerar y almacenar los haces inyectados.

Otra de las características del LHC es la luminosidad  $\mathcal{L}$  que depende de los parámetros del haz y se expresa como [21]:

$$\mathcal{L} = \frac{fnN^2}{A} \quad (3.1)$$

con  $f$  la frecuencia de revolución,  $n$  el número de paquetes por haz,  $N$  el número de partículas por paquete y  $A$  el área de la sección transversal de los haces. Ahora bien, el número de eventos por segundo generados en las colisiones del LHC está dado por [20]:

$$N_{event} = \mathcal{L}\sigma_{event} \quad (3.2)$$

donde  $\sigma_{event}$  es la sección eficaz del evento en estudio.

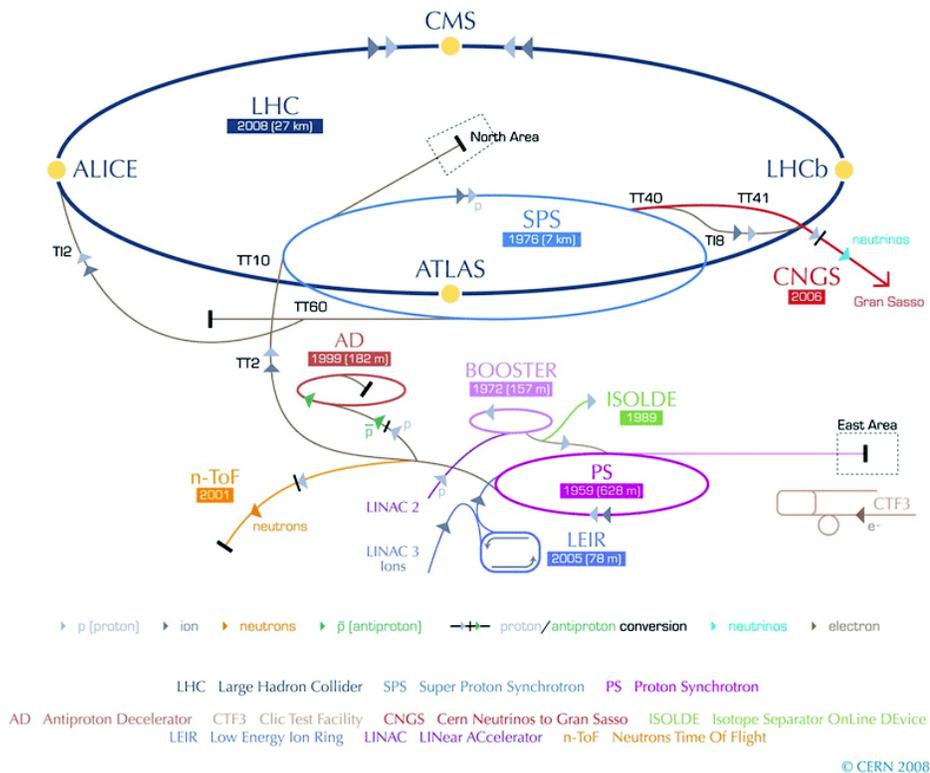
A la fecha, se ha registrado que el LHC tiene la capacidad de acelerar con energías máximas de  $\sqrt{s} = 14$  TeV en el caso de protones ( $p$ ) y  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$

### 3. DETECTORES EXPERIMENTALES

TeV para iones de plomo ( $Pb$ ) y luminosidades de  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  y  $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  respectivamente [21].

El túnel del LHC está conectado con el resto del complejo de aceleradores del CERN mediante dos túneles de transferencia (denominados TI2 y TI8) de aproximadamente 2.5 kilómetros de longitud.

En la Figura 3.1 se presenta una imagen simplificada del LHC y su cadena de inyectores. Los aceleradores lineales (LINAC) están presentes al comienzo de la cadena de inyección: LINAC2 se utiliza como acelerador de protones y LINAC3 como acelerador de iones [22].



**Figura 3.1:** Cadena de inyección y aceleración del CERN para experimentos del LHC.

El haz de protones producidos por ionización de hidrógeno llega al LINAC2 que los acelera a 50 MeV y los ingresa al Sincrotrón de Protones (BOOSTER), este los acelera aún más a 1.4 GeV y agrega el haz a otro Sincrotrón de Protones (PS) donde los protones se aceleran alcanzando una energía de 25 GeV antes de la eyección hacia el Super Sincrotrón de Protones (SPS). El SPS acelera el haz de protones hasta 450 GeV y finalmente es inyectado el haz al LHC.

En el caso del haz de iones de plomo producido ( $Pb^{27+}$ ) que llega al LINAC3, este los acelera a 4.2 MeV/n y los iones  $Pb^{27+}$  son eliminados por una lámina de carbono para convertirse en  $Pb^{54+}$ , luego entran al Anillo de Iones de Baja Energía (LEIR) que les proporciona una energía de salida de 72.2 MeV/n. De manera similar al caso de protones, el haz entra al PS donde mediante una hoja de aluminio pasan a ser  $Pb^{82+}$  con energía de 5.9 GeV/n y se introduce el haz al SPS que los acelera hasta 177 GeV/n para finalmente ser inyectados al LHC.

### 3.1.2. Experimentos del LHC

La Figura 3.1 indica las ubicaciones de cuatro experimentos principales en la ruta del LHC (puntos amarillos). Estos están situados en puntos estratégicos de interacción donde se produce el cruce del haz y tienen su propio propósito, además de tener su propia colaboración.

- **ATLAS** (A Toroidal LHC ApparatuS)[23]: El objetivo principal es estudiar el mecanismo de Higgs y buscar la física más allá del Modelo Estándar, aunque la colaboración también trabaja en física de iones pesados.
- **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment)[24]: Es un detector que tiene como objetivo un estudio preciso de QCD en condiciones extremas (Plasma de Quarks y Gluones), especialmente a través de física de iones pesados.

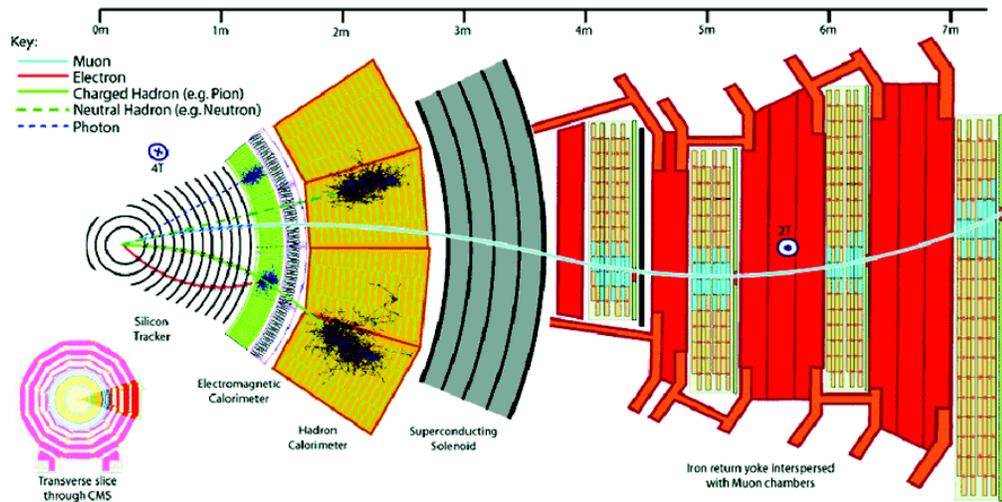
- **CMS** (Compact Muon Solenoid)[25]: Es un detector multipropósito, con primer objetivo la medición precisa de las propiedades del bosón de Higgs y los acoplamientos con otras partículas, así como una búsqueda de la física más allá del Modelo Estándar y física de iones pesados.
- **LHCb** (Large Hadron Collider beauty)[26]: Se dedica principalmente a medir procesos físicos raros que involucran quarks  $b$ , violación de CP y la búsqueda de física más allá del modelo Estándar en el sector del sabor, así como física de iones pesados.

## 3.2. Experimento CMS

El Experimento CMS (Compact Muon Solenoid) es un detector multipropósito del LHC, se encuentra ubicado en una caverna de aproximadamente 100 metros de profundidad en Cessy, Francia. El detector pesa aproximadamente 14,000 toneladas, tiene 15 metros de diámetro y 21 metros de largo. La característica central es un imán de solenoide superconductor que opera a 3.8 T junto con un yugo de hierro para el retorno del flujo magnético [22].

La propuesta fue presentada en 1990 [27], la lógica detrás del diseño del detector se rige por la necesidad de medir el momento de los muones con gran precisión. Por tanto, es necesario un gran campo magnético. El imán tiene 13 metros de largo, su diámetro interior es de 6 metros y está rodeado por un complejo yugo de retorno de más de 1.5 metros de espesor de hierro en total, con detectores de muones incrustados.

Como se observa en la Figura 3.2 el volumen del solenoide contiene un rastreador (Tracker) de píxeles y tiras de silicio, un calorímetro electromagnético (ECAL, Electromagnetic Calorimeter) de cristal de tungstato de plomo y un ca-



**Figura 3.2:** Detector CMS: vista de sección transversal radial. Se muestra la trayectoria a seguir según el tipo de partícula.

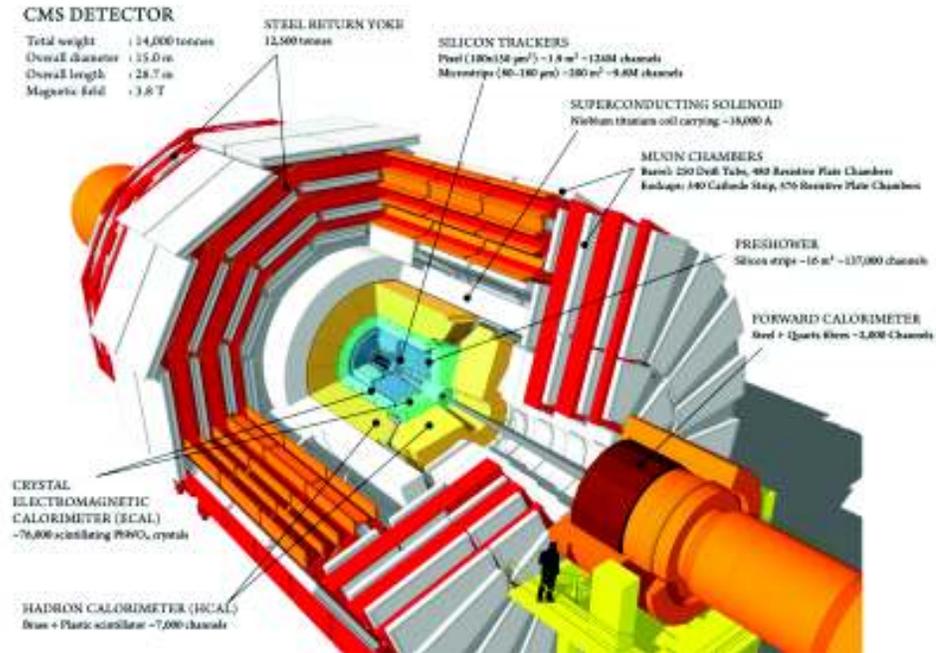
lorímetro de hadrónico (HCAL, Hadron Calorimeter) de latón y centelleador, cada uno compuesto por un cilindro y dos secciones de tapas. Rodeando al volumen se encuentra la capa de Cámaras de Muones.

Con las especificaciones anteriores, CMS es capaz de detectar principalmente partículas procedentes de colisiones de  $pp$ , sin embargo, funciona en colisiones de iones pesados, así como para detectar muones de rayos cósmicos. Cabe resaltar que esto se realiza mediante la traza que deja la partícula en el detector, posteriormente, se reconstruye la colisión con el registro de sus observables y se identifican las partículas producidas o bien los productos en que decayeron, en el entendido que toda partícula detectada debe ser estable y ligera.

### 3.2.1. Diseño

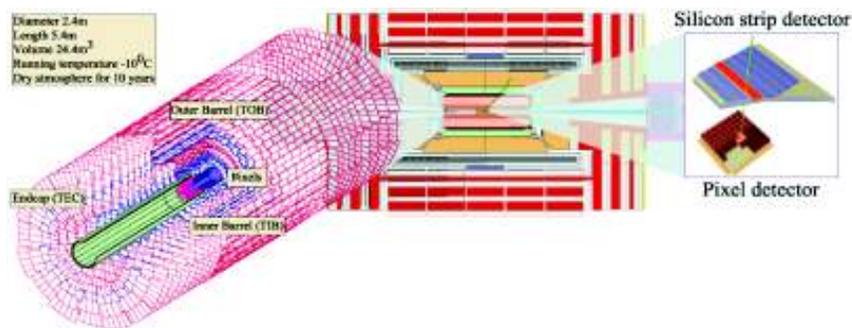
CMS consta de un detector cilíndrico formado por distintas capas las cuales cumplen ciertas funciones para las que están integradas (ver Figura 3.3).

### 3. DETECTORES EXPERIMENTALES



**Figura 3.3:** Vista en perspectiva del Detector CMS donde se muestran las distintas capas que lo componen.

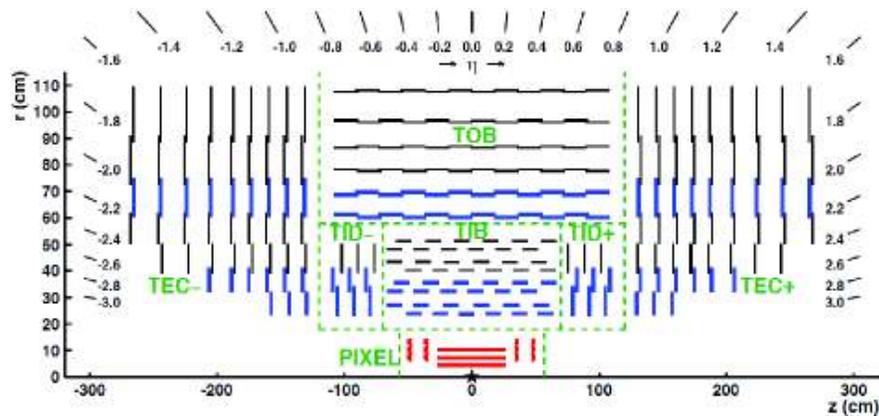
#### 3.2.1.1. Tracker



**Figura 3.4:** Diseño general del Tracker de CMS.

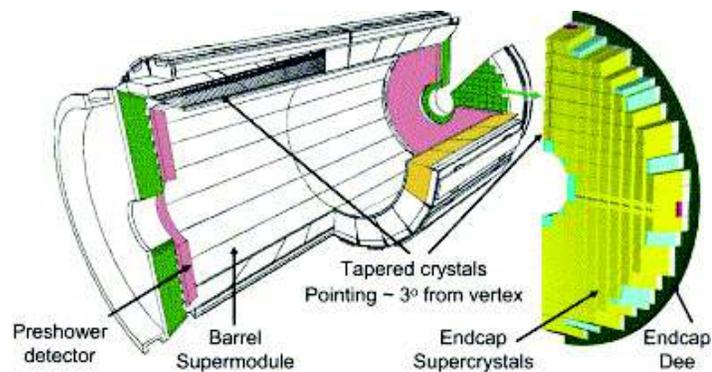
Una manera de calcular el momento de una partícula para reconstruir su traza es seguir su trayectoria a través de un campo magnético, así mientras más curvo

sea el camino, menos momento tendrá la partícula. El rastreador (tracker) de CMS está hecho completamente de silicio. A medida que las partículas viajan a través del rastreador, los píxeles y las tiras producen pequeñas señales eléctricas que se amplifican y detectan.



**Figura 3.5:** Vista esquemática del Tracker de CMS.

### 3.2.1.2. Calorímetro Electromagnético (ECAL)



**Figura 3.6:** Diseño general del ECAL de CMS.

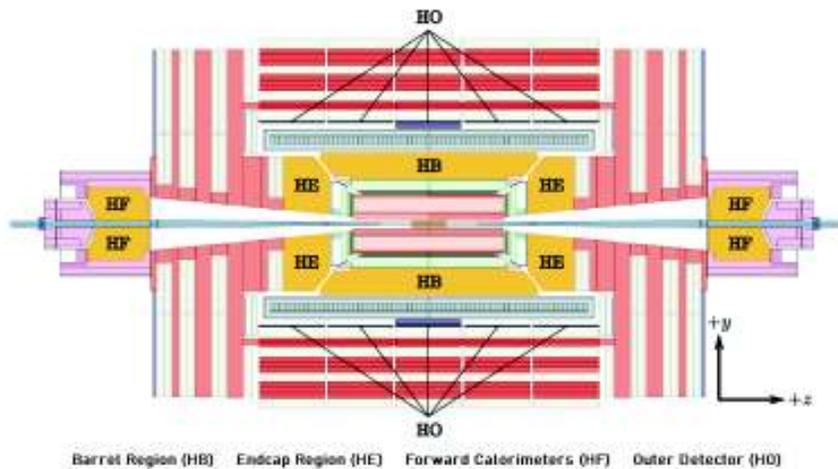
El Calorímetro Electromagnético (ECAL) está diseñado para medir con alta precisión las energías de electrones y fotones. El ECAL está construido a partir de

### 3. DETECTORES EXPERIMENTALES

---

crisales de tungstato de plomo, un material transparente que centellea cuando la partícula lo atraviesa. De esta manera, producirá luz en proporción a la energía de la partícula. Están colocados en una fibra de carbono para mantenerlos ópticamente aislados y respaldados por fotodiodos de silicio para su lectura.

#### 3.2.1.3. Calorímetro Hadrónico (HCAL)

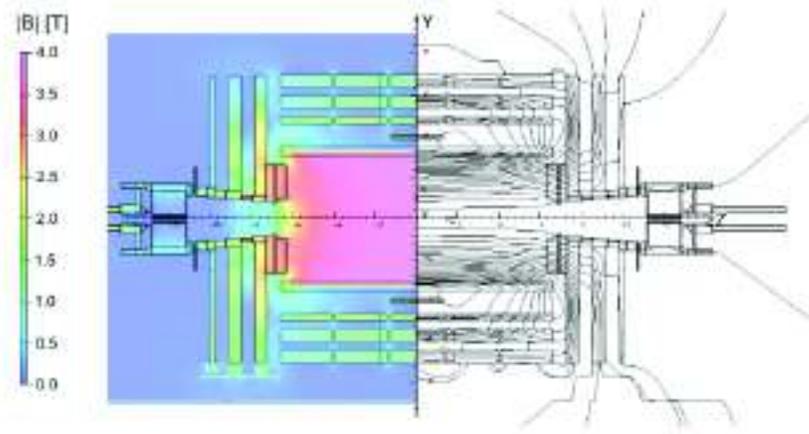


**Figura 3.7:** Diseño general del HCAL de CMS.

El Calorímetro Hadrónico (HCAL) mide la energía de los hadrones. Además, proporciona una medición indirecta de la presencia de partículas sin carga eléctrica que no interactúan con el ECAL. El HCAL consta de capas de material como latón o acero intercaladas con centelleadores de plástico, que registran información mediante fotodiodos híbridos. La Figura 3.7 muestra en una proyección  $yz$  los componentes específicos del HCAL.

#### 3.2.1.4. Solenoide Superconductor

El Solenoide Superconductor es el imán de CMS, se trata del dispositivo central alrededor del cual se construye el experimento con bobinas superconductoras



**Figura 3.8:** Intensidad de campo magnético (izquierda) y líneas de campo (derecha) en el solenoide de CMS. Solo se muestra material insensible.

de Nb-Ti produciendo un campo magnético de 4 T. Esto permite determinar el momento de las partículas a partir de la traza curva que siguen en el campo magnético. Sus dimensiones son 13 metros de largo y 6 metros de diámetro.

### 3.2.1.5. Cámaras de Muones

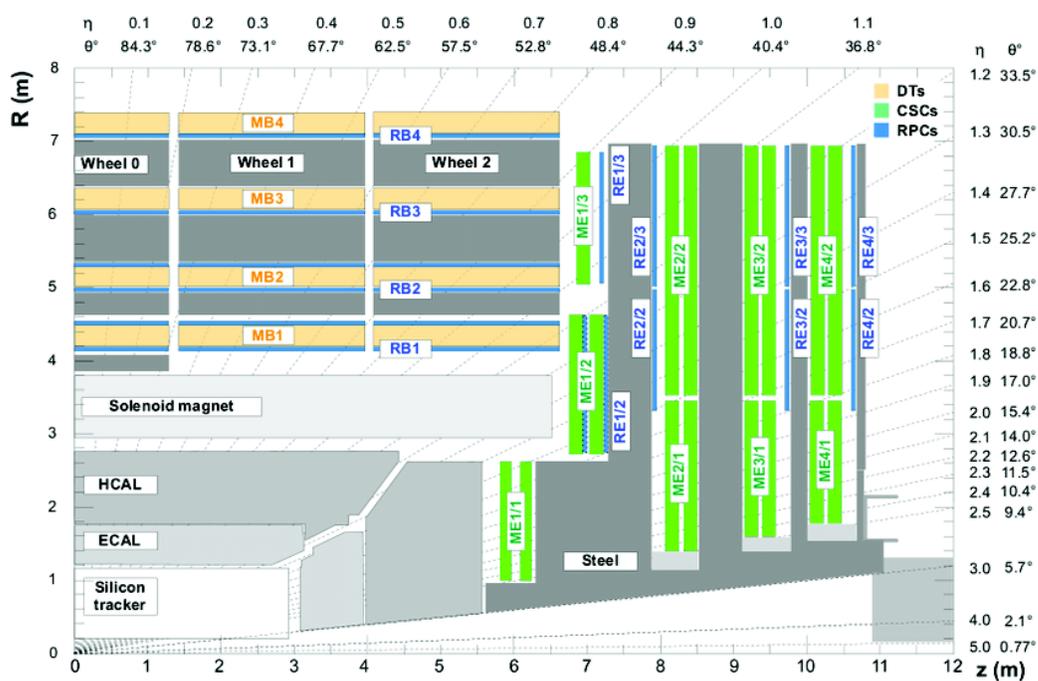
Los muones pueden penetrar varios metros de hierro sin interactuar, a diferencia de la mayoría de las partículas, ninguno de los calorímetros de CMS los frenan (ver Figura 3.2). Es por ello, que las cámaras para detectar muones se colocan en el mismo borde del yugo de retorno, donde son las únicas partículas que probablemente registren una señal y que es justo a donde se dirigen las trayectorias de la líneas de campo (ver Figura 3.8).

Para identificar los muones y medir sus momentos, CMS utiliza tres tipos de detectores: Tubos de Deriva (DT), Cámaras de Tiras Catódicas (CSC) y Cámaras de Placas Resistivas (RPC). Los DT se utilizan para mediciones precisas de la trayectoria en la región del cañón central, mientras que los CSC se utilizan en las

### 3. DETECTORES EXPERIMENTALES

tapas de los extremos. Los RPC proporcionan una señal rápida cuando un muón pasa a través del detector de muones y se instalan tanto en el barril como en las tapas de los extremos.

En la Figura 3.9 se muestra la ubicación de los detectores de muones anteriormente mencionados.



**Figura 3.9:** Detector CMS: vista de sección transversal radial. Se muestran las diferentes capas de detectores que lo componen, resaltando la ubicación de los detectores de muones.

### 3.3. Variables Cinemáticas

En Física de Partículas, las partículas se tratan de forma relativista, es decir,  $E \approx pc \gg mc^2$  y por tanto, la teoría de la relatividad especial es una herramienta matemática para describir la cinemática de partículas.

Para presentar los resultados experimentales de manera significativa, es importante describirlos en términos de cantidades invariantes de Lorentz.

Las transformaciones de Lorentz de un sistema de coordenadas  $K$  a un sistema de coordenadas  $K'$ , donde  $K'$  se mueve con relación a  $K$  con una velocidad  $v$  a lo largo del eje  $z$  son:

$$\begin{aligned}x &= x' \\y &= y' \\z &= \gamma(z' + vt) \\ct &= \gamma(ct' + \beta x')\end{aligned}\tag{3.3}$$

donde  $\beta = \frac{v}{c}$  y  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  es conocido como el factor de Lorentz.

La invariancia de Lorentz implica que una medición física no debe depender de la velocidad u orientación del marco de referencia del laboratorio.

### 3.3.1. Masa Invariante

La masa invariante es una cantidad importante para el estudio e identificación de partículas. Se caracteriza por la energía total y el momento de una o muchas partículas.

Recordando que en coordenadas cartesianas en el espacio tridimensional un vector  $\mathbf{r}$  tendrá como magnitud:

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2\tag{3.4}$$

En el espacio de Minkowski (cuatridimensional), se define el intervalo de espacio-tiempo como:

$$\Delta s^2 = (c\Delta t)^2 - [(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2]\tag{3.5}$$

### 3. DETECTORES EXPERIMENTALES

---

donde  $\Delta s$  es un cuadrivector invariante ante transformaciones de Lorentz, además, todo lo que se transforme como  $\Delta s$  también será un cuadrivector. Partiendo de la expresión para la energía y momento [28]:

$$E^2 = (mc^2)^2 + (\mathbf{p}c)^2 = (mc^2)^2 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2 \quad (3.6)$$

despejando para la masa, entonces:

$$(mc^2)^2 = E^2 - (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2 \quad (3.7)$$

comparando las expresiones (3.7) y (3.5), y dado que la expresión (3.7) coincide con el módulo del cuadrivector de energía - momento, por tanto su escalar (energía en reposo  $mc^2$ ) será invariante para todos los sistemas de referencia inerciales. En unidades naturales ( $c = 1$ ), obtenemos que la cantidad  $m$  es la masa invariante.

#### 3.3.2. Energía en el Centro de Masa $\sqrt{s}$

Para procesos de colisión  $2 \rightarrow 2$  donde la partícula 1 colisiona con la partícula 2 y producen las partículas 3 y 4, existen 3 variables Mandelstam invariantes de Lorentz [7]. Son:

$$\begin{aligned} s &= -c^2(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 + (E_1 + E_2)^2 \\ t &= -c^2(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_3)^2 + (E_1 - E_3)^2 \\ u &= -c^2(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_4)^2 + (E_1 - E_4)^2 \end{aligned} \quad (3.8)$$

y se relacionan por la expresión:

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 \quad (3.9)$$

en el centro de masa del sistema de colisión ( $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$ ),  $s$  se puede definir como:

$$s = (E_1 + E_2)^2 \quad (3.10)$$

así  $\sqrt{s}$  pasa a ser la energía en el centro de masa de la colisión de dos partículas.

### 3.3.3. Momento Transverso $p_T$

El momento transverso  $p_T$  de una partícula, es la componente del momento perpendicular al eje de la haz. Ahora bien, la posición de una partícula en forma de cuadrivector es:

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, x, y, z) \quad (3.11)$$

a menudo se utiliza una variable transversa  $x_T = \sqrt{x^2 + y^2}$  y tomando  $c = 1$ :

$$x^\mu = (t, x_T, z) \quad (3.12)$$

se define el cuadrimomento como:

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = \left( \frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right) = (E, p_T, z) \quad (3.13)$$

y el momento transverso queda:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.14)$$

Como  $p_x$  y  $p_y$  son invariantes bajo transformaciones de Lorentz a lo largo del eje  $z$ ,  $p_T$  también es invariante de Lorentz.

Otra cantidad de interés es la masa transversa  $m_T$  definida como:

$$(m_T c^2)^2 = p_T^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (3.15)$$

donde  $p_T$  es el momento transverso.

### 3.3.4. Rapidez $y$

Dado que la velocidad no es una invariante bajo transformaciones de Lorentz, es necesario tener una medida de la velocidad que si lo sea. La rapidez es una

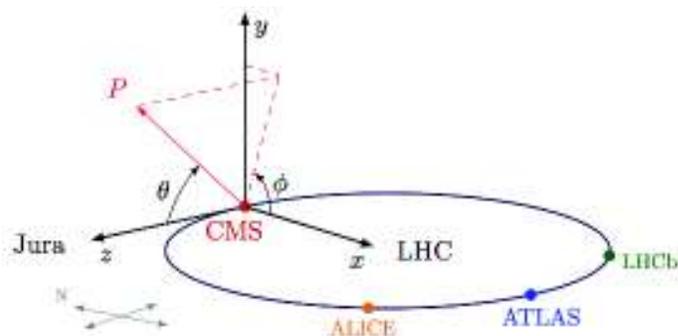
### 3. DETECTORES EXPERIMENTALES

---

medida logarítmica adimensional de dirección y velocidad. La rapidez en términos de  $E$  y  $p_z$  se escribe como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.16)$$

La rapidez es cero cuando una partícula está cerca de la transversal al eje del haz, pero tiende a  $\pm\infty$  cuando una partícula se mueve cerca del eje del haz en cualquier dirección. Está relacionada con el ángulo entre el plano  $xy$  y la dirección de emisión de un producto de la colisión [12].



**Figura 3.10:** Sistema de coordenadas en CMS.

Para una partícula con movimiento a lo largo del eje  $z$ , la rapidez en términos de la velocidad es:

$$y = \tanh^{-1} \left( \frac{v}{c} \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}} \right) \quad (3.17)$$

En sí la rapidez tampoco es una invariante de Lorentz, pero las diferencias de rapidez si lo son.

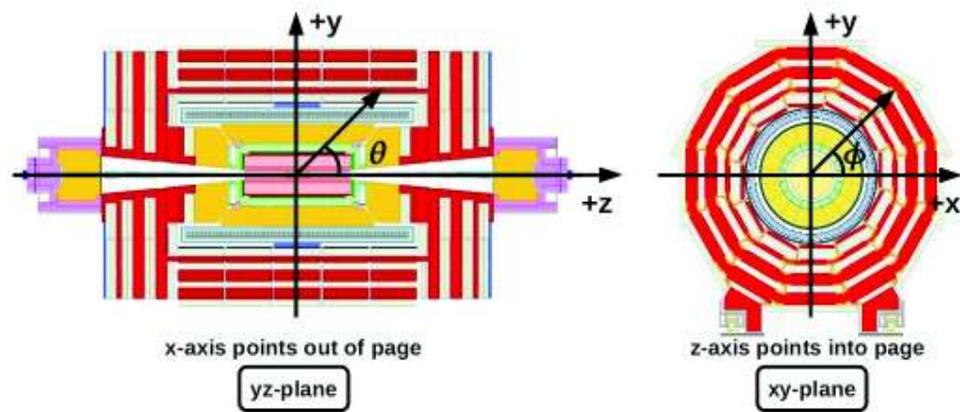
#### 3.3.5. Pseudorapidez $\eta$

Para partículas con  $pc \gg mc^2$  la rapidez se puede aproximar por la pseudorapidez  $\eta$ :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta} \right) = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (3.18)$$

donde  $\theta$  es el ángulo de dispersión de una partícula con respecto a la línea del haz. Se introduce  $\phi$  como el ángulo azimutal medido desde el eje  $x$  en el plano  $xy$ .

Dado que  $\eta$  depende únicamente del ángulo polar de la partícula, es más fácil de medirla experimentalmente contrario a la rapidez. De la expresión se observa que  $\eta = 0$  en  $\theta = 90^\circ$  y  $\eta = \infty$  en  $\theta = 0^\circ$  [12].



**Figura 3.11:** Sistema de coordenadas en CMS. Izquierda: plano  $yz$  y Derecha: plano  $xy$ .



## Análisis de Datos

---

La mayor parte de las partículas producidas en un acelerador de partículas tienen un periodo de vida muy corto, es decir, que decaen rápidamente en otras partículas ligeras ya conocidas. Una vez producida una colisión, las partículas ligeras son detectadas, esta detección se utiliza para deducir la existencia de las nuevas y más pesadas partículas producidas, esto es mediante una reconstrucción con los datos de la colisión.

Solo una pequeña fracción de las colisiones que ocurren en el punto de interacción contendrá procesos físicos de interés para cada análisis. Además, en cuanto a espacio de almacenamiento, se sabe que el LHC produce alrededor de 2,000 millones de colisiones  $pp$  por cada segundo en los distintos detectores. Considerando que cada evento en promedio produce 1 MB de información, se tendría aproximadamente 2 PB de datos por segundo, lo cual hace imposible mantener un registro de todos los eventos de las colisiones.

Por tal motivo, los detectores del LHC cuentan con un sistema de análisis de datos en tiempo real, o sistemas de trigger (disparo), diseñados para rechazar los eventos que no resultan interesantes desde el punto de vista físico. En el caso de CMS, el sistema está dividido en tres niveles: trigger de nivel 1 (L1) y 2 (L2), y trigger de alto nivel (HLT) que juntos reducen la cantidad de datos recopilados

## 4. ANÁLISIS DE DATOS

---

en un factor de  $10^6$  (en  $pp$  L2 = HLT), y por tanto, CMS origina alrededor de 1 GB por segundo de datos en colisiones  $pp$ .

Ahora bien, los datos por sí mismos no tienen valor, solo son cifras sin procesar, sin ninguna interpretación y ningún análisis. Sin embargo, de los datos procesados con diversas técnicas a fin de que adquieran sentido, se obtiene la información de la cual se deriva el conocimiento.

Entre los principales retos que se tienen en la física de partículas experimental, esta el de extraer de los datos señales “raras” que se encuentran mezcladas con otro tipo de señales que no son de interés, y se se les considera como background (ruido de fondo) que surgen de procesos físicos conocidos. Es por ello, que se realizan técnicas de análisis avanzadas con métodos estadísticos y software, que permiten analizar y comparar resultados con modelos, buscando conexiones o patrones y determinando sus consecuencias.

Se han descrito de manera general y resumida la forma en que los datos son detectados, filtrados y almacenados para su posterior análisis. Sin embargo, en el caso de este estudio, las muestras no son suficientes para una interpretación correcta de los procesos de la  $\Upsilon(1S)$ , por tanto, el uso de simulaciones de Monte Carlo (MC) es clave. Además, de cortes de selección como un proceso para filtrado de datos.

### 4.1. Conjuntos de Datos

Para este estudio se utilizan datos de colisiones ultraperiféricas (UPC) de  $PbPb$  a  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV del experimento CMS tomados en la Run II en 2015 con una luminosidad integrada de  $0.24 \text{ nb}^{-1}$ .

Por otro lado, dado que las simulaciones de Monte Carlo (MC) son clave para

el análisis en física de partículas, ya que permiten crear una correspondencia entre el proceso físico y las trazas de los detectores. En este estudio, se utilizan tres conjuntos de datos de MC previamente generados para UPC de  $PbPb$  para energías de  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV que permiten observar la producción Coherente, Incoherente e interacciones fotón-fotón ( $\gamma\gamma$ ).

#### 4.1.1. ROOT

ROOT es un framework (o entorno de trabajo) orientado a objetos desarrollado en el lenguaje de programación C++ para el análisis de datos a gran escala, provee métodos estadísticos, de visualización y librerías específicas para el análisis de datos en física de altas energías. Es decir, proporciona una gran selección de utilidades específicas en esta área, como histogramas, ajustes y gráficos [29].

Para este estudio, se accedió a ROOT mediante una máquina virtual con sistema operativo Ubuntu 20. Los conjuntos de datos utilizados están almacenados en archivos ROOT con terminación `.root` que se organizan en Trees (árboles). Los Trees se subdividen en Branches (ramas) y a su vez en Leafs (hojas) que son las que representan variables en los datos.

#### 4.1.2. Muones

Los muones a utilizar en este estudio se denominan muones globales y corresponden a la coincidencia de un muón de cámara independiente (standalone) con un muón identificado como rastreador (tracker).

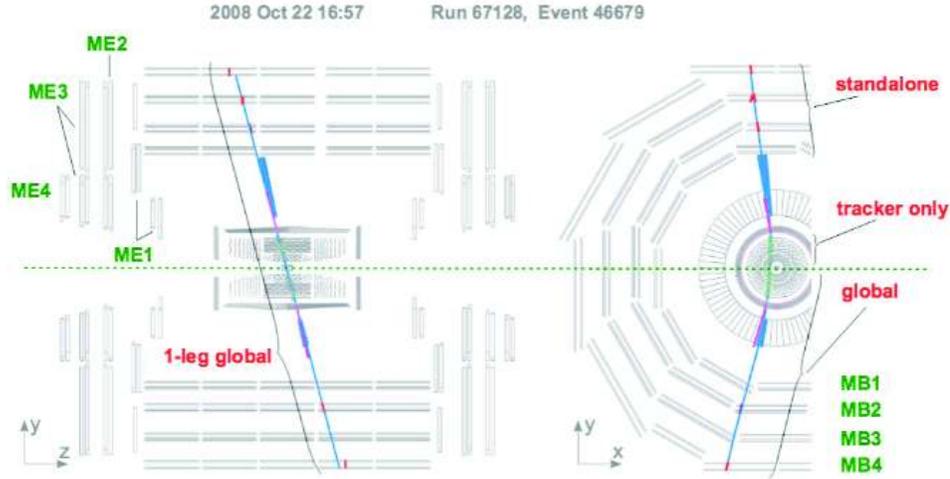
La reconstrucción inicia con la identificación de los impactos dejados por el muón en las capas de detección de las cámaras de muones, basándose únicamente en información local de las CSC, RPC y DT (muón standalone). Ahora bien, las trayectorias de los muones se pueden ampliar para incluir impactos en el tracker

## 4. ANÁLISIS DE DATOS

---

de silicio, siendo este paso la secuencia de reconstrucción de muones globales. A partir del muón standalone, la trayectoria se extrapola hacia las capas externas del tracker siendo el resultado una reconstrucción de la traza [22].

La Figura 4.1 muestra un evento de visualización de un muón cósmico que pasa a través de CMS, se observan el muón standalone, el muón tracker y el muón global. Este evento, comparado con los eventos de colisión, tiene la particularidad de no tener antecedentes y una trayectoria muy desplazada del haz [30].



**Figura 4.1:** Evento de un muón cósmico que cruza por CMS. Se indican las trayectorias standalone, tracker y global. Además, se observan los impactos en las capas de detectores.

### 4.1.3. Cortes de Selección

Se busca obtener la señal de la  $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$  en UPC de  $PbPb$  mediante la reconstrucción de muones globales. Por ello, es necesario la realización de cortes de selección que garanticen se trata de la señal correcta y que descarten cualquier otro tipo de información como puede ser el decaimiento a muones de partículas de larga vida, por ejemplo, piones o kaones.

La  $\Upsilon(1S)$  puede de ser detectada de manera directa o indirecta. En el caso de este estudio, directa es cuando decae a dos muones e indirecta cuando se produce a partir del decaimiento de sus estados más masivos  $\Upsilon(2S, 3S)$ . Dado que se está utilizando el decaimiento por medio de la interacción electromagnética, solo se tratará la detección directa.

Los cortes de selección a aplicarse para el caso de dimuones son:

- $Ntracks = 2$ : exactamente dos muones con un solo vértice;
- $Signo\ Opuesto$ : los dos muones deben tener carga opuesta;
- $|y| < 2.4$ : valores de rapidez entre  $-2.4 < y < 2.4$  (ver Figura 3.5).

Mientras que los cortes a aplicarse para los muones tanto positivos como negativos son:

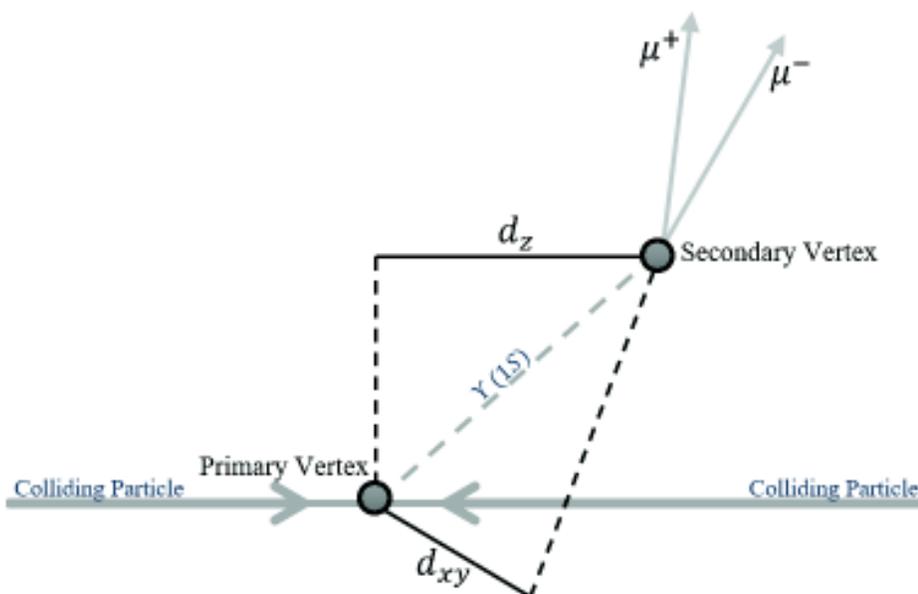
- $nTrkWMea > 5$ : señal en al menos 6 capas del tracker (ver Figura 3.5);
- $nPixWMea > 0$ : señal en al menos 1 pixel del tracker (ver Figura 3.5);
- $highPurity$ : señal de alta pureza, rechazando trazas mal construidas;
- $d_{xy} < 0.3$  cm: la distancia del muón al vértice primario en el plano transversal ( $xy$ ) debe ser menor a 0.3 cm (ver Figura 4.2);
- $d_z < 20$  cm: la distancia del muón al vértice primario en el plano longitudinal debe ser menor a 20 cm (ver Figura 4.2);
- $TMOneStaTight$ : la señal del rastreador coincide con al menos un segmento de muón en las coordenadas  $x$  e  $y$  ( $< 3\sigma$ ).

Finalmente, tanto para dimuones como muones (positivos o negativos) la selección de trigger para UPC es *HLT\_HIUPC\_SingleMu0\_NotMBHF2AND\_v1*.

## 4. ANÁLISIS DE DATOS

---

En la Figura 4.2 se muestra el vértice primario de una colisión, así como el decaimiento de partículas de corta vida (como la  $\Upsilon(1S)$ ) en otros productos antes de llegar al detector. Los vértices secundarios pueden reconstruirse utilizando la traza que dejan las partículas producto. Además, la Figura ilustra los parámetros de impacto transversal ( $d_{xy}$ ) y longitudinal ( $d_z$ ).



**Figura 4.2:** Parámetros de impacto de una partícula de corta vida.

Se mencionó anteriormente en las Secciones 4.1 y 4.1.1 la manera en que los datos se encuentran almacenados. Sin embargo, para poder realizar un análisis es necesario leerlos a través de un macro.

El macro para lectura es `ReadUpsilon.C`, en este macro, además de realizar la lectura del Tree, aplica los cortes de selección y guarda la información de  $p_T$ ,  $m$  y  $y$ ; finalmente el macro almacena la información de los histogramas en el archivo `Histos.root` y crea un nuevo Tree: `UpsNew.root` con sólo la información de las variables en cuestión.

## 4.2. Resultados

Para la lectura del archivo `Histos.root` se creó un macro `MuHistos.C`, con el que fue posible obtener las gráficas de los histogramas. Se obtuvieron las gráficas para dimuones reconstruidos, muones positivos y negativos reconstruidos tanto para las simulaciones de Monte Carlo como para los datos reales.

Para las gráficas de las simulaciones de Monte Carlo, en el caso de la gráfica izquierda la línea azul indica la distribución con ningún corte de selección, es decir, la señal tal cuál es obtenida del conjunto de datos. En cambio, la línea roja es la distribución después de aplicarse todos los cortes de selección (después de la selección de trigger). Ahora bien, la gráfica de la derecha muestra el efecto de los cortes en las distribuciones cinemáticas, es decir, es el cociente entre la línea roja y la azul.

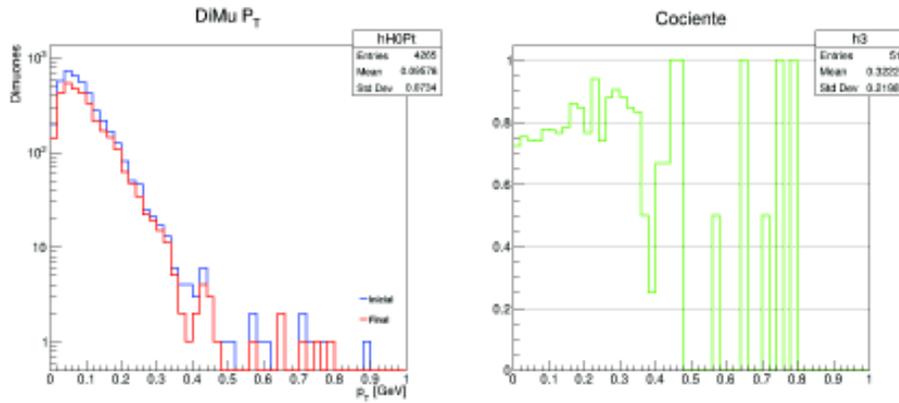
En el caso de las gráficas de los datos reales, dado que los cambios entre la distribución sin cortes y la de todos los cortes no era muy visible debido a las escalas, se muestra una evolución de la distribución a través de cada uno de los cortes. Así, la gráfica de la izquierda inicia a partir de la distribución inicial (línea azul) y el primero de los cortes (línea roja), mientras que la gráfica de la derecha sigue siendo el cociente entre línea roja y azul en todo momento. Luego, en la segunda gráfica de la izquierda la línea roja pasa a ser el primer corte mientras que la roja el segundo y así sucesivamente hasta presentarse la gráfica con la distribución sin cortes y con todos los cortes.

Finalmente, se creó un macro `mass_fit.c` en el entorno de RooFit que lee el histograma de masa invariante de dimuones obtenidos datos reales y realiza un ajuste gaussiano para la señal y polinomial para el background. Se muestra el ajuste de la  $\Upsilon(1S)$  y la extensión para la señal de los estados más masivos.

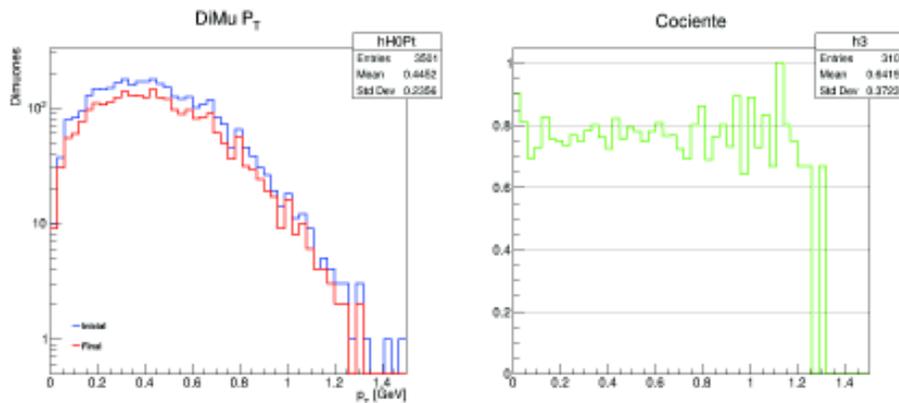
## 4. ANÁLISIS DE DATOS

### 4.2.1. MC Coherente y MC Incoherente

#### 4.2.1.1. Dimuones



**Figura 4.3:** Señal inicial y final del espectro de  $p_T$  obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

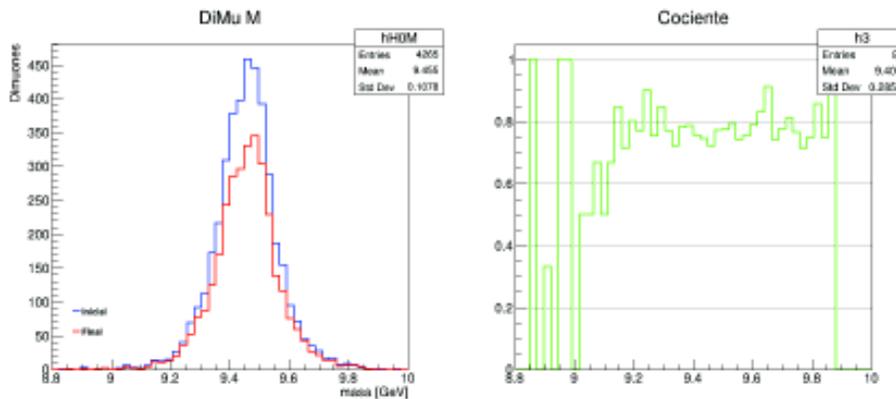


**Figura 4.4:** Señal inicial y final del espectro de  $p_T$  obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

Se observa para el  $p_T$  de dimuones que el pico de la distribución no se encuentra en el mismo valor, esto es una clara diferencia entre los procesos Coherentes e

Incoherentes como se menciona en las Secciones 2.2.2.1 y 2.2.2.2. Los procesos Incoherentes tienen un  $p_T$  en valores más altos que los Coherentes y se debe a que, en los procesos Incoherentes en la mayoría de los casos el fotón se acopla con todo nucleón objetivo y lo rompe, de tal manera que al romperse el núcleo se obtiene un  $p_T$  extra en las partículas producidas (ver Figura 4.4).

De las gráficas de los cocientes, los cuales indican cuánta pérdida hay en la señal debido a los cortes, en el caso de  $p_T$  para ambos procesos se observa que es constante. Existe una pérdida de aproximadamente un 20 % para valores de  $p_T$  bajos entre la señal sin cortes (inicial) y con todos los cortes (final).

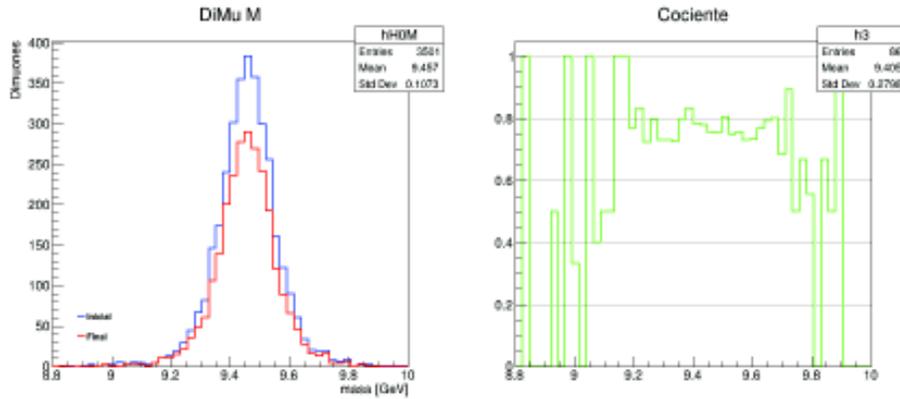


**Figura 4.5:** Señal inicial y final del espectro de  $m$  obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

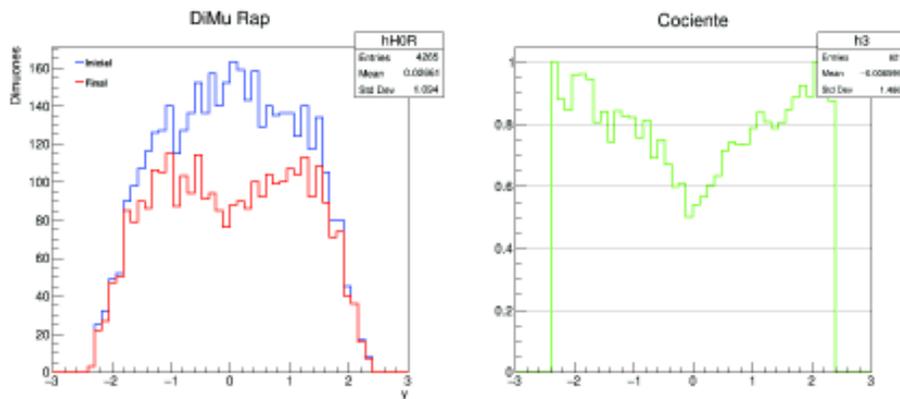
Para la distribución de masa invariante, se observa que para ambos procesos el pico de la distribución se encuentra en los valores donde se conoce se encuentra la partícula. Esto es de esperarse, ya que las simulaciones de Monte Carlo son generadas permitiendo esa correspondencia.

Por otro lado, en los cocientes se observa en su mayoría un cambio constante en la señal, con una pérdida de señal igual que en el caso de  $p_T$ , de un 20 % aproximadamente.

## 4. ANÁLISIS DE DATOS



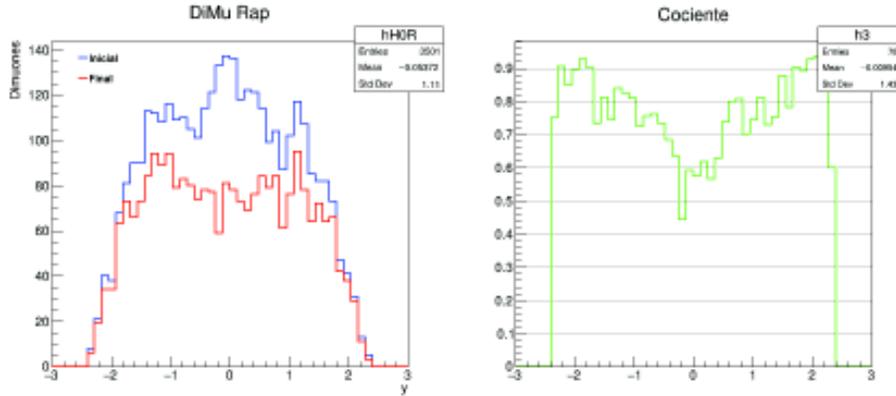
**Figura 4.6:** Señal inicial y final del espectro de  $m$  obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.



**Figura 4.7:** Señal inicial y final de  $y$  obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

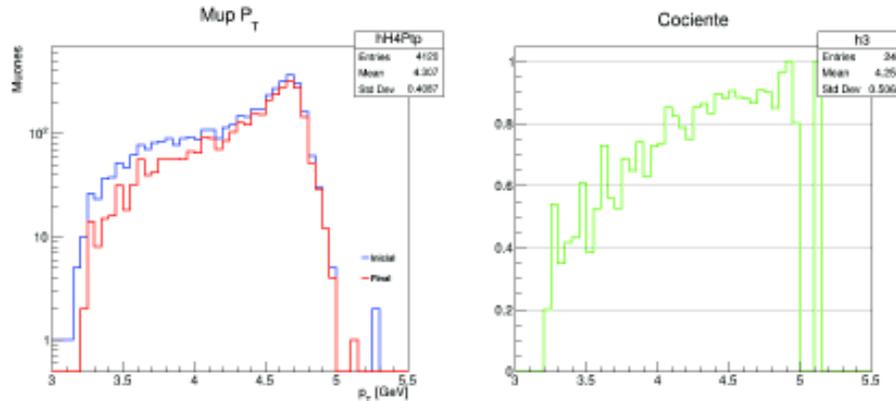
Finalmente, en el caso de la rapidez ( $y$ ) de dimuones el cambio más significativo entre las señales inicial y final es en la región central, en ambas gráficas de los procesos el valle central alcanza casi un 55% de cambio aproximadamente.

Se observa que los procesos Incoherentes presentan más cambio en la señal (ver Figura 4.8), producto del  $p_T$  extra de las partículas.



**Figura 4.8:** Señal inicial y final de  $y$  obtenida de los cortes de selección a dimuones para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

#### 4.2.1.2. Muones ( $\mu^+$ )



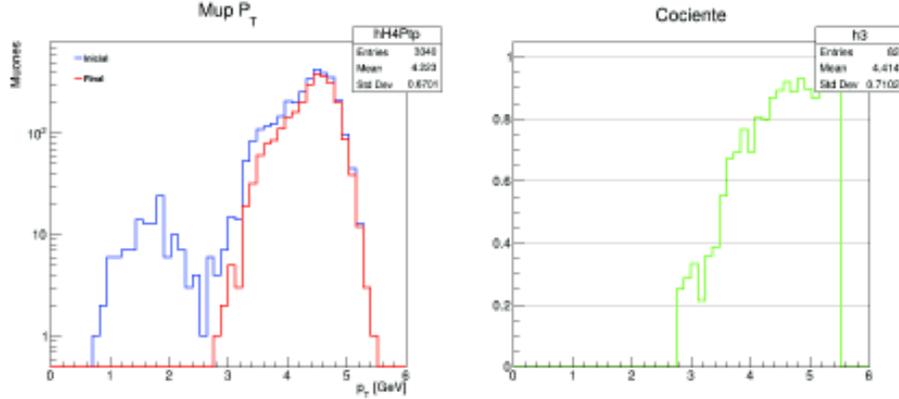
**Figura 4.9:** Señal inicial y final del espectro de  $p_T$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^+$  para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

El efecto que tienen los cortes de selección en las distribuciones de  $p_T$  para  $\mu^+$  no se observa tan significativo en los procesos Coherentes, sin embargo, en el caso de los procesos Incoherentes sí.

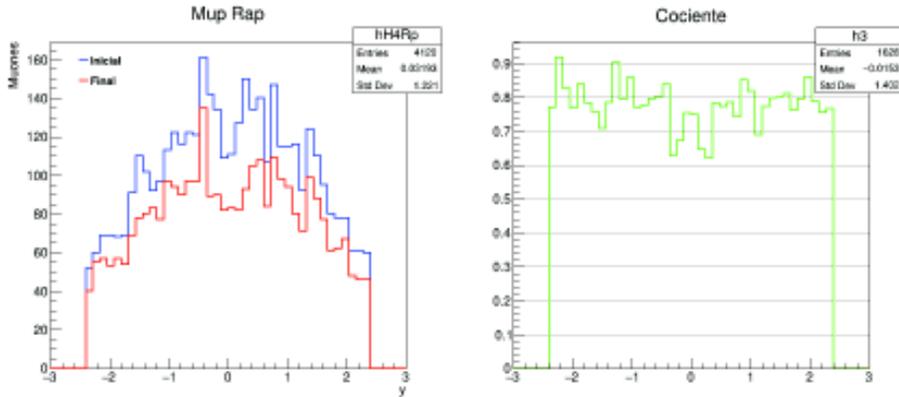
Se observa en la Figura 4.10 de los procesos Incoherentes, que de tener dos

## 4. ANÁLISIS DE DATOS

picos o montañas de la señal inicial, finalmente se obtiene a partir de los cortes de selección solo un pico de la distribución, lo cual es de esperarse.

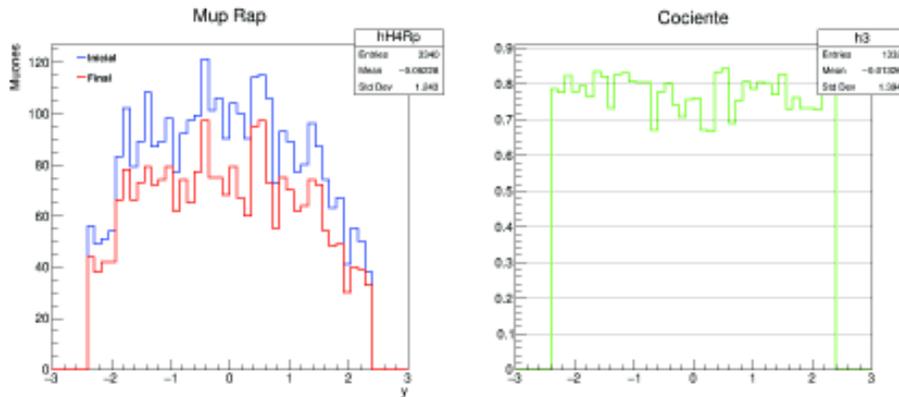


**Figura 4.10:** Señal inicial y final del espectro de  $p_T$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^+$  para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.



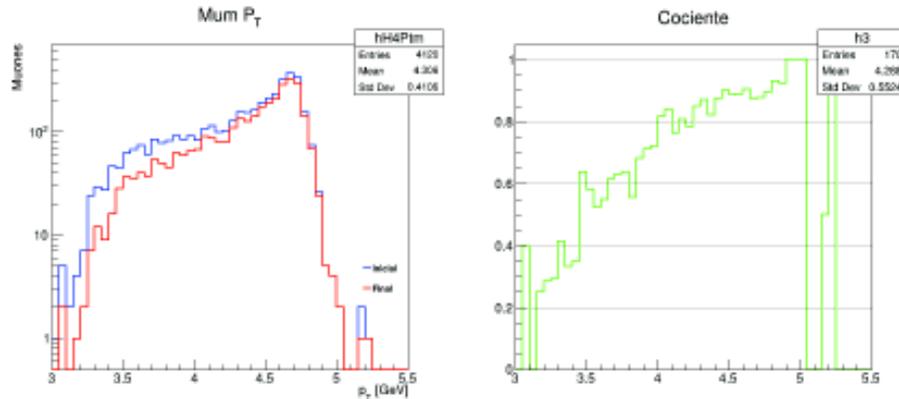
**Figura 4.11:** Señal inicial y final de  $y$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^+$  para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

La distribución de  $y$  para  $\mu^+$  mantiene un comportamiento como el de dimuones, pero en estos casos es menos pérdida de la señal central, se observa que en la región central se logra alcanzar alrededor del 35% de pérdida por los cortes, siendo más constante la señal para procesos Incoherentes (ver Figura 4.12).



**Figura 4.12:** Señal inicial y final de  $y$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^+$  para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

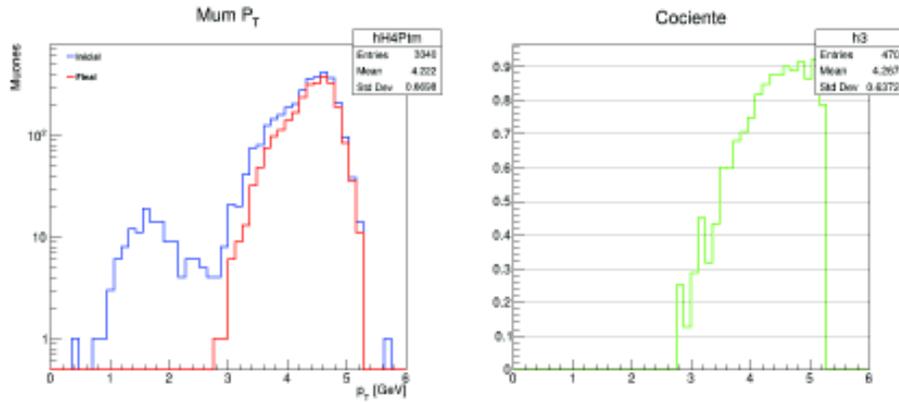
#### 4.2.1.3. Muones ( $\mu^-$ )



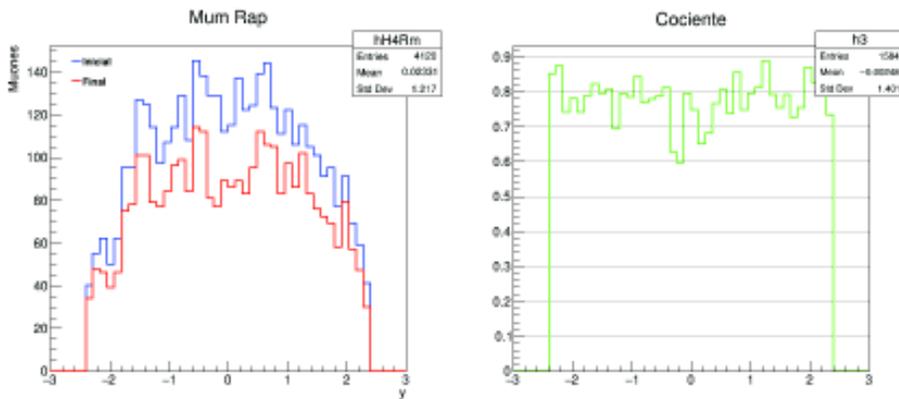
**Figura 4.13:** Señal inicial y final del espectro de  $p_T$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^-$  para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

Se observa que las distribuciones de  $p_T$  para  $\mu^-$  tienen el mismo comportamiento que las de  $\mu^+$ , pues en el caso de los procesos Incoherentes en la Figura 4.14 siguen apareciendo los dos picos en la señal de inicio, los cuales después de los efectos de los cortes terminan siendo solo un pico.

## 4. ANÁLISIS DE DATOS

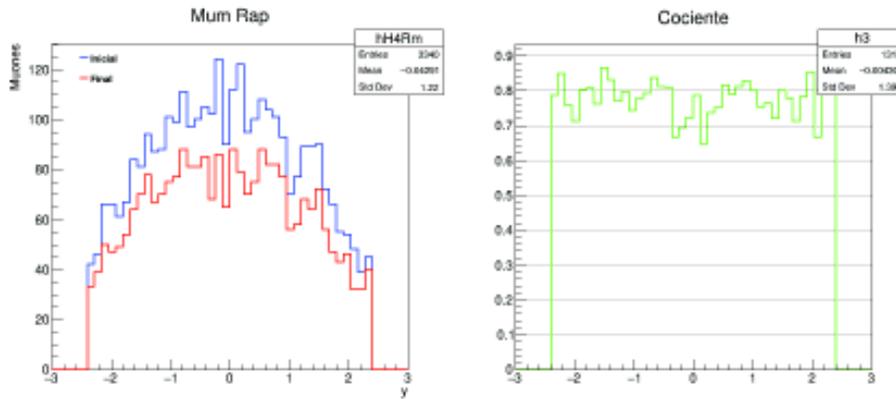


**Figura 4.14:** Señal inicial y final del espectro de  $p_T$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^-$  para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.



**Figura 4.15:** Señal inicial y final de  $y$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^-$  para procesos Coherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

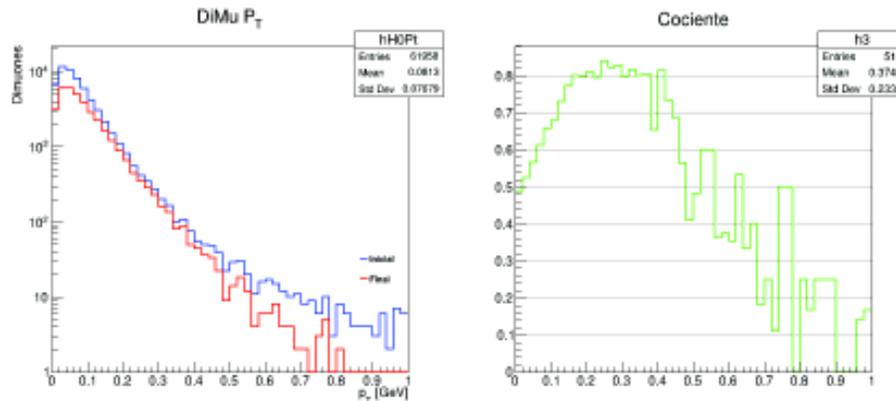
Finalmente, para la distribución de  $y$  en  $\mu^-$  al observar las gráficas (Figura 4.15 y 4.16) coinciden con el comportamiento observado para  $\mu^+$ , vuelve a ser notorio el cambio más significativo en el área central, además de que la gráfica para procesos Incoherentes sigue siendo la más constante en los cambios. Es de esperarse que tanto  $\mu^+$  como  $\mu^-$  sigan el mismo comportamiento, pues la única diferencia que tienen es la carga eléctrica opuesta.



**Figura 4.16:** Señal inicial y final de  $y$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^-$  para procesos Incoherentes en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

## 4.2.2. MC Fotón-Fotón ( $\gamma\gamma$ )

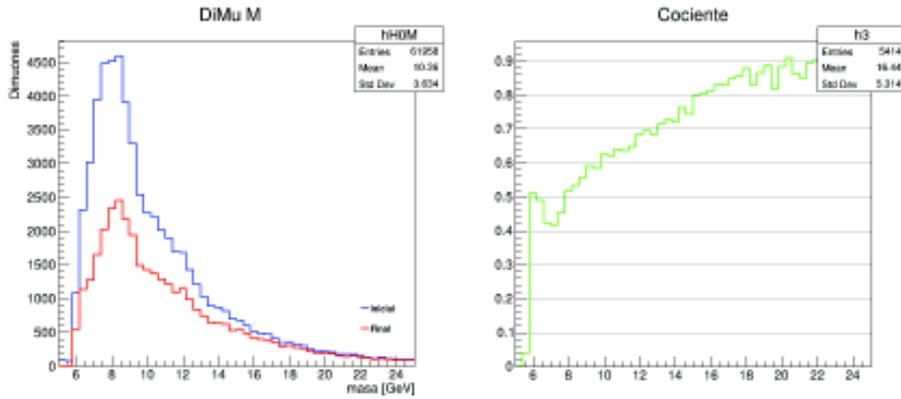
### 4.2.2.1. Dimuones



**Figura 4.17:** Señal inicial y final del espectro de  $p_T$  obtenida de los cortes de selección a dimuones para interacciones  $\gamma\gamma$  en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

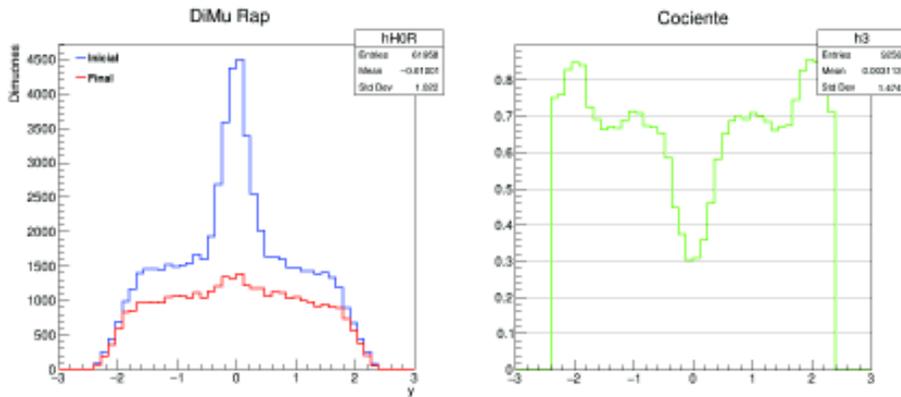
En la Sección 2.2.1.2 se mencionó que los productos de interacciones  $\gamma\gamma$  aportarían a la señal de background. En el caso de la distribución de  $p_T$  se observa una gran pérdida de la señal para valores de  $p_T > 0.5$  GeV.

#### 4. ANÁLISIS DE DATOS



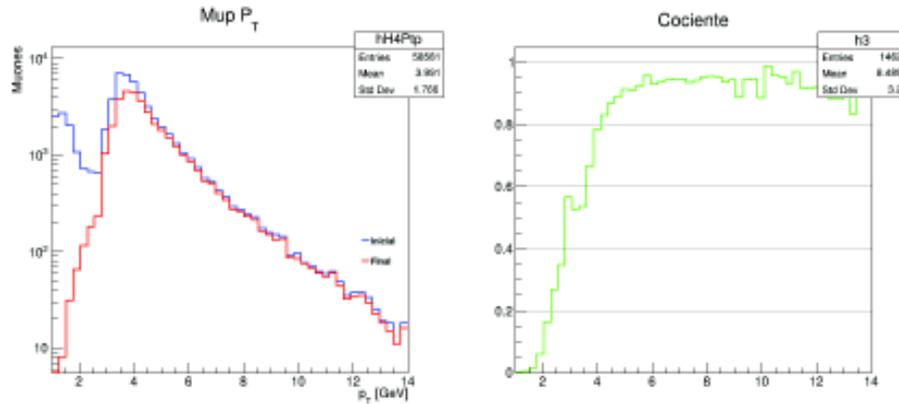
**Figura 4.18:** Señal inicial y final del espectro de  $m$  obtenida de los cortes de selección a dimuones para interacciones  $\gamma\gamma$  en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

La distribución de masa invariante indica que para valores en el rango de la masa invariante de la  $\Upsilon$  ( $1S$ ) existe gran pérdida de la señal como efecto de los cortes de selección, sin embargo, aún así no es posible visualizar una distribución bien definida en esos valores ( $6 \text{ GeV} < m < 12 \text{ GeV}$ ).

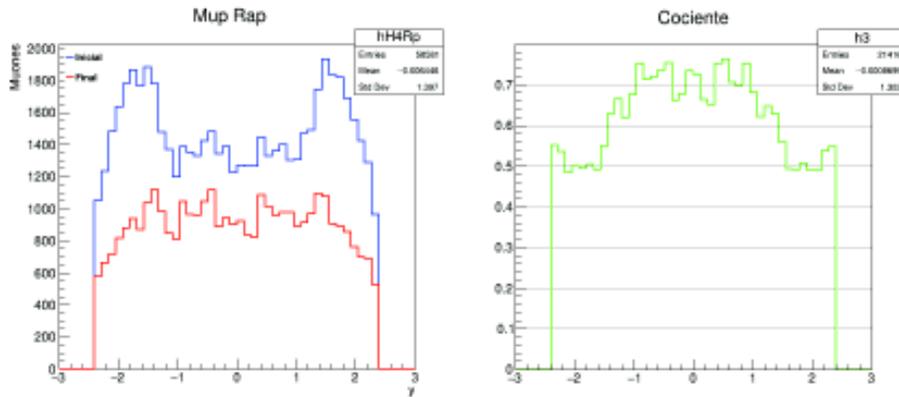


**Figura 4.19:** Señal inicial y final de  $y$  obtenida de los cortes de selección a dimuones para interacciones  $\gamma\gamma$  en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

En el caso de  $y$  sigue el comportamiento de pérdida de la señal en la región central, se observa que el valle logra casi el 70% de pérdida en la distribución.

4.2.2.2. Muones ( $\mu^+$ )

**Figura 4.20:** Señal inicial y final del espectro de  $p_T$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^+$  para interacciones  $\gamma\gamma$  en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.



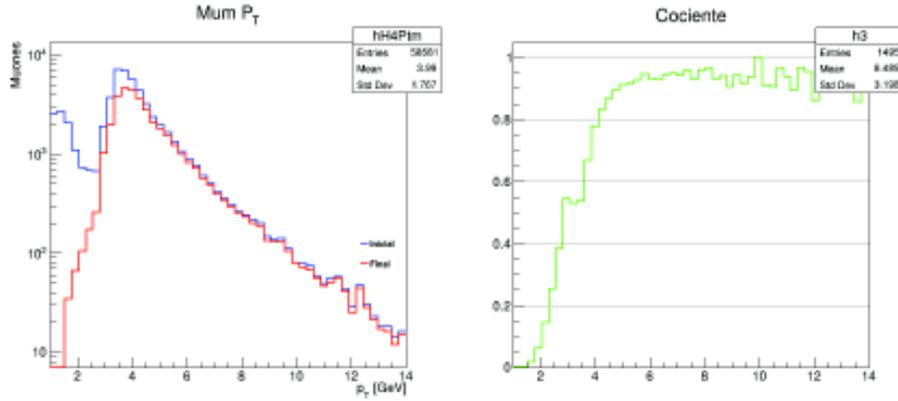
**Figura 4.21:** Señal inicial y final de  $y$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^+$  para interacciones  $\gamma\gamma$  en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

De la Figura 4.20 se observa que el efecto de los cortes en el  $p_T$  de  $\mu^+$  es más visible para valores de  $p_T < 5$  GeV. Por otro lado, de la Figura 4.21 se observa que caso contrario al comportamiento que se ha tenido para la distribución de  $y$ , en  $\gamma\gamma$  los cortes para  $y$  tienen efecto en las regiones extremas en su mayoría, para

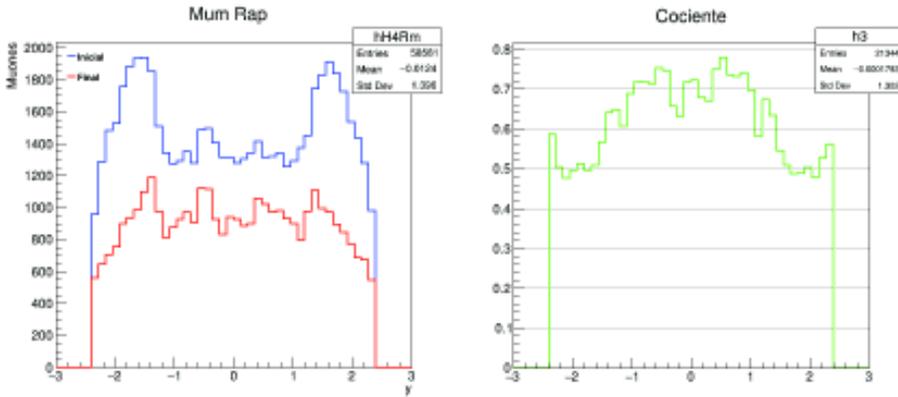
## 4. ANÁLISIS DE DATOS

valores cercanos de  $y = |2|$  la pérdida de la señal es de alrededor del 50 %.

### 4.2.2.3. Muones ( $\mu^-$ )



**Figura 4.22:** Señal inicial y final del espectro de  $p_T$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^-$  para interacciones  $\gamma\gamma$  en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

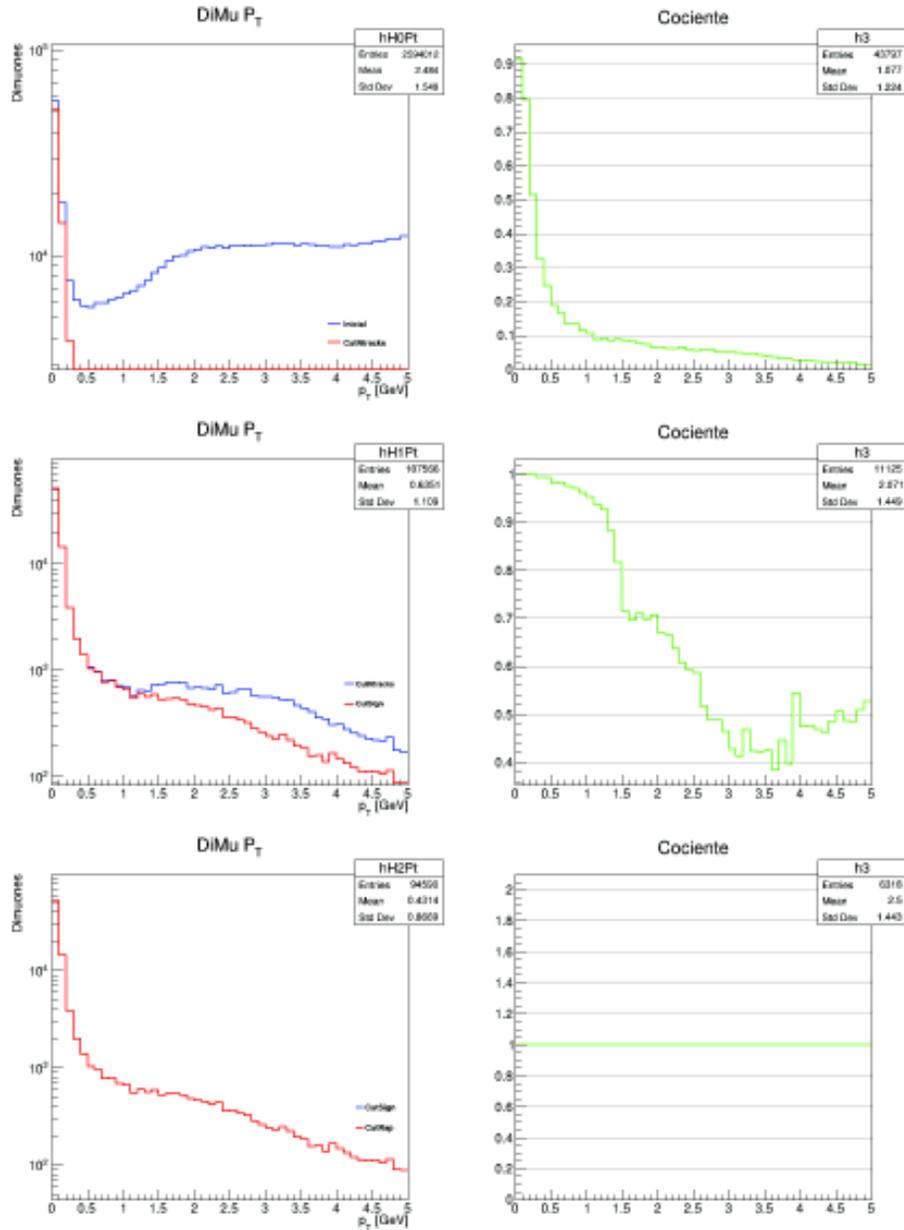


**Figura 4.23:** Señal inicial y final de  $y$  obtenida de los cortes de selección a  $\mu^-$  para interacciones  $\gamma\gamma$  en simulaciones de MC. Se incluye el cociente.

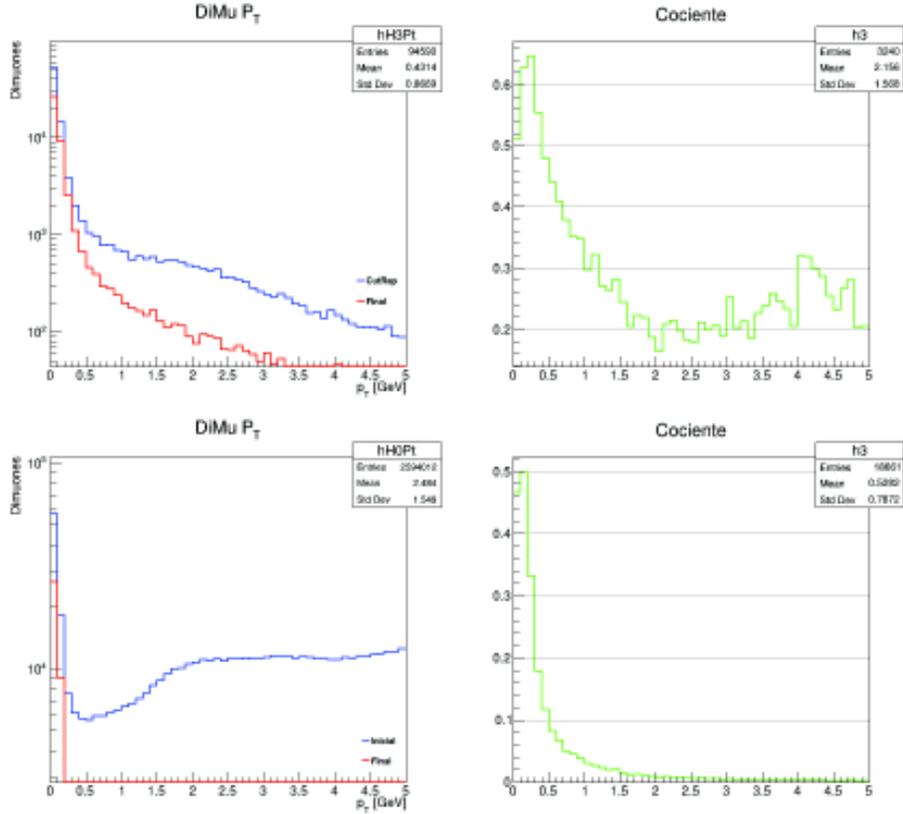
El efecto observado de los cortes de selección para los  $\mu^-$  coincide con el de los  $\mu^+$ . Se observa mayor efecto para  $p_T < 5$  GeV y  $y = |2|$  (regiones extremas).

## 4.2.3. Datos Reales

## 4.2.3.1. Dimuones



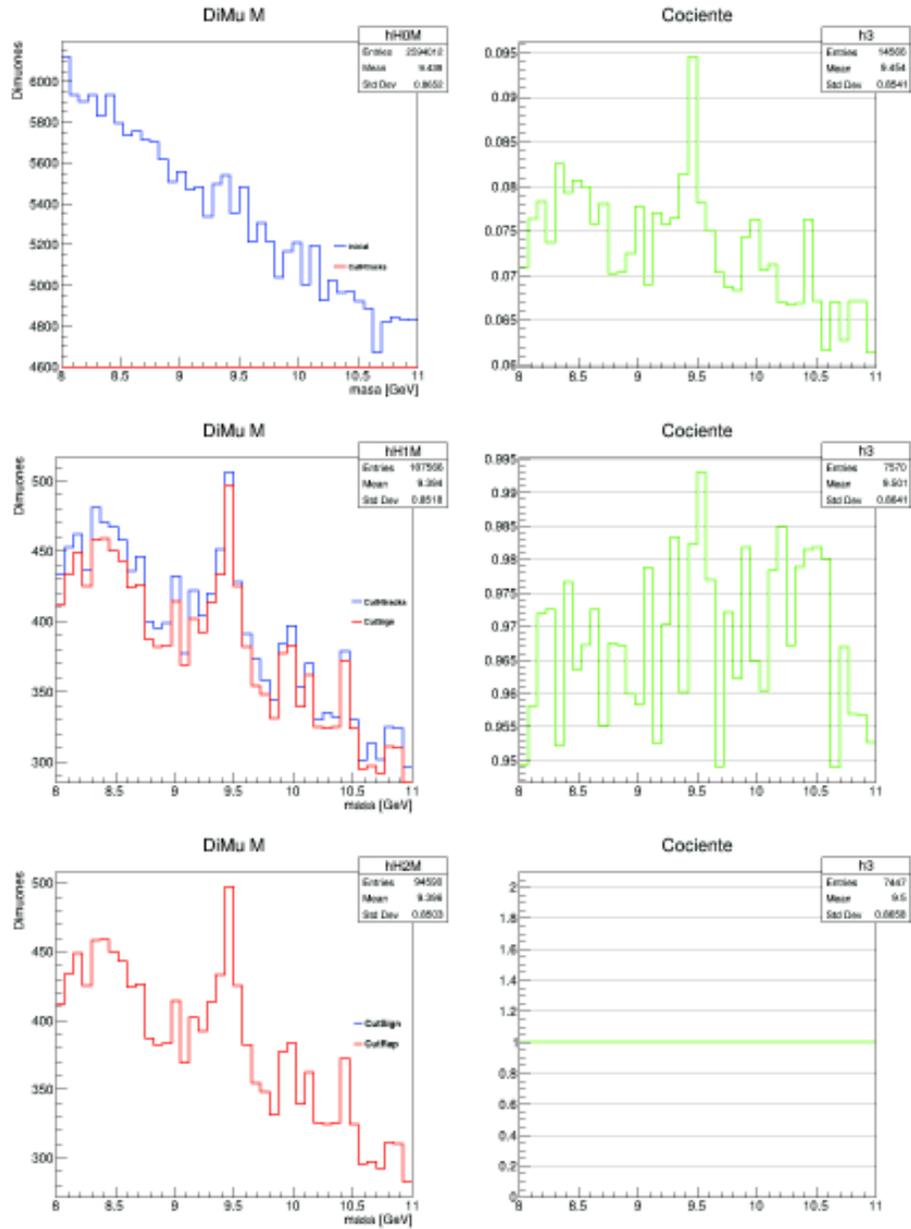
## 4. ANÁLISIS DE DATOS



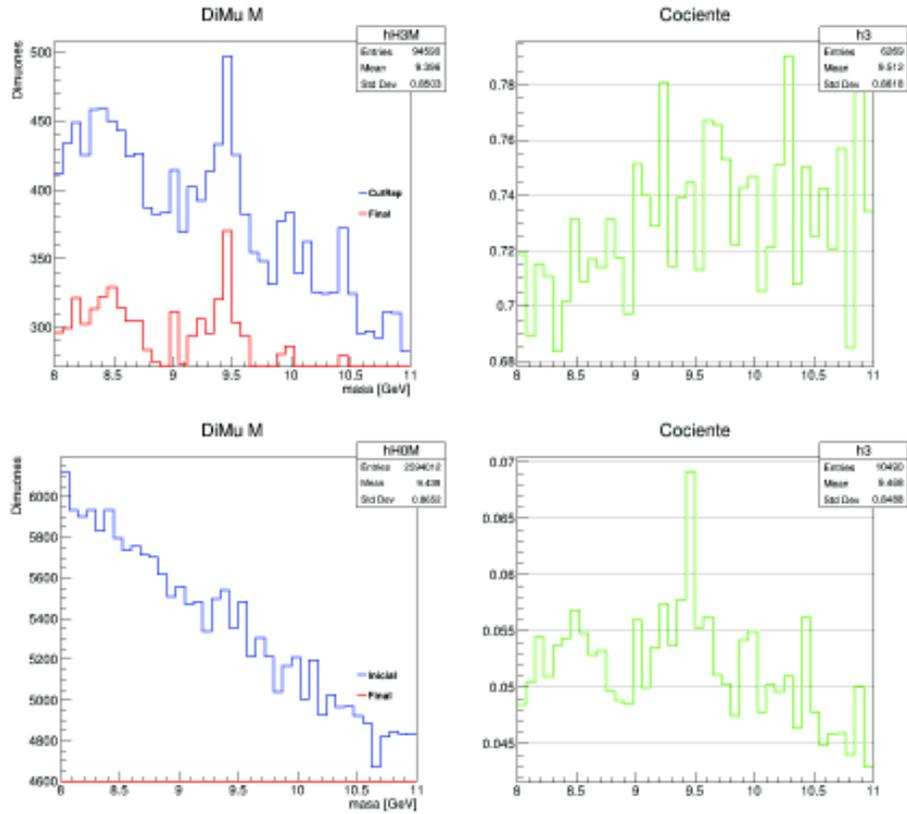
**Figura 4.24:** Evolución de la señal del espectro de  $p_T$  mediante los cortes de selección aplicados a dimuones con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final.

En la distribución de  $p_T$  de dimuones es muy notorio que el efecto de los cortes tiene gran pérdida (casi total) de la señal para  $p_T > 0.5$  GeV, recordando que en los procesos Coherentes el  $p_T$  tiene valores bajos, esto quiere decir que se está obteniendo la señal de interés y se está eliminando la señal que pudiera estar contaminada por interacciones  $\gamma\gamma$  o cualquier otro tipo de producción hadrónica.

De las gráficas de los cocientes se observa como corte por corte va generado un gran cambio en la señal, a excepción de uno de ellos. La última gráfica no es muy visible por ello que se muestra la evolución de la señal por cada corte.



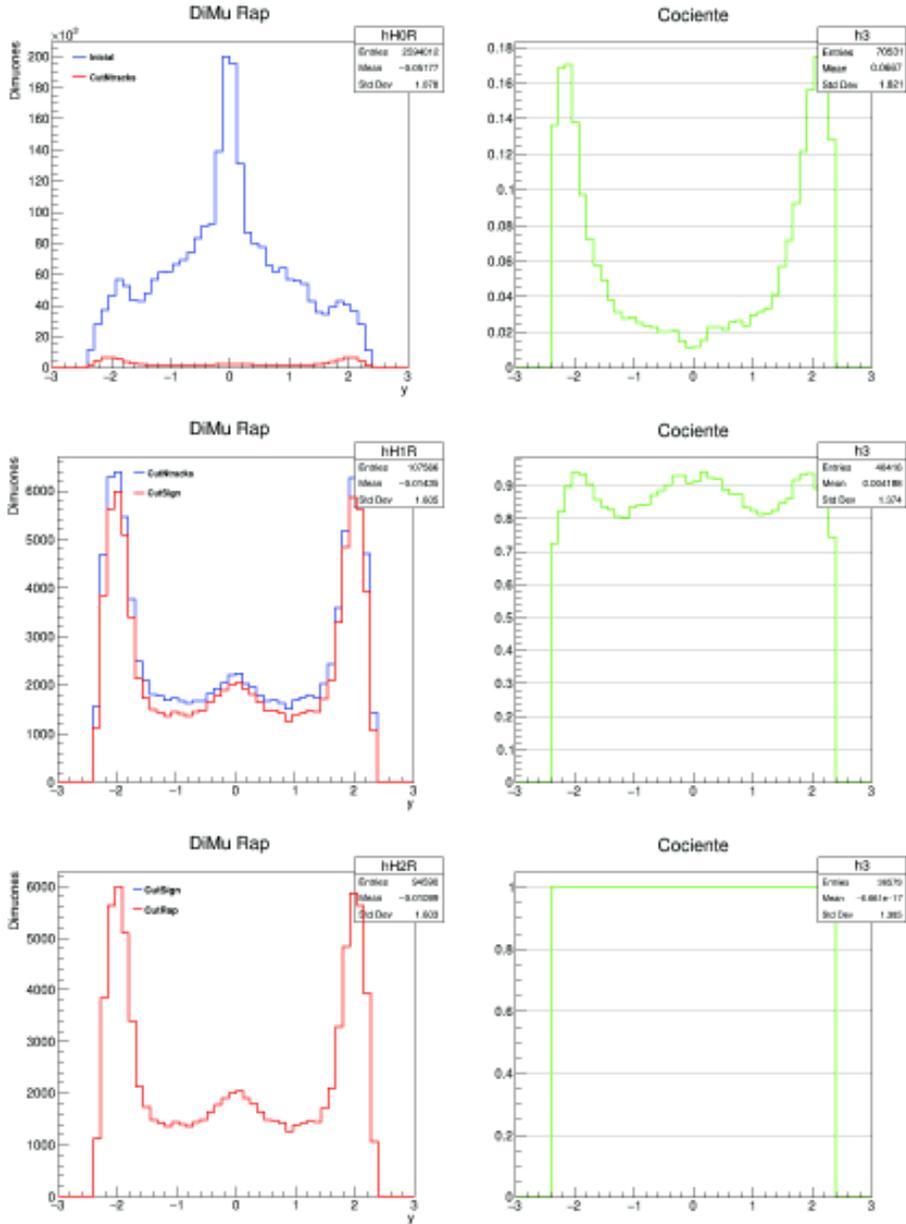
## 4. ANÁLISIS DE DATOS



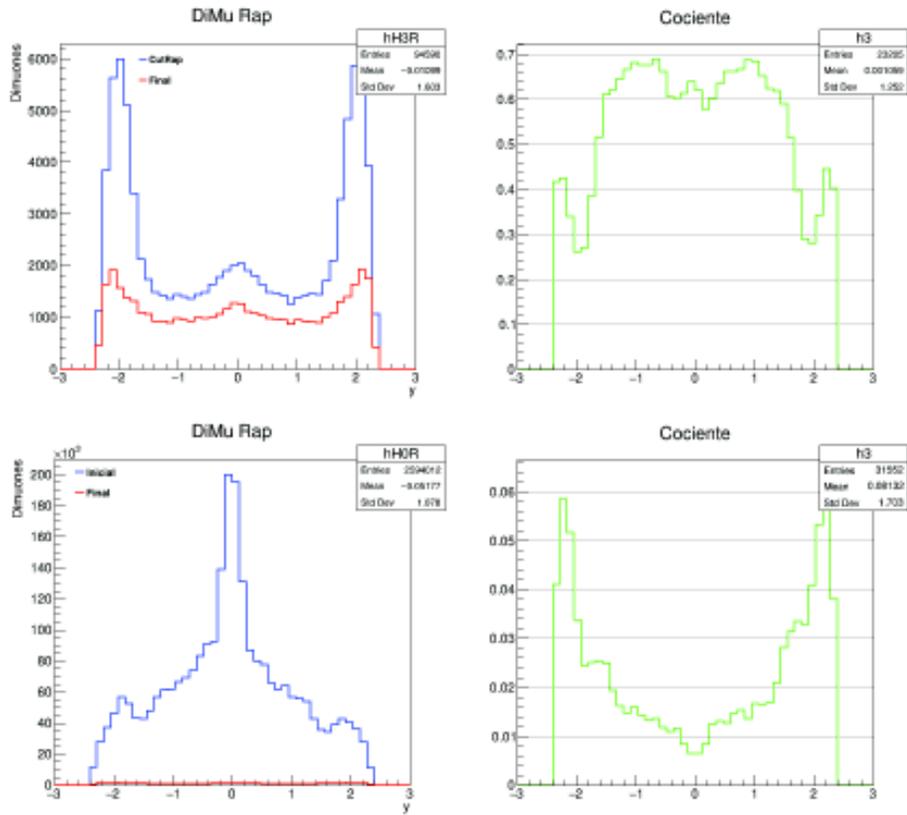
**Figura 4.25:** Evolución de la señal del espectro de  $m$  mediante los cortes de selección aplicados a dimuones con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final.

Tomando en cuenta la señal de la distribución de masa invariante, en la evolución se muestra que el primer corte de selección genera un gran cambio en la señal (más notorio en valores altos), mientras que los dos cortes siguientes generan muy poca pérdida. Sin embargo, justo después del corte de selección de trigger (penúltimo par de gráficas) se vuelve a generar de nuevo una gran pérdida de la señal pero para valores bajos.

Es visible que el pico en alrededor de los 9.5 GeV se sigue manteniendo, lo cuál indica el efecto de los cortes para solo obtener la señal de interés.



## 4. ANÁLISIS DE DATOS

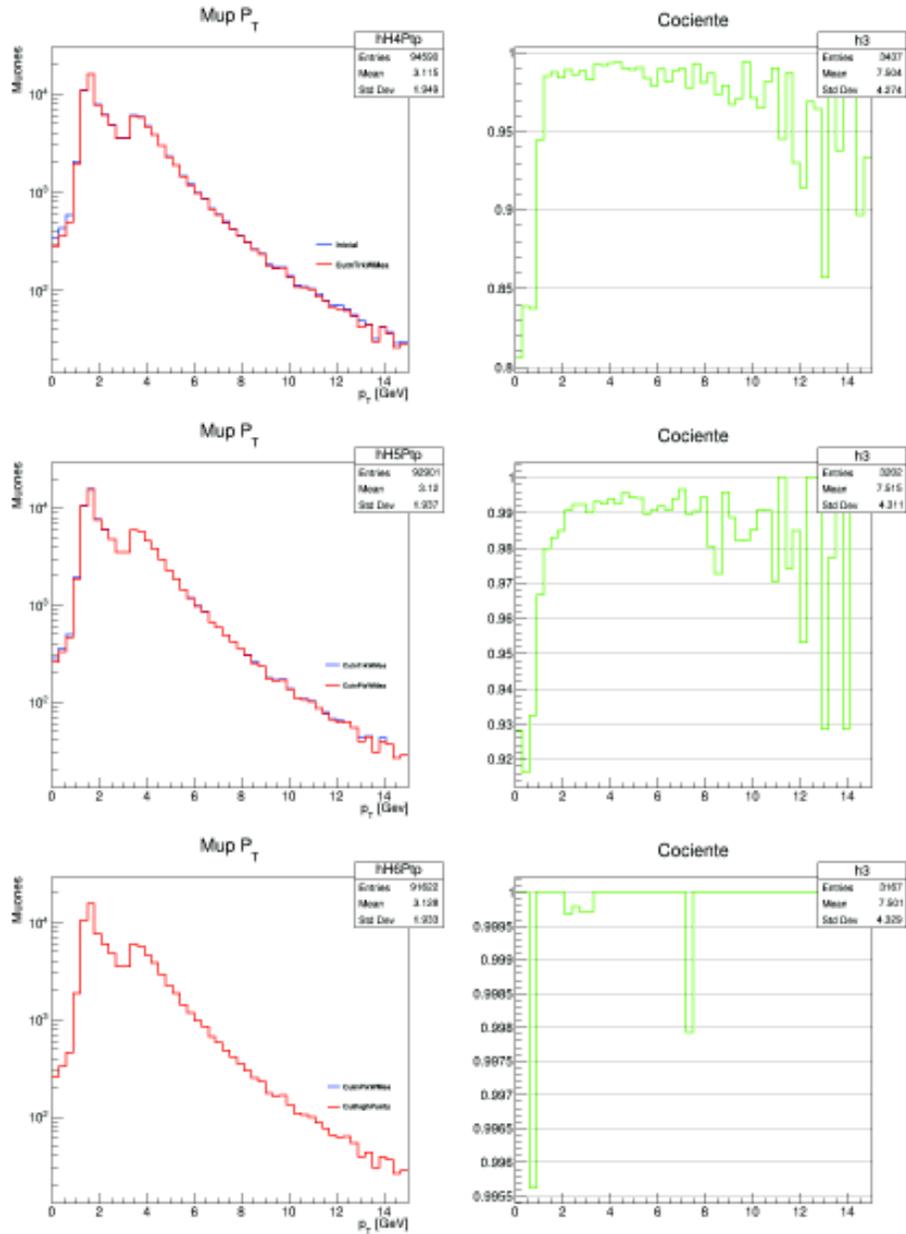


**Figura 4.26:** Evolución de la señal de  $y$  mediante los cortes de selección aplicados a dimuones con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final.

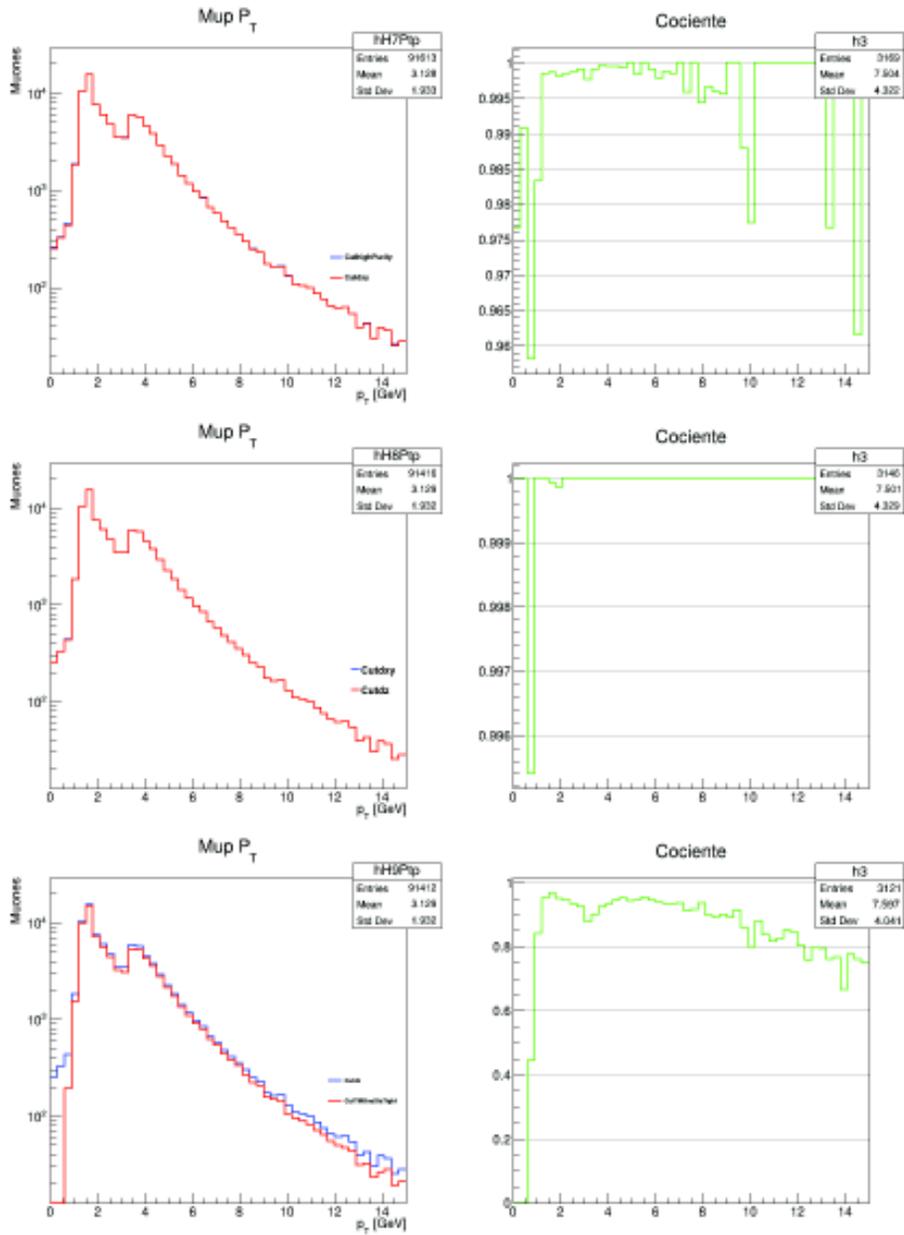
Desde el primer corte de selección, en la distribución de  $y$  se observa que la mayor pérdida de la señal (casi total) es en la región central, luego, como en el caso anterior de  $m$ , el segundo y tercer corte no generan gran pérdida, pero el cuarto corte (selección de trigger) si lo hace, se observa que la mayor pérdida de la señal es en valores cercanos a  $y = |2|$ .

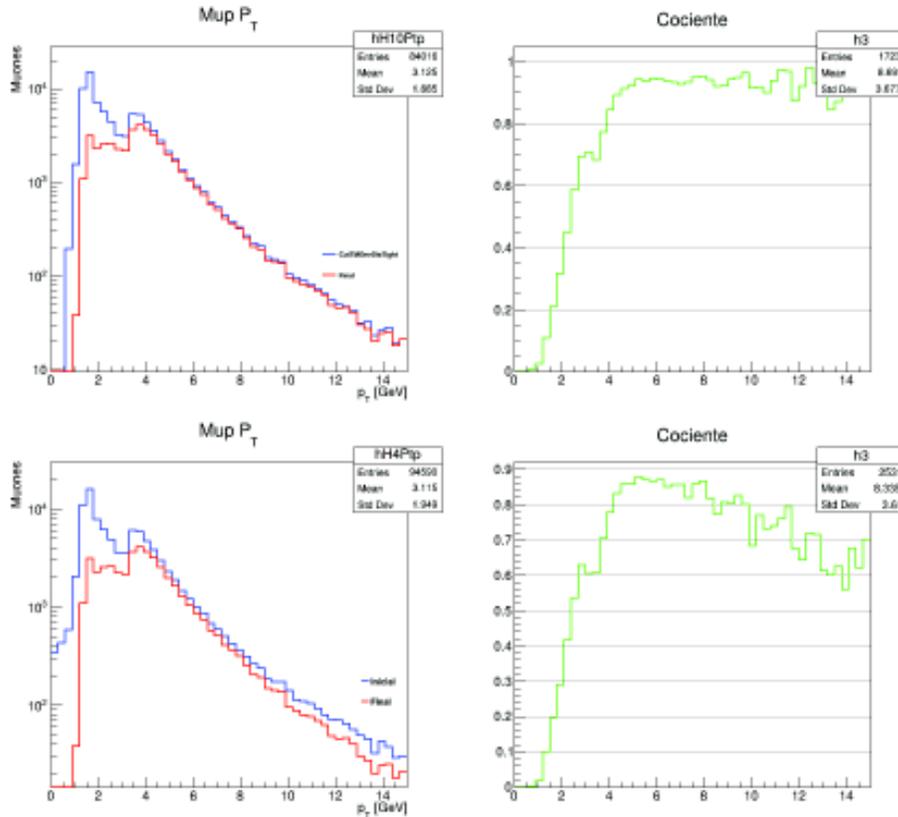
Tanto la gráfica de comparación de señal inicial y señal final para la distribución de  $m$  como la distribución de  $y$  no son visibles, la escala no permite visualizar los cambios, pero se puede obtener información de los cocientes.

4.2.3.2. Muones ( $\mu^+$ )



## 4. ANÁLISIS DE DATOS



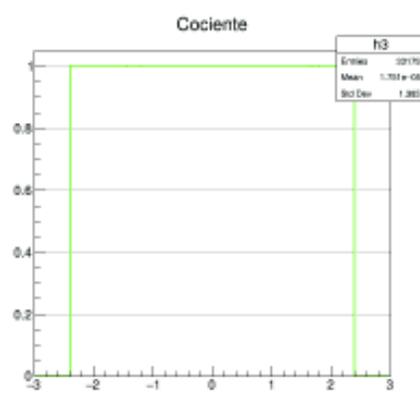
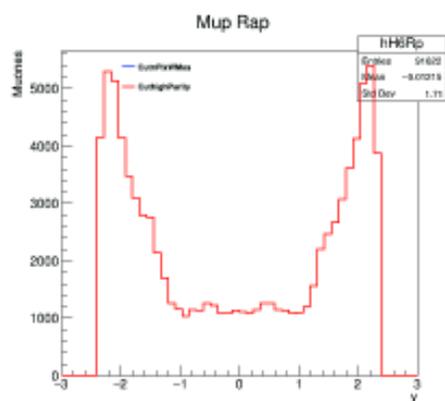
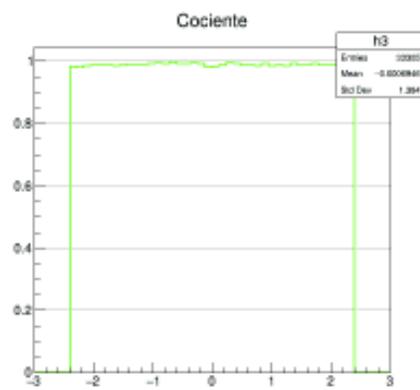
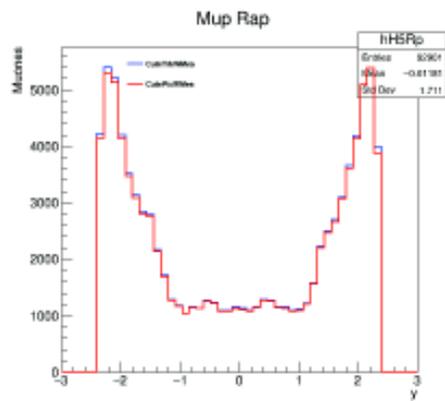
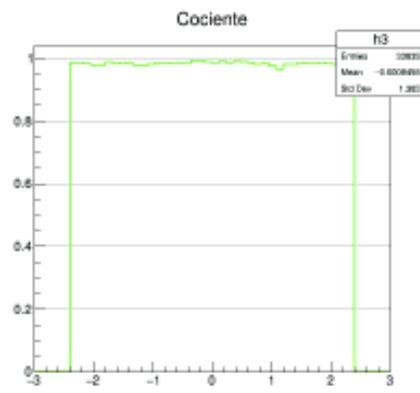
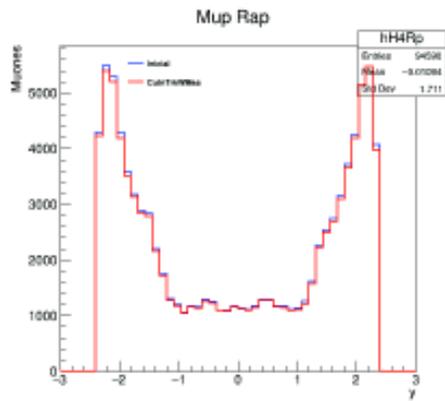


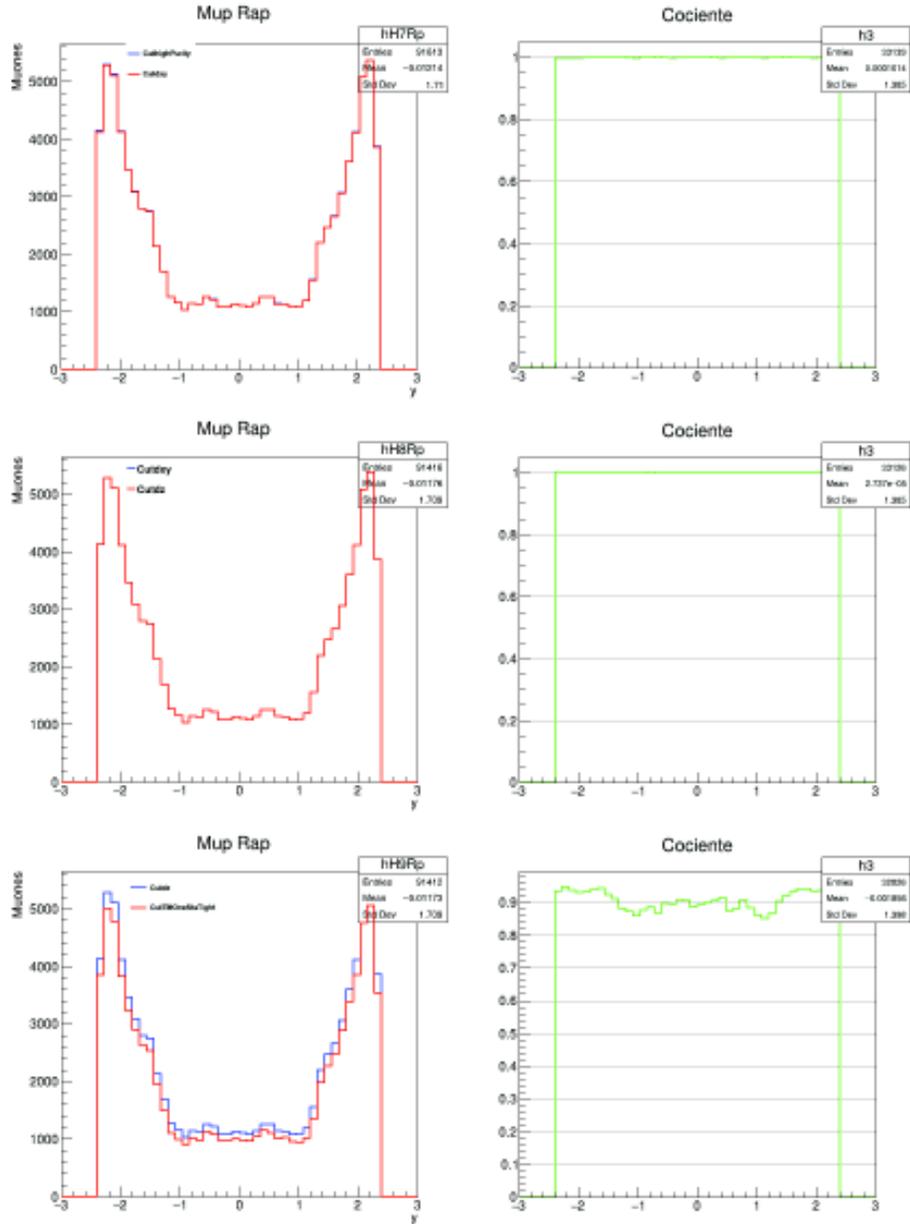
**Figura 4.27:** Evolución de la señal del espectro de  $p_T$  mediante los cortes de selección aplicados a  $\mu^+$  con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final.

En general, los cortes de selección para la distribución de  $p_T$  de los  $\mu^+$  muestran más efecto en valores de  $p_T < 4$  GeV, también, hasta donde es posible visualizar las gráficas, hay pérdidas de señal para valores de  $p_T > 9$  GeV.

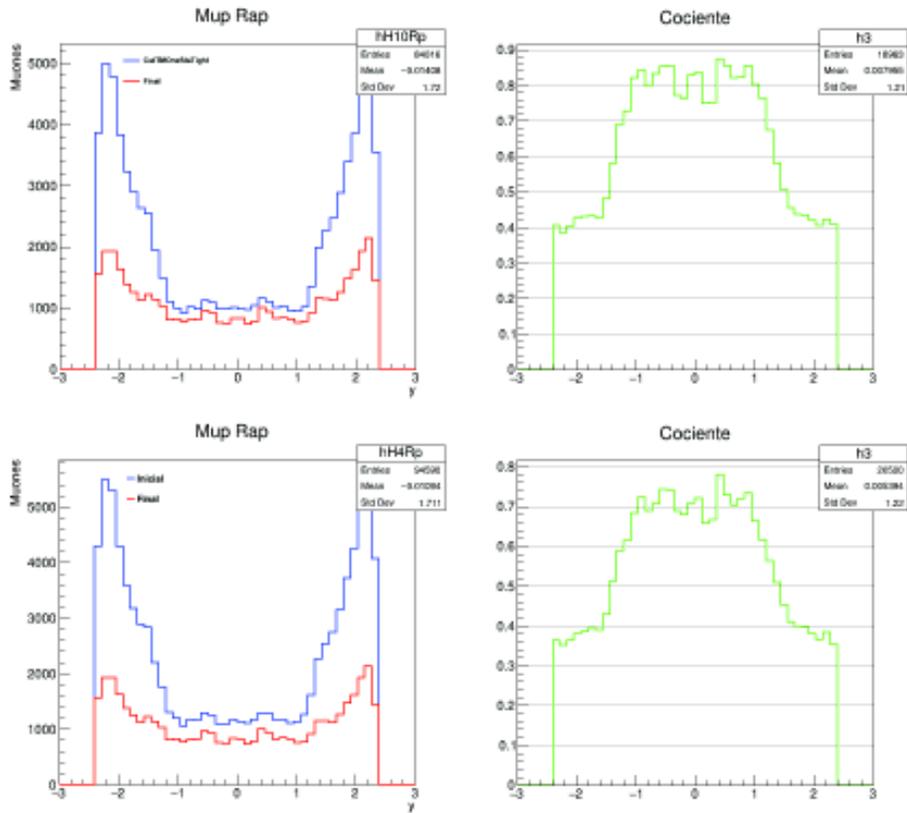
Se observa que a partir del sexto corte es más significativa la pérdida de la señal, siendo la selección de trigger (corte final) el que genera el mayor cambio. Por otro lado, la gráfica donde se muestra la señal inicial tiene dos picos, sin embargo, el efecto de los cortes eliminan uno de ellos, lo cual es indicador de que solo se está obteniendo la señal de interés, en MC sucedía algo similar.

## 4. ANÁLISIS DE DATOS





## 4. ANÁLISIS DE DATOS

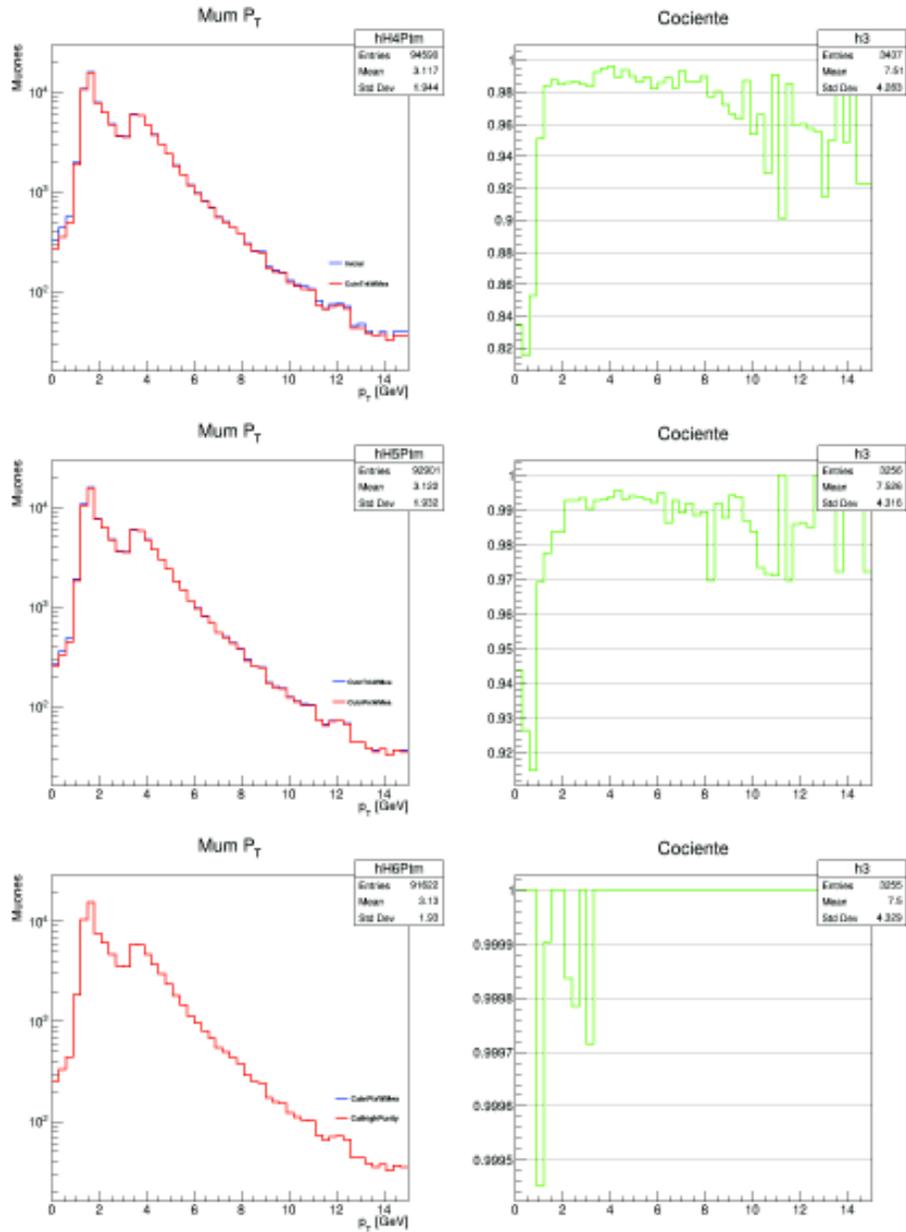


**Figura 4.28:** Evolución de la señal de  $y$  mediante los cortes de selección aplicados a  $\mu^+$  con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final.

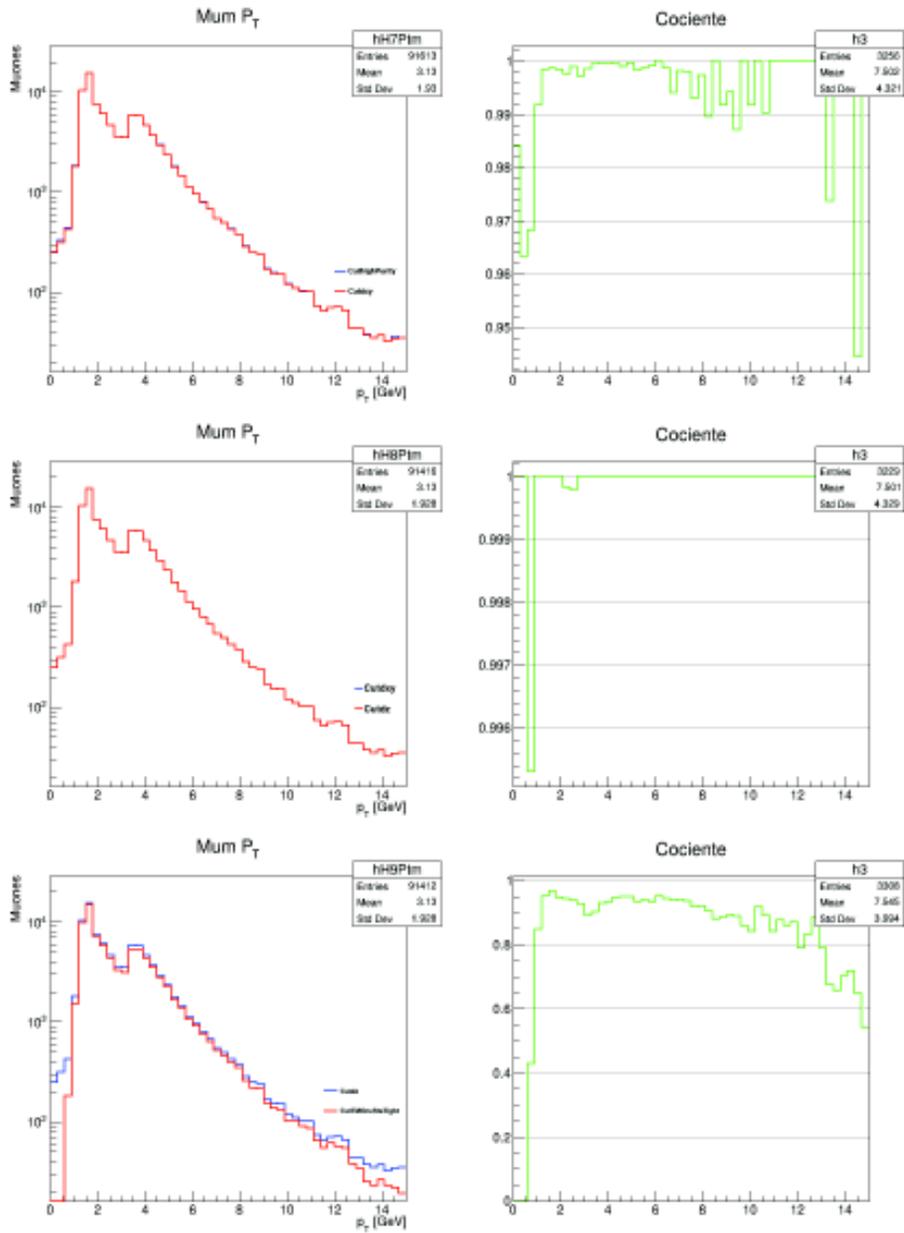
Ahora bien, la distribución de  $y$  para  $\mu^+$  inicia con cambios significativos de pérdida de la señal a partir del sexto corte, como era el caso de la distribución de  $p_T$ , incluso el último corte es el que genera la mayor pérdida de la señal con un máximo en alrededor del 60 %.

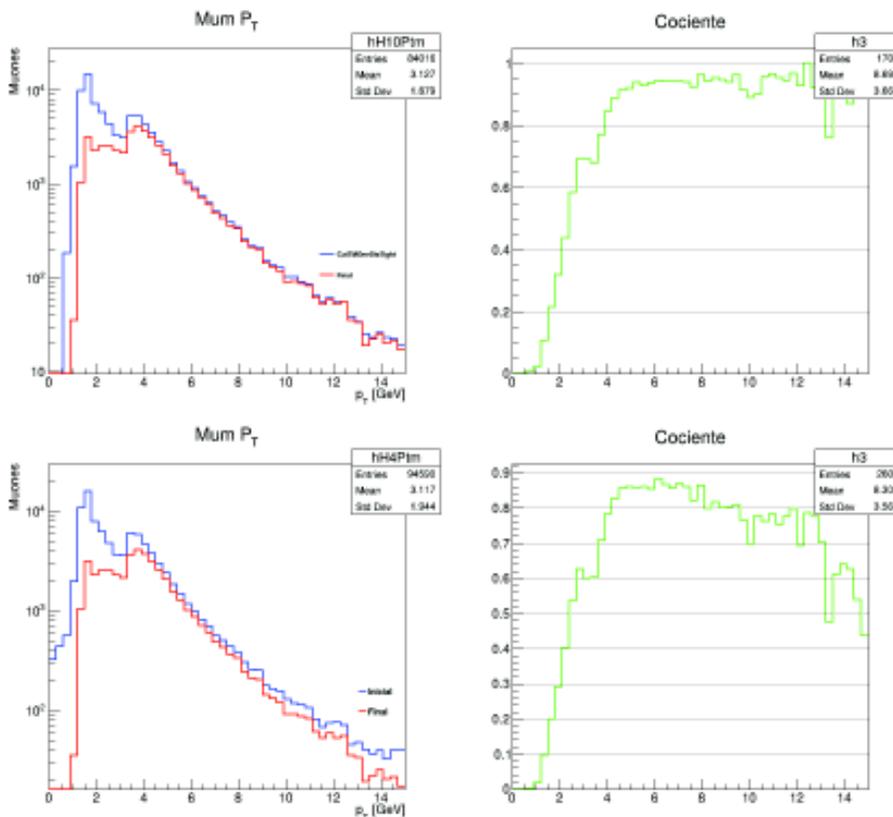
Se observa que el mayor cambio sucede en las regiones extremas, es decir, la gráfica de la comparación señal inicial y final muestra que el cambio se da para valores cercanos a  $y = |2|$ . La señal de  $y$  para  $\mu^+$ , en contraste con la de dimuones presenta solo un pico central, lo que en dimuones son tres (extremos y central).

4.2.3.3. Muones ( $\mu^-$ )



## 4. ANÁLISIS DE DATOS



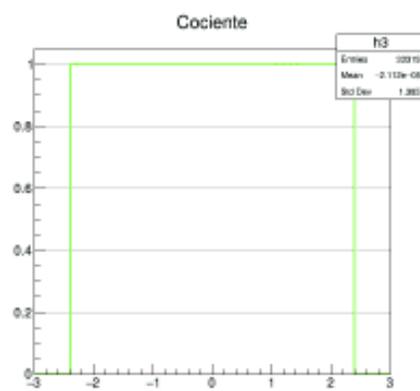
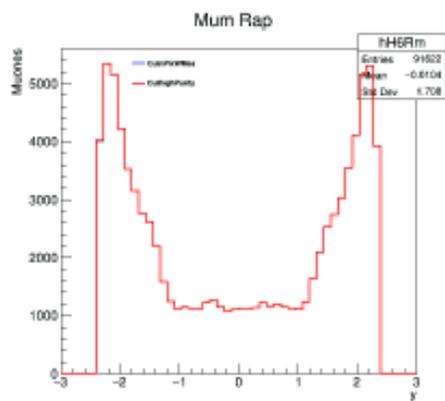
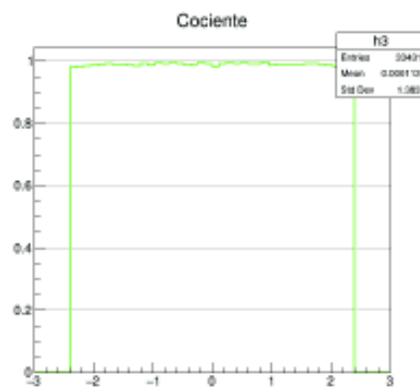
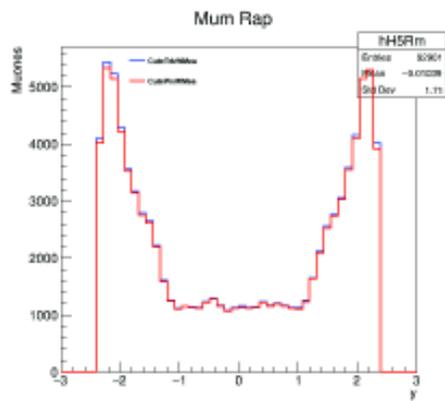
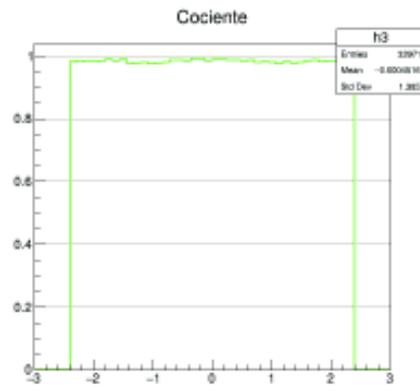
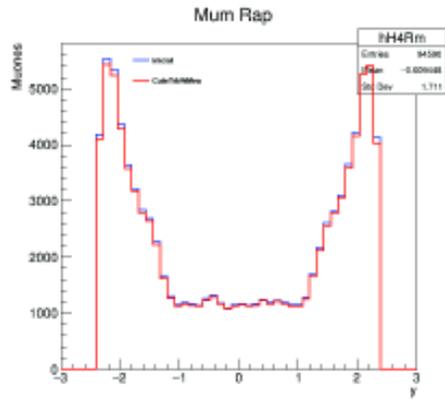


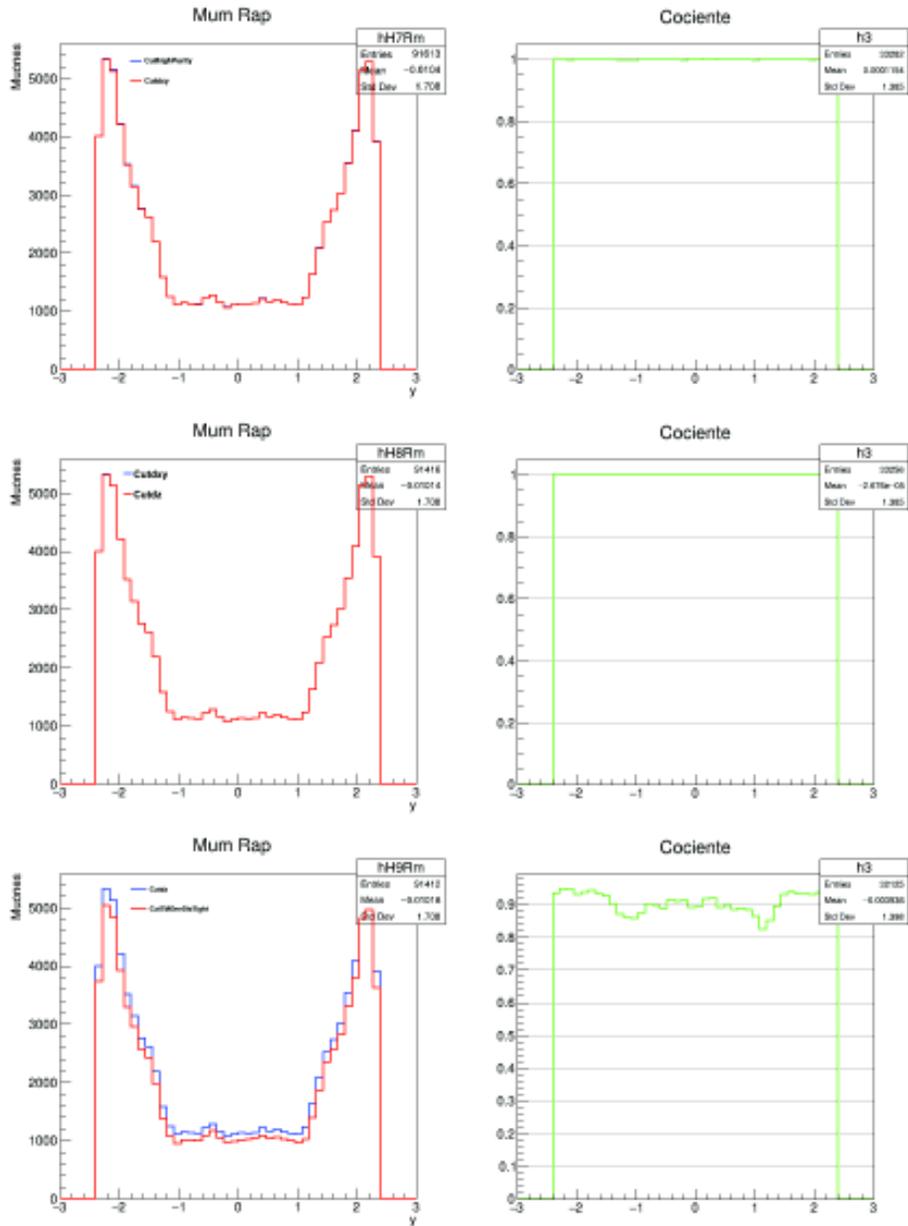
**Figura 4.29:** Evolución de la señal del espectro de  $p_T$  mediante los cortes de selección aplicados a  $\mu^-$  con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final.

En el caso de la distribución de  $p_T$  de los  $\mu^-$ , sucede algo similar que en  $\mu^+$ , los cortes de selección a partir del sexto (selección de trigger) que es donde se generan cambios más significativos muestran más efecto en valores de  $p_T < 4$  GeV y de menor magnitud para valores de  $p_T > 9$  GeV.

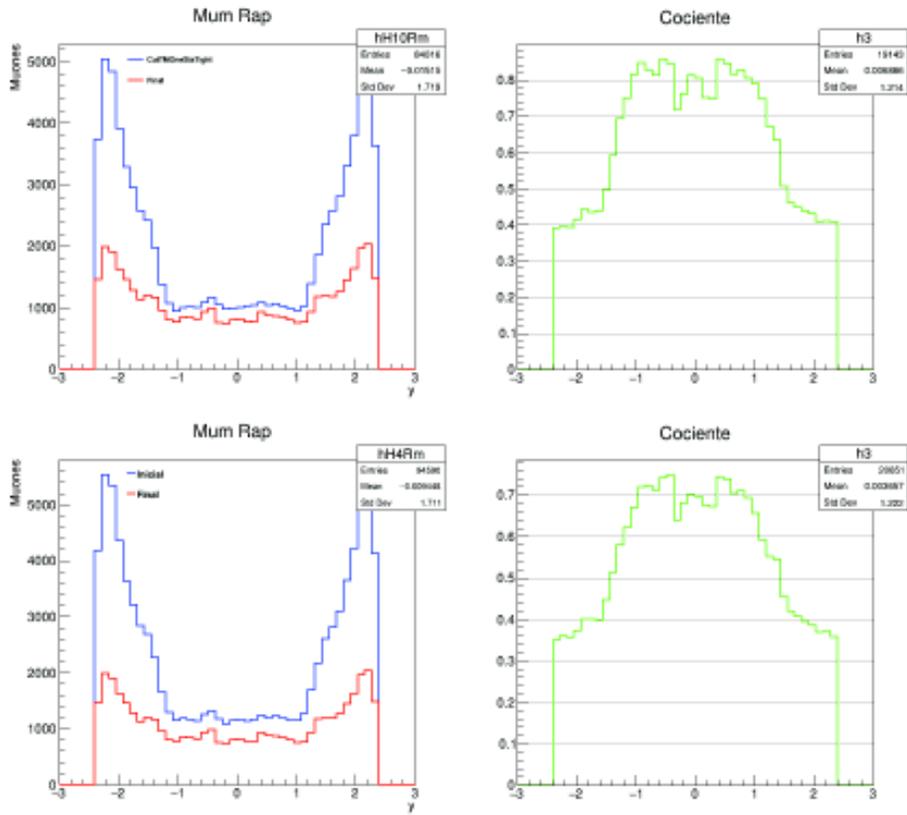
Se sigue el mismo comportamiento de inicialmente tener dos picos en la distribución de la señal, predominando uno sobre otro. Sin embargo, con los efectos de los cortes logra predominar el que se encuentra en la región de interés, para valores de  $3 \text{ GeV} < p_T < 6 \text{ GeV}$ .

## 4. ANÁLISIS DE DATOS





## 4. ANÁLISIS DE DATOS



**Figura 4.30:** Evolución de la señal de  $y$  mediante los cortes de selección aplicados a  $\mu^-$  con datos de CMS. Se incluyen los cocientes y la comparación de la señal inicial y final.

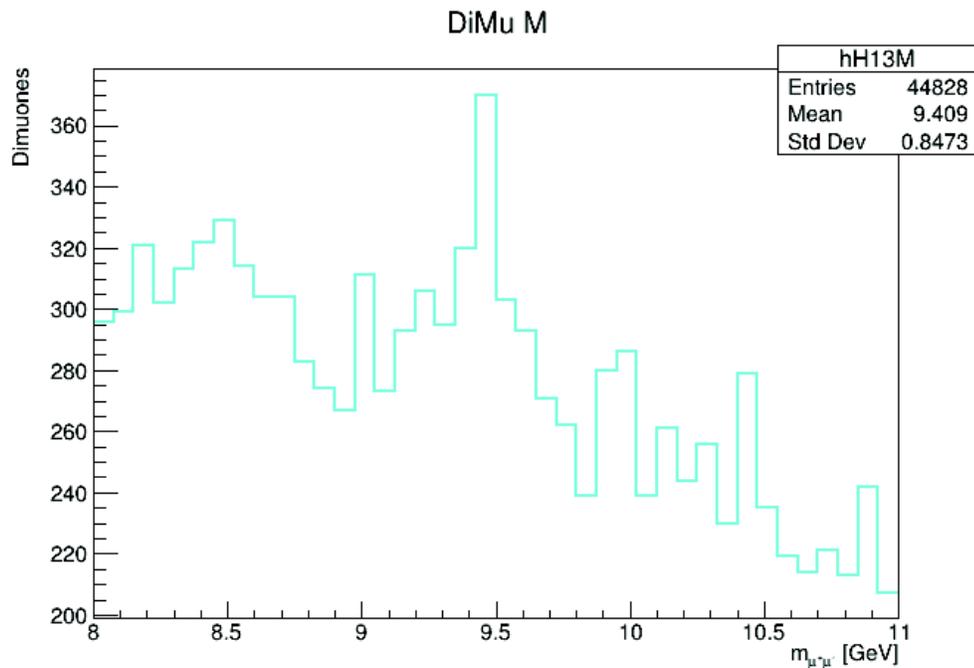
Finalmente, la distribución de  $y$  para  $\mu^-$  muestra el mismo comportamiento que para  $\mu^+$ , los cambios significativos se dan a partir del sexto corte, el último corte logra tener un máximo de cambio o bien pérdida de la señal de alrededor del 60%.

El mayor cambio o pérdida de la señal sucede en las regiones extremas para valores cercanos a  $y = |2|$ . Por otro lado, el comportamiento similar en el caso de las distribuciones para  $\mu^+$  y  $\mu^-$  era de esperarse, pues solo se trata de partículas con carga eléctrica opuesta.

### 4.3. Ajuste de Señal de $\Upsilon$ ( $1S$ )

Se presento la evolución que tienen las distribuciones cinemáticas a través de los cortes de selección. Ahora bien, se realiza el ajuste de la señal de masa invariante y el background (ruido de fondo) con datos reales, los cuales son obtenidos de colisiones ultraperiféricas de  $PbPb$  a  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV tomados por el experimento CMS del LHC en 2015.

Se utiliza un ajuste gaussiano para la señal de  $\Upsilon$  ( $1S$ ) y un ajuste polinomial (lineal) para el background con el macro `mass_fit.c`. La Figura 4.31 muestra la distribución de masa invariante, resultado de los cortes de selección aplicados.



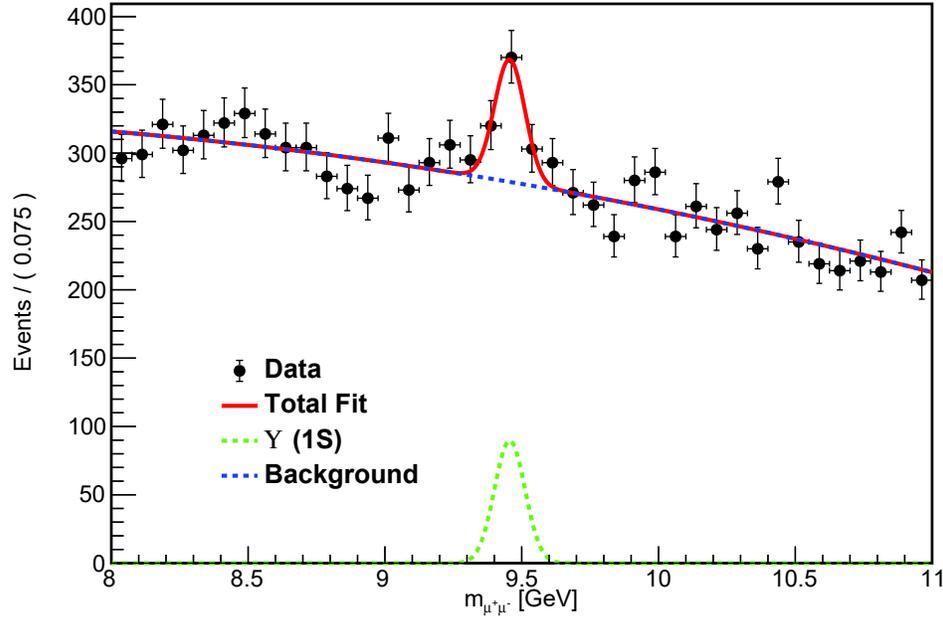
**Figura 4.31:** Espectro de masa invariante de dimuones de datos reales tomados del experimento CMS. Se muestra para  $8 \text{ GeV} < m < 11 \text{ GeV}$ .

Se muestra el pico de la señal muy cercano a los 9.5 GeV que es característico

## 4. ANÁLISIS DE DATOS

---

a la señal de  $\Upsilon (1S)$ , por lo que realizando el ajuste mencionado se obtiene lo siguiente:



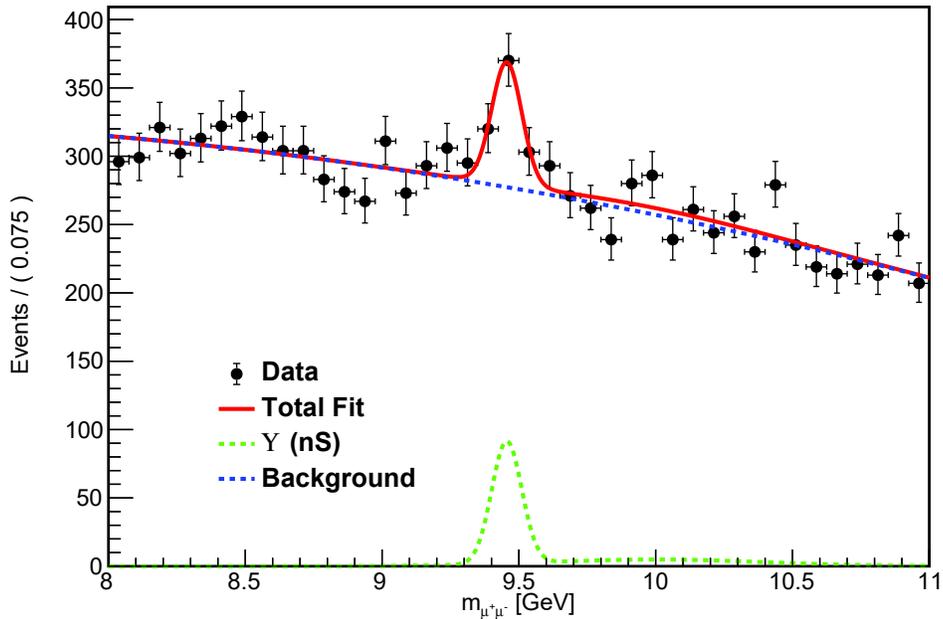
**Figura 4.32:** Ajuste de masa invariante de  $\Upsilon (1S)$  en UPC de  $PbPb$  a  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV con datos de CMS. Ajuste gaussiano para la señal y polinomial para el background.

La línea roja muestra el modelo de ajuste realizado, la línea azul punteada corresponde al ajuste del background y en línea verde punteada se muestra la señal de la  $\Upsilon (1S)$  extraída del ajuste.

Del ajuste se obtuvo que el pico de la distribución se encuentra en un valor de  $m_{\mu^+\mu^-} \approx 9.456$  GeV, el cual coincide con el valor de masa invariante para la  $\Upsilon (1S)$ , por lo que es posible mencionar que se ha identificado; además, se tiene que el valor de  $\chi^2/\text{ndof} = 1.68$ , indicador de un buen ajuste.

Por otro lado, en la Sección 2.3 se mencionó que existen otros estados de

la  $\Upsilon$  ( $1S$ ) mas masivos, es decir, la  $\Upsilon$  ( $2S, 3S$ ). Se realizó un modelo de ajuste gaussiano para la señal de cada uno de los tres estados de  $\Upsilon$  y polinomial para el background, obteniendo la siguiente gráfica:



**Figura 4.33:** Ajuste de masa invariante de  $\Upsilon$  ( $nS$ ) en UPC de  $PbPb$  a  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV con datos de CMS. Ajustes gaussianos para la señal y polinomial para el background.

De la gráfica se puede observar que solo es bien definido el ajuste para la señal de  $\Upsilon$  ( $1S$ ) y aunque pareciera que existen otros picos en los valores correspondientes a la masa invariante de los otros estados de la  $\Upsilon$  ( $m_{\mu^+\mu^-} 2S = 10.023$  GeV y  $m_{\mu^+\mu^-} 3S = 10.355$  GeV) mencionados en la Sección 2.3, no fue posible la identificación de la señal de los otros estados.

Las razones por las que no fue posible que se definieran los otros picos puede ser debido a la falta de estadística o bien, que simplemente se trata de señal de background.



## Conclusiones

---

Este trabajo presentó un estudio para la identificación de la  $\Upsilon$  ( $1S$ ) en colisiones ultraperiféricas de  $PbPb$  a  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV con datos extraídos en 2015 del experimento CMS del LHC. Para esto, primeramente fue necesario utilizar datos simulados con Monte Carlo para interpretar correctamente los procesos de fotoproducción Coherente, Incoherente e interacciones fotón-fotón ( $\gamma\gamma$ ).

Tanto los datos reales como las simulaciones de MC fueron filtrados mediante cortes de selección y posteriormente se ajustó la masa invariante de datos reales mediante un modelo gaussiano para la señal de la  $\Upsilon$  ( $1S$ ) y polinomial (lineal) para el background. Cabe resaltar que hay cortes como el de *rapidez* que no producen variaciones en la señal, por lo que se pueden omitir.

Se logró obtener un buen ajuste para la identificación de la señal de  $\Upsilon$  ( $1S$ ) y se exploró la posibilidad de encontrar los siguientes estados más masivos ( $2S, 3S$ ), sin embargo, no fue posible realizar un ajuste para los otros estados debido a la poca estadística en los datos. Entonces, dado que se identificó la  $\Upsilon$  ( $1S$ ) se puede concluir que se cumplió el objetivo propuesto al inicio de este estudio.

Finalmente, este análisis se puede aplicar para datos tomados recientemente, en 2018 la cantidad de datos tiene un factor de 10 en comparación con los datos de 2015, lo cual genera suficiente estadística para poder obtener mejores ajustes.



# Bibliografía

---

- [1] ATLAS Collaboration. *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. Phys. Lett B. Vol. 716, p. 1-29, 2012. [4](#)
- [2] CMS Collaboration. *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. Phys. Lett B. Vol. 716, p. 30-61, 2012. [4](#)
- [3] M. Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 1<sup>st</sup> edition, p. 1-6, 2013. [5](#)
- [4] L. D. Landau, E. M. Lifshitz. *Física Estadística*. Reverté, Vol. 5, p. 176-178, 1975. [5](#), [6](#)
- [5] K. Krane. *Modern Physics*. John Wiley & Sons, Inc., 3<sup>rd</sup> edition, p. 306, 2012. [5](#), [6](#)
- [6] D. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, Inc., 1987. [5](#), [6](#), [19](#)
- [7] K. Skjerdal. *Photoproduction of  $\rho^0$  and Two-photon Production of Lepton Pairs in Ultra-peripheral Pb-Pb Collisions at the CERN LHC*. PhD Thesis, University of Bergen, 2014. [7](#), [12](#), [13](#), [38](#)
- [8] M. Armesto, C. Pajares Vales. *Cromodinámica Cuántica*. Revista Española de Física, Vol. 24, No. 4, p. 19-30, 2011. [7](#), [9](#)
- [9] F. Halzen, A.D. Martin. *Quarks & Leptons: an Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, Inc., p. 311-319, 1984. [7](#), [9](#)
- [10] V. Chiochia, G. Dissertori, T. Gehrmann. *Phenomenology of Particle Physics II*. ETH Zurich & University of Zurich, 2010. [11](#)

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [11] A. Agostinelli. *Vector Meson Photoproduction in Ultra-Peripheral Heavy Ion Collision with ALICE at the LHC*. PhD Thesis, Università di Bologna, 2014. [15](#), [18](#), [19](#)
- [12] A. Ahmad Al-batainech. *J/ψ production in ultra-peripheral proton-lead and lead-lead collisions with CMS*. PhD Thesis, University of Kansas, 2017. [16](#), [40](#), [41](#)
- [13] S. Steed Boren. *Angular correlations of dijets in ultra-peripheral Pb+Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV*. PhD Thesis, University of Kansas, 2018. [17](#)
- [14] J. R Aitchison, J. G. Hey. *Gauge Theories Particle Physics a Practical Introduction*. Taylor & Francis Group, 4<sup>th</sup> edition, Vol. 1, p. 8-10, 2013. [20](#)
- [15] S. W. Herb, D. C. Hom, L. M. Lederman, et al. *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*. Phys. Rev. Lett. Vol. 39, p. 252-255, 1977. [21](#)
- [16] K. Ueno, B. C. Brown, et al. *Evidence for the  $\Upsilon'$  and a Search for New Narrow Resonances*. Phys. Rev. Lett. Vol. 42, p. 486-489, 1979. [22](#)
- [17] J. K. Bienlein, E. Hörber, M. Leissner, et al. *Observation of a narrow resonance at 10.02 GeV in  $e^+e^-$  annihilations*. Phys. Rev. Lett B. Vol. 78, p. 360-363, 1978. [22](#)
- [18] K. Nakamura, et al. *Particle Data Group*. Phys. G: Nucl. Part. Phys. Vol.37, 2010. [23](#)
- [19] L. Breva-Newell. *Decays of the  $\Upsilon(1S)$  into a photon and two charged hadrons*. PhD Thesis, University of Florida, 2004. [23](#)
- [20] L. Evans, P. Bryant. *LHC Machine*. Journal of Instrumentation. Vol. 3, 2008. [26](#), [27](#)
- [21] L. Valencia Palomo. *Inclusive J/ψ production measurement in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ALICE Muon Spectrometer*. PhD Thesis, Université Paris-Sud, 2013. [26](#), [27](#), [28](#)
- [22] N. Filipovic. *Measurements of Upsilon meson suppression in heavy ion collisions with the CMS experiment at the LHC*. PhD Thesis, Université Paris-Sud, 2015. [28](#), [30](#), [46](#)
- [23] ATLAS collaboration. *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. Journal of Instrumentation. Vol. 3, 2008. [29](#)

- [24] ALICE collaboration. *The ALICE Experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation. Vol. 3, 2008. [29](#)
- [25] CMS collaboration. *The CMS Experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation. Vol. 3, 2008. [30](#)
- [26] LHCb collaboration. *The LHCb Detector at the LHC*. Journal of Instrumentation. Vol. 3, 2008. [30](#)
- [27] CMS Collaboration. *The Compact Muon Solenoid Technical Proposal*. 1994. [30](#)
- [28] W. Andersson Ikegami. *Monte Carlo Simulation and Resolution study of the  $\eta \rightarrow e^+e^-$  decay in the WASA-at-COSY Detector*. BAsC Thesis, Uppsala University. [38](#)
- [29] R. Brun, F. Rademakers. *ROOT Data Analysis Framework*. User's guide, 2018. [45](#)
- [30] CMS collaboration. *Performance of CMS Muon Reconstruction in Cosmic-Ray Events*. Journal of Instrumentation. Vol. 5, 2010. [46](#)