



"El saber de mis hijos
hará mi grandeza"

UNIVERSIDAD DE SONORA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**”Separación en la J/Ψ en sus
componentes prompt y
non-prompt usando colisiones
portón-protón a 5.02 TeV en el
experimento CMS”**

TESIS

Para obtener el grado de licenciado en física

Presenta

Jesús Adrián Zatarain Alvarado

DIRECTOR DE TESIS

Dr. Lizardo Valencia Palomo

Octubre 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

Introducción

El Plasma de Quarks y Gluones se cree que existió al principio del universo, a unas muy altas densidades y temperaturas. Es un estado transición de fase de la materia nuclear en el que los quarks y gluones están desconfiados. Para poder recrearlo en los laboratorios se realizan colisiones nucleares en los aceleradores de partículas para reproducir las condiciones necesarias para su formación. Se usan métodos indirectos debido a su tiempo de vida corto. El método de interés consiste en el estudio de la partícula J/ψ , un estado ligado de $c\bar{c}$, que debido a su formación de quarks pesados ésta se produce en los primeros instantes de la colisión. Pero para tener una referencia, primero se hace un estudio de colisiones protón-protón.

El modelo estándar de la física de partículas nos proporciona una descripción de la estructura fundamental de la materia y las interacciones subyacentes. Dentro de este marco descriptivo se encuentra la partícula J/ψ . La producción del mesón J/ψ es materia de estudio en esta labor, éste puede ser dividido en dos componentes principales: producción prompt (producción por decaimiento de estados excitados, se producen directamente en la colisión inicial; en el vértice primario) y non-prompt (Producción por decaimiento de hadrones b, se producen en el vértice secundario).

En el presente trabajo se realiza el análisis de datos de colisiones protón-protón a 5.02 TeV, tomando datos del experimento CMS del LHC. El estudio tiene como finalidad cuantificar la producción de componentes prompt y non-prompt J/ψ midiendo la longitud de decaimiento del mesón J/ψ .

La parametrización de la masa y de la longitud de decaimiento pseudo-propia del mesón son necesarios para realizar un ajuste bidimensional de la masa y de la longitud de decaimiento pseudo-propia, para rangos de p_T de 30-40 y 40-60 GeV/c en cinco intervalos de z . Las herramientas utilizadas principalmente para realizar estos ajustes son las simulaciones de Montecarlo y la técnica sPlot. En el capítulo 2 se encuentra un ejemplo sencillo que describe la operación de este último.

Al final se obtiene la cantidad de componentes prompt y non-prompt J/ψ y se discuten los resultados en el capítulo 4.

Las gráficas correspondientes a $40 < p_T < 60$ se adjuntan en el apéndice A.

Índice general

1. Antecedentes	5
1.1. Física de partículas	5
1.2. Modelo estándar	6
1.3. Breve historia	7
1.4. J/ψ	9
1.5. Charmonium	10
1.6. Diferentes tipos de producción de J/ψ : prompt y non-prompt	11
1.7. Cromodinámica Cuántica	13
1.8. Función de Distribución Partónica	14
1.9. Plasma de Quarks y Gluones	15
2. Herramientas experimentales de física de partículas	18
2.1. El Gran Colisionador de Hadrones	18
2.1.1. Historia	19
2.1.2. Luminosidad	21
2.1.3. Detectores	21
2.2. CMS	22
2.2.1. Subdetectores	23
2.3. Masa	25
2.4. Simulaciones de Montecarlo	27
2.5. La técnica sPlot	28
2.5.1. sPlot: ejemplo	28
3. Metodología	36
3.1. Parametrización de la masa	37
3.2. Parametrización de la longitud de decaimiento pseudopropia	39
3.2.1. Parametrización de la distribución de error de σ_l	39
3.2.2. Parametrización de la resolución de $l_{J/\psi}$	42
3.2.3. Parametrización de la distribución verdadera de $l_{J/\psi}$ de los mesones J/ψ	43
3.2.4. Parametrización de la distribución del ruido de $l_{J/\psi}$	45
3.2.5. Ajuste bidimensional a las distribuciones de $m^{\mu\mu}$ y $l_{J/\psi}$	47
4. Resultados	50
4.1. Producción del mesón J/ψ en sus componentes prompt y non-prompt	50
4.2. Discusión de resultados	57
5. Conclusiones	59

Bibliografía	62
A. Gráficas	63
índice de figuras	73
índice de cuadros	74

Capítulo 1

Antecedentes

1.1. Física de partículas

La física de partículas tiene como objetivo explicar de qué está constituida la materia en su nivel más fundamental. A lo largo del siglo XX la propuesta se fue refinando conforme nuevas teorías surgían y los experimentos las confirmaban o descartaban.

Para describir el cómo interaccionan dos cuerpos y su posterior movimiento, hacemos uso de la mecánica correspondiente atendiendo a la rapidez y la escala: la mecánica clásica es la que gobierna los sucesos cotidianos que se transportan a velocidades muy bajas comparadas con la de la luz, la mecánica relativista incluye descripciones comparables a la velocidad de la luz, mientras que la mecánica cuántica para objetos muy pequeños [1]. Para objetos que son pequeños y rápidos utilizamos la teoría cuántica de campos debido a que las partículas elementales con las que se trata son extremadamente pequeñas y típicamente se mueven a velocidades cercanas a la de la luz.

Existen cuatro fuerzas que gobiernan el Universo, la primera de ellas es la gravedad, su primera descripción fue dada por Newton en 1687 y posteriormente fue modificada por Einstein en 1915 para conciliar la teoría de la relatividad especial con la mecánica gravitatoria en lo que actualmente se conoce como teoría de la relatividad general [2]. La segunda es la fuerza electromagnética, en 1865 James Clerk Maxwell se dio a la tarea de resumir los fenómenos eléctricos y magnéticos, que diversos científicos habían formulado hasta la fecha, en las ecuaciones que llevan su nombre (Ecuaciones de Maxwell del electromagnetismo) [3]. Las dos fuerzas restantes fueron teorizadas y corroboradas experimentalmente a lo largo del siglo XX, una de ellas, la fuerza fuerte, encontró su marco de descripción en la cromodinámica cuántica; mientras que la fuerza débil junto con la electromagnética halló su marco descriptivo dentro de la teoría electrodébil [4]. Entre la década de 1960 y 1970 emergió una teoría que describe todas las interacciones entre las partículas elementales conocidas, exceptuando la gravedad; de manera que los dos últimos modelos físicos mencionados, la teoría electrodébil y la cromodinámica cuántica, se unieron junto con la electrodinámica cuántica para dar a luz al llamado Modelo Estándar [1].

1.2. Modelo estándar

En un vistazo actual, toda la materia está formada de tres tipos de partículas elementales: leptones, quarks y sus mediadores (que también podemos clasificarlos en fermiones, para los dos primeros, y bosones para el último). Hay seis leptones, clasificados de acuerdo a su carga, número de electrón, número de muón y número de tau; de manera similar hay seis sabores de quarks clasificados de manera similar. Cada uno de ellos tiene su correspondiente antipartícula y se clasifican en tres generaciones. Los quarks vienen en tres colores, de manera que en total son 36 quarks, y 12 leptones [1].

Los fermiones son partículas con espín semientero que se comportan de acuerdo a la estadística formulada por Enrico Fermi y Paul Dirac en 1926. Como consecuencia, los fermiones están restringidos por el principio de exclusión de Pauli, que dicta que dos o más fermiones con el mismo número cuántico no pueden ocupar el mismo estado cuántico. La Figura 1.1 resume las principales propiedades de los fermiones.

	Leptons				Quarks			
	Particle		Q	mass/GeV	Particle		Q	mass/GeV
First generation	electron	(e^-)	-1	0.0005	down	(d)	-1/3	0.003
	neutrino	(ν_e)	0	$< 10^{-9}$	up	(u)	+2/3	0.005
Second generation	muon	(μ^-)	-1	0.106	strange	(s)	-1/3	0.1
	neutrino	(ν_μ)	0	$< 10^{-9}$	charm	(c)	+2/3	1.3
Third generation	tau	(τ^-)	-1	1.78	bottom	(b)	-1/3	4.5
	neutrino	(ν_τ)	0	$< 10^{-9}$	top	(t)	+2/3	174

Figura 1.1: Los doce fermiones fundamentales divididos en quarks y leptones [4]

En el modelo estándar cada fuerza fundamental está mediada por el intercambio de bosones, los cuales son partículas con espín entero que se rigen por la estadística de Bose-Einstein propuesta en 1924 por Sateyndra Bose y Albert Einstein [5].

Los gluones, que son las partículas mediadoras de la fuerza fuerte, pueden interactuar entre ellos dando lugar a una interacción fuerte que confina los quarks en una configuración sin color conocida como hadrones. Los hadrones que están compuestos por tres quarks o antiquarks son llamados bariones o antibariones (según sea el caso), mientras que aquellos que están hechos de un quark y un antiquark son los llamados mesones [5]. Hadrones exóticos conteniendo cuatro o cinco quarks han sido recientemente observados por las colaboraciones Belle y LHCb, respectivamente [6].

La generación de masa en la física de partículas está explicada en el modelo estándar por el mecanismo de Brout-Englert-Higgs (BEH). Los bosones débiles y los fermiones adquieren sus masas por la interacción con el campo de Higgs. Mientras más fuerte una partícula se acople al campo de Higgs, más masiva se vuelve. La excitación cuántica del campo de Higgs corresponde a un bosón escalar, el llamado bosón de Higgs. El mecanismo BEH fue confirmado experimentalmente después de que las colaboraciones CMS[12] y ATLAS[13] anunciaran el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012.

A pesar del contundente éxito del modelo estándar, éste no proporciona una explicación del porqué de la masa de las partículas, tampoco proporciona una explicación de la materia oscura y de la energía oscura [4]. La teoría de las supercuerdas

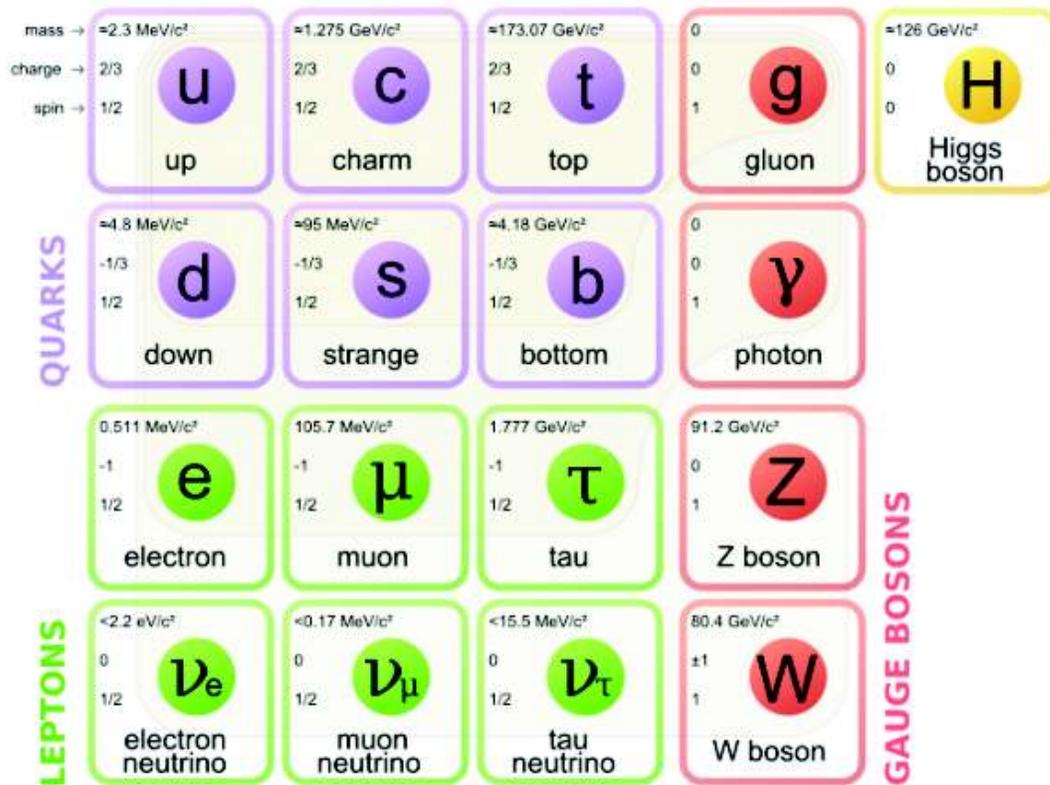


Figura 1.2: El modelo estándar de la física de partículas [7].

desde 1984 ha capturado el interés y la imaginación de una generación entera de físicos de partículas. Esta teoría promete unificar la relatividad general y la mecánica cuántica, solucionar los numerosos infinitos que hay en la teoría cuántica de campos, pero también de proveer una teoría unificadora de todo. El modelo estándar sería un primer paso para una teoría del todo [8]. (Figura 1.2)

1.3. Breve historia

Desde tiempos remotos, la curiosidad del ser humano le ha llevado a cuestionar cómo está compuesta la naturaleza. Innumerables respuestas salieron a palestra y muchas eran razonables, mas no había algo que las corroborara. Desde la época de los griegos se hablaba de una unidad indivisible llamada átomo, que sería el bloque fundamental de la naturaleza para formar todo lo visible. No fue sino hasta el siglo XIX que la ciencia moderna, apoyada de teorizaciones y experimentos reproducibles, se enfrascó en esta pregunta fundamental.

En 1897 fue la confirmación experimental de la primera partícula, el electrón, por parte de J.J Thomson [4]. Ésta era una partícula con carga negativa, que tiempo más tarde se especularía que forma parte del átomo. De aquí, experimentos salieron a luz que confirmaban la existencia de los demás constituyentes del átomo: el protón y el neutrón. Con ello se completaba el esquema más fundamental que se creía hasta entonces de lo que era el nivel más fundamental de la materia. Pero la respuesta estaba lejos de terminar porque más tarde, en el siglo XX, con el advenimiento

de la mecánica cuántica, llegaron diferentes teorías y experimentos que ponían de manifiesto que el marco de una comprensión total de la naturaleza estaba lejos de llegar.

El fotón fue la primera partícula mediadora que se descubrió, de ahí le siguieron los mesones, que eran partículas con masa entre la de los protones y electrones, entre ellos estaba el Pión, el cual se teorizó que debía actuar como portador de la fuerza fuerte. Con el Pión llegó una nueva, el muón, que llegaría a estar en la misma categoría que el electrón, dentro de los leptones. Los años pasaron y la existencia de las antipartículas fue confirmada, cada partícula debía de tener su antipartícula de carga opuesta a la original. Entre 1930 y 1962 se hallaron los neutrinos, partículas con carga neutra que participaban en decaimientos Beta, cayeron dentro de la categoría de los leptones y los dos leptones conocidos tenían su propio neutrino [1].

La historia se fue complicando aún más con la llegada de las partículas extrañas, ahora el esquema se amplió aún más. Entre 1961 y 1964 llegó la clasificación de las partículas a manera de la tabla periódica de los elementos químicos. El encargado fue Murray Gell-Mann que introdujo el llamada Camino Óctuple en 1961. Ésta acomodaba los bariones y los mesones en patrones geométricos de acuerdo a su carga (Q) y extrañeza (S). Los ocho bariones más ligeros encajaban en un arreglo hexagonal con dos partículas en el centro: el octeto de los bariones (Figura 1.3). De manera similar ocurrió con los mesones, el octeto de los mesones (Figura 1.4). Diez bariones más pesados formaban el decuplete de los bariones (Figura 1.5).

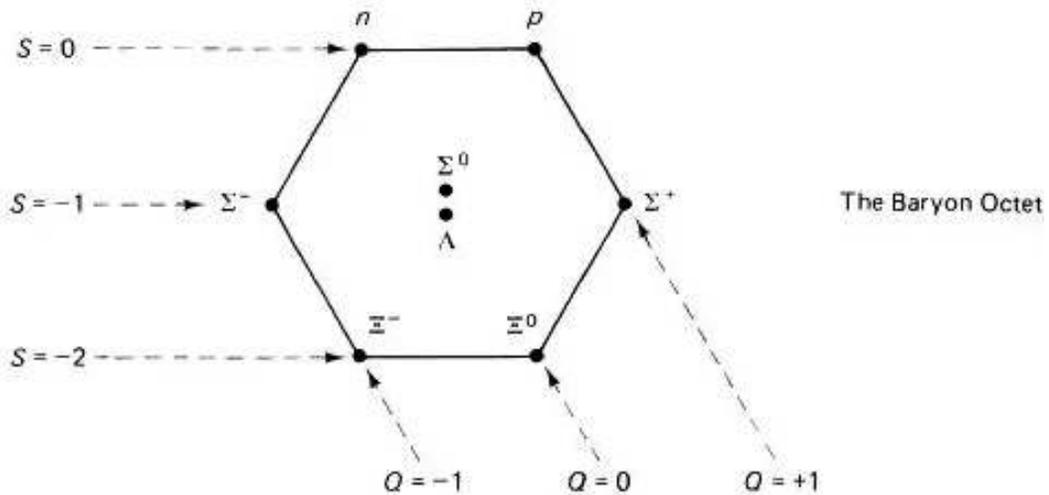


Figura 1.3: El octeto de los bariones [1].

Con el éxito del Camino Óctuple surgió la pregunta: ¿por qué los hadrones encajan dentro de estos patrones tan bizarros?. La respuesta vino en 1964 de la mano de Gell-Mann con el modelo de quarks. Aquí los hadrones estaban formados por partículas aún más elementales, los cuales Gell-Mann llamó quarks. Los quarks vienen en tres tipos (o sabores): Up (con $Q = +2/3$ y $S = 0$), Down ($Q = -1/3$ y $S = 0$) y Strange ($Q = -1/3$ y $S = -1$). Cada barión estaba compuesto de tres quarks y cada mesón de un quark y su antiquark. Con esto, sólo era cuestión de aritmética el construir el decuplete de los bariones y el octeto de los mesones. Solamente se tenía que hacer una combinación de estos como correspondiese [1].

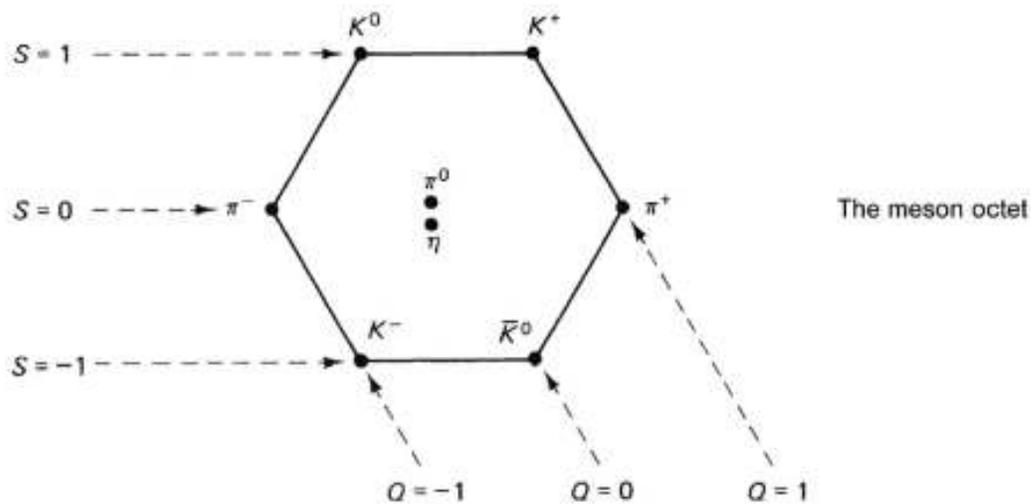


Figura 1.4: El octeto de los mesones [1].

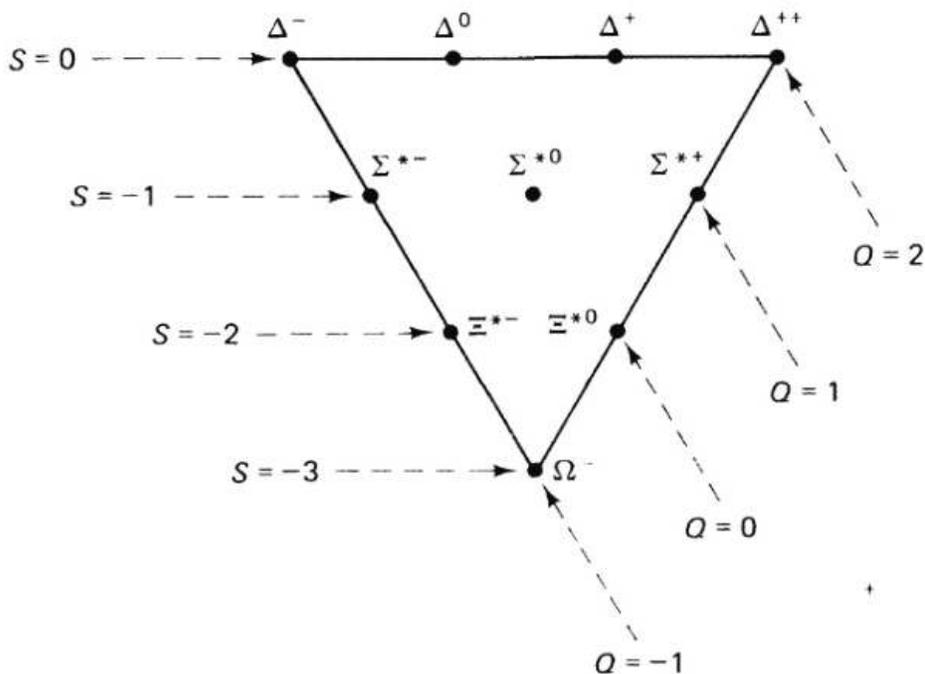


Figura 1.5: El decuplete de los bariones [1].

1.4. J/ψ

La ausencia experimental de quarks libres y la inconsistencia con el principio de Pauli dio origen a que el modelo de quarks quedase relegado entre 1964 y 1974. El descubrimiento del mesón J/ψ reavivó el interés en el modelo de quarks. Fue observado por primera vez en el verano de 1974 en Brookhaven por un grupo dirigido por T. T. Ting, meses más tarde la misma partícula fue descubierta por otro grupo en SLAC comandado por Burton Richter. Los dos grupos publicaron el hallazgo simultáneamente, el primer grupo llamándola J y el segundo J/ψ . La partícula J/ψ

era un mesón eléctricamente neutro, extremadamente pesado, y lo que hizo esta partícula tan inusual fue su extraordinaria larga vida (10^{-29} segundos en desintegrarse). Todos los eventos que fueron causados por el descubrimiento del mesón J/ψ vinieron a ser conocidos como la Revolución de Noviembre [1].

Tiempo después de su descubrimiento, la naturaleza de esta partícula fue objeto de intensos debates. Pero la explicación que más destacó fue la propuesta por el modelo de quarks. La partícula J/ψ es un estado ligado de, hasta entonces nuevos, quark c (charm) y su antiquark. Esto dio lugar a un paralelismo entre los quarks y los leptones, debido a que la cantidad de ambos era similar. El quark c era el tercer quark descubierto para esa fecha, se llegó a especular que había un cuarto quark. Tiempo después se verificó experimentalmente la existencia de éste y dos más, a la vez que un quinto y sexto leptón: el Tau y el neutrino del Tau [1]. Quedando así la cantidad de seis leptones y quarks más su correspondiente antipartícula y color (en el caso de los quarks).

1.5. Charmonium

Poco tiempo antes del descubrimiento de ψ , Appelquist y Politzer sugirieron que si un quark ‘charm’ pesado existe (como Glashow y otros habían propuesto) debería de formar un estado ligado no-relativista con un espectro de niveles de energía similar al positronium (sistemas e^+e^-). Ellos llamaron al sistema ‘charmonium’. Cuando encontraron la partícula ψ en 1974, fue rápidamente identificado como el estado 1^3S_1 del charmonium. Dentro de dos semanas el $\psi'(2^3S_1)$ fue encontrado [1].

En su debido tiempo todos los estados $n = 1$ y $n = 2$ fueron descubiertos, excepto para el 2^1P_1 tuvo una masa de alrededor de $3500 MeV/c^2$, el cual presentaba problemas experimentales especiales [1]. La siguiente nomenclatura ha sido adoptada: estados de singuletes S (con espín 0) son llamados η_c , estados de tripletes S (con espín 1) son llamados ψ , y estados de tripletes P (espín 0, 1 ó 2) son llamados χ_{c0} , χ_{c1} , χ_{c2} .

El nombre de charmonium es análogo al de positronium. Las propiedades del charmonium, y de su pariente bottomonium, son descritos por la interacción fuerte [11]; por lo tanto juegan un rol importante en el entendimiento de la dinámica de los hadrones.

Debido a su gran masa, los estados ligados de $c\bar{c}$ pueden ser tratados usando un enfoque no relativista con el potencial de Cornell

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \quad (1.1)$$

Donde la parte linealmente creciente representa la fuerza restrictiva dada en términos de la tensión de la cuerda $\sigma \approx 0.2 GeV^2$ eso mantiene el par unido. El segundo término es un potencial de tipo coulombiano con $\alpha = \pi/12$. De esta manera es posible calcular las masas, las energías de ligamiento y el radio del estado de ligamiento más bajo del $c\bar{c}$ [10].

Los número cuánticos y las propiedades básicas de la mayoría de los estados en la familia del charmonium pueden ser, parcialmente, explicados mediante una descripción no relativista del par quark antiquark $c\bar{c}$. La aplicabilidad de estas descripciones requiere de una estimación de la significancia de los efectos relativistas para el charmonium. Esto puede ser realizado de manera aproximada por medio de

las masas de las resonancias, la diferencia de masa ΔM entre el estado base del charmonium (J/ψ) y su primer estado excitado radial (ψ') en unidades de cualquiera de las masas proporciona una estimación del parámetro relativista v^2/c^2

$$\frac{v^2}{c^2} \frac{\Delta M}{M} \approx 0.2 \quad (1.2)$$

Esta moderada, pero no demasiado pequeña magnitud de los efectos relativistas, nos permite tratar la dinámica del charmonium en el límite no relativista incluyendo los efectos relativistas como perturbaciones en potencias de v/c .

En un esquema no relativista, los estados de charmonium son caracterizados por tres variables físicas: el momento angular orbital L , el espín total S del par de quarks, y finalmente por el momento angular total J [10]. Como de costumbre, el momento angular total, que define al espín de la partícula, está dado por la suma vectorial entre el momento orbital y el espín: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. De manera similar, el espín total S es la suma vectorial de los espines del quark y el antiquark: $\vec{S} = \vec{s}_c + \vec{s}_{\bar{c}}$. S puede tomar valores de 0 ó 1 y consecuentemente los cuatro posibles estados del espín del par $c\bar{c}$ puede ser dividido en un singulete y un triplete. En adición, debido a la excitación del movimiento radial del par $c\bar{c}$, el espectro contiene niveles, con la misma L , S y J , difiriendo por el número de excitación cuántica radial n_r ($n_r = 0$ corresponde a el nivel más bajo en el espectro). Se ha vuelto un estándar común expresar los valores de estos números cuánticos para cada estado del charmonium en la forma;

$$(n_r + 1)^{(2S+1)} L_J \quad (1.3)$$

La combinación $2S+1$ permite indicar la multiplicidad del espín, mientras que los valores de L , $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ están escritos, siguiendo la notación estándar de la física atómica, como S, P, D, F, \dots . El estado más bajo, correspondiente a $L = 0$, $S = 0$, y consecuentemente, $J = 0$ es representado como 1^1S_0 (resonancia χ) mientras que el primer estado radial excitado ($n_r = 1$) con el mismo número cuántico es 2^1S_0 (resonancia χ') [10]. Se puede observar los niveles de espectro de energía en la Figura 1.6.

Finalmente, el valor de L determina la paridad (P) para cada estado: $P = (-1)^{L+1}$, mientras L y S combinados juntos fijan la paridad de conjugación de carga: $C = (-1)^{L+S}$. Por lo tanto, los anteriormente mencionados estados S_0 tienen números cuánticos $J^{PC} = 0^{-+}$ mientras los estados 3S_1 ($J/\psi, \psi', \dots$) tienen $J^{PC} = 1^{--}$, el mismo número cuántico como la corriente electromagnética. Así, estos estados de charmonium pueden ser producidos en aniquilaciones de e^+e^- .

1.6. Diferentes tipos de producción de J/ψ : prompt y non-prompt

La detección de quarkonia, el plural de quarkonium, requiere de la identificación de varios productos de decaimientos hadrónicos y leptónicos.

La producción del mesón J/ψ puede ocurrir en cuatro maneras [10]:

- La producción directa; mesones J/ψ producidos directamente en la colisión inicial como resultado de la hadronización del par $c\bar{c}$ a través del proceso (para colisiones protón-protón): $pp \rightarrow c\bar{c} + X$ donde $c\bar{c} \rightarrow J/\psi$

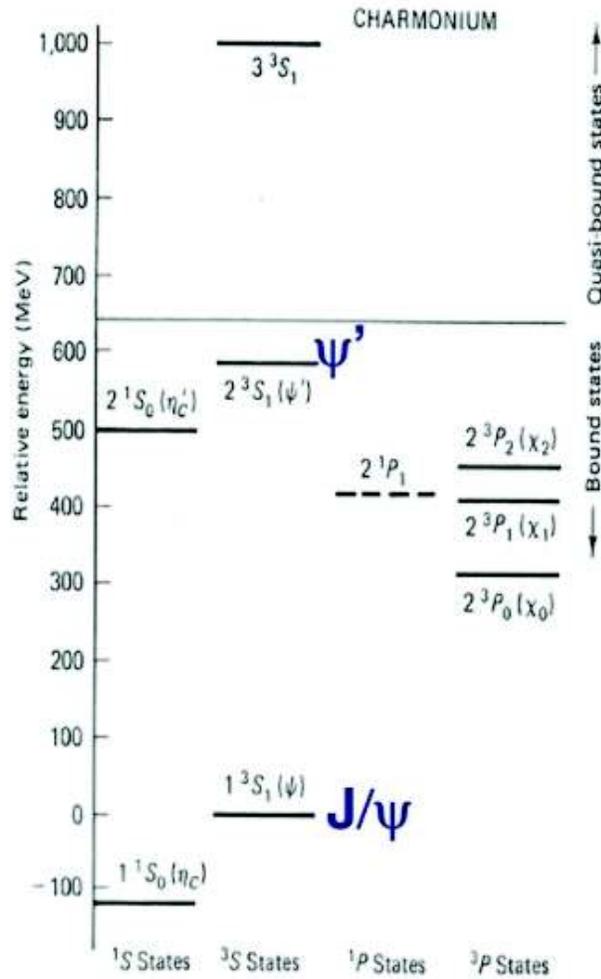


Figura 1.6: Niveles del espectro de energía del charmonium: Los estados con $n = 1$ y $n = 2$ tienen una vida media larga comparada con otras partículas, mientras que para $n \geq 3$ producen mesones D, su vida media es por tanto más pequeña [1].

- Producción prompt por decaimiento de estados excitados; puede ocurrir en dos formas:
 1. J/ψ producido indirectamente por el decaimiento radiativo del χ_C a través del proceso (para colisiones protón-protón): $pp \rightarrow c\bar{c} + X$ donde $c\bar{c} \rightarrow \chi_c \rightarrow J/\psi + \gamma$
 2. J/ψ producido indirectamente por el decaimiento de $\psi'(\psi(2S))$ a través del proceso (para colisiones protón-protón): $pp \rightarrow c\bar{c} + X$ donde $c\bar{c} \rightarrow \psi' \rightarrow J/\psi + X$
- La producción non-prompt; J/ψ producido a través del decaimiento de hadrones b a través del proceso (para colisiones protón-protón): $pp \rightarrow b + X \rightarrow J/\psi + X'$

La producción total de J/ψ , llamado producción inclusiva, puede ser entonces dividida en dos componentes principales: La producción prompt, J/ψ producido

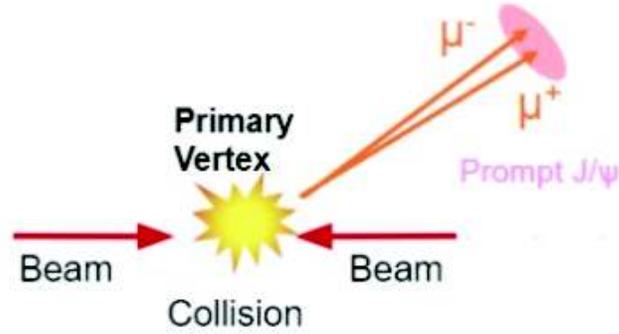


Figura 1.7: Producción prompt J/ψ a partir la colisión de dos partículas en el vértice primario [11]

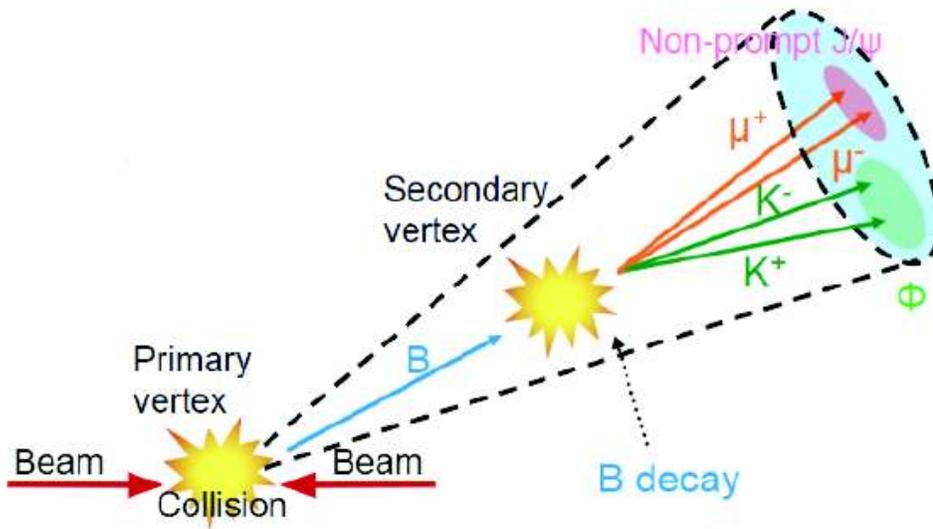


Figura 1.8: Producción Non-prompt J/ψ a partir del decaimiento de b en vértice secundario [11]

directamente en las colisiones iniciales o de decaimientos de estados del charmonium más pesados, y una producción non-prompt, J/ψ producido del decaimiento de hadrones b. Esto se esquematiza en las Figuras 1.7 y 1.8, respectivamente.

1.7. Cromodinámica Cuántica

La interacción fuerte es una de las tres interacciones fundamentales descritas en el modelo estándar de física de partículas. La teoría que le describe es la cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés). Une a los quarks y gluones en hadrones.

La cromodinámica cuántica es una teoría cuántica de campos no abeliana con grupo de simetría de norma $SU(3)$ ¹, que describe la interacción fuerte entre partícu-

¹En la teoría de grupos, la mayoría de los grupos de interés en física se pueden formular como matrices; el grupo $U(n)$ hace referencia a la colección de todas las matrices unitarias $n \times n$ y si nos restringimos a matrices unitarias con determinante 1, el grupo es llamado $SU(n)$

las cargadas de color. El objeto primario de QCD son los quarks, los cuales llevan una carga de color y anticolor. Hay ocho diferentes gluones que forman una representación de octeto de $SU(3)$. El lagrangiano de QCD es [5]:

$$L_{QCD} = \sum_f q_{f,i} (i\gamma^\mu D_\mu^{i,j} - m_f \delta^{\alpha\beta}) q_{fj} - F_{\mu,v}^\alpha F_{\alpha}^{\mu,v} \quad (1.4)$$

Donde γ^μ son las matrices γ de Dirac. El término $q_{f,i}$ representa el espinor de Dirac de un quark con sabor f , masa m_f e índice de color i yendo desde $i = 1$ hasta 3. La derivada covariante de la norma de QCD, $D_\mu^{i,j}$, y el tensor de intensidad del campo de gluones es:

$$D_\mu^{i,j} = \delta^{ij} \partial_\mu - i \frac{g_s}{2} \lambda_\alpha^{i,j} G_\mu^\alpha \quad (1.5)$$

$$F_{\mu v}^\alpha = \partial_\mu G_\nu^\alpha - \partial_\nu G_\mu^\alpha + g_s f_{bc}^a G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.6)$$

Donde g_s es la constante de acoplamiento de norma fuerte, f_{bc}^a son las constantes de estructuras $SU(3)$, $\lambda_\alpha^{i,j}$ son las matrices de Gell-Mann, y G_μ^α es el campo vectorial de un gluón con índice α que va desde 1 hasta 8.

Una importante consecuencia de la naturaleza no abeliana de QCD es la libertad asintótica de partículas cargadas de color descubiertas en 1973 por David Gross y Frank Wilczek, y también por David Politzer. La intensidad de la fuerza nuclear fuerte se reduce asintóticamente a medida que la escala de energía es incrementada. Considerando la relación inversa entre la longitud de onda de las partículas y su momento (la hipótesis de de Broglie), la libertad asintótica implica que las interacciones nuclear fuerte entre quarks se hacen más débiles cuanto mayor es el momento o a distancias más cortas. El hecho de que los quarks y los gluones nunca hayan sido observados de manera aislada en condiciones normales es debido a un fenómeno de QCD llamado confinamiento de color. La intensidad de la fuerza nuclear fuerte aumenta cuando la energía es reducida o la distancia es aumentada. La gran interacción fuerte entre las partículas cargadas de color fuerzan a los quarks y gluones a permanecer confinados en los hadrones [5].

La fuerza nuclear fuerte puede ser descrita cualitativamente como una cadena, como se puede ver en la Figura 1.9. Cuando un quark y un antiquark se separan, la cadena de gluones que media su interacción fuerte se elonga, incrementando la energía. La cadena eventualmente se rompe cuando se vuelve más energéticamente favorable el crear un par de quark-antiquark ligero, dividiendo el mesón original en dos mesones. Esto da lugar a un proceso llamado hadronización, donde los quarks y los gluones producen una cascada de hadrones. La presencia de partículas cargadas de color en colisiones de alta energía puede ser medida experimentalmente usando jets.

1.8. Función de Distribución Partónica

La producción de partículas en colisiones hadrónicas depende de la evolución de los partones (éste es considerado un componente del hadrón) dentro de los hadrones y la transferencia de momento del partón durante la dispersión dura. Debido a que la constante de acoplamiento fuerte decae conforme se aumentan las escalas de momento, los partones pueden ser considerados asintóticamente libres dentro de

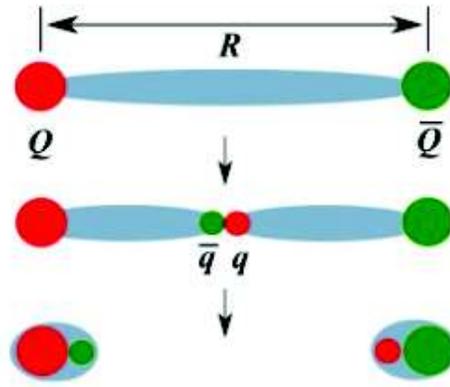


Figura 1.9: Esquematzación del rompimiento de la cadena de gluones entre un quark y un anti-quark debido a la creación de un par $q\bar{q}$ [14]

los hadrones durante colisiones donde están involucrado transferencias de momentos grandes. En este caso, cada partón carga consigo una fracción del momento total del hadrón [4].

Las propiedades cuánticas de los hadrones, como la carga eléctrica o de color, son derivadas de los quarks de valencia. La interacción entre los quarks de valencia está mediada por el intercambio de gluones. Los gluones también pueden producir pares de quark-anti-quark virtuales y otros gluones a través de interacciones entre ellos.

Una manera conveniente de estudiar el contenido partónico de los hadrones es a través de la función de distribución de partones (PDF). Ésta representa la probabilidad de que un partón lleve una fracción fracción del momento total del hadrón [5].

en esta tesis se usará el conjunto de PDFs NLO CT14 publicados en 2016 [15]. Los ajustes de los PDFs CT14 incluyen datos de bosones vectores y jets del experimento LHC con colisiones p-p a 7 TeV y 8 TeV. La Figura 1.10 presenta los resultados del PDF del protón de CT14 a $Q = 2$ GeV y $Q = 100$ GeV. Se puede observar que los quarks de valencia ligera cargan gran parte del momento del protón, mientras los gluones y quarks están principalmente distribuidos cerca del eje x. Cuando la energía es incrementada, la distribución de partones se alza significativamente.

1.9. Plasma de Quarks y Gluones

Los colisionadores de iones pesados se han convertido en herramientas esenciales para explorar las propiedades fundamentales de la materia. Las colisiones de núcleos son usadas para recrear el plasma de quarks y gluones en el laboratorio. El Plasma de quarks y gluones se cree que existió al principio del Universo y ser parte del núcleo de algunos objetos astronómicos como las estrellas de neutrones. En la Figura 1.11 se puede observar un diagrama de fases de materia para ejemplificar lo mencionado y dilucidar las extremas temperaturas necesarias para la formación del plasma. El estudio del plasma de quarks y gluones nos permite poner a prueba la Cromodinámica Cuántica en los regímenes más extremos y provee conocimiento de la evolución

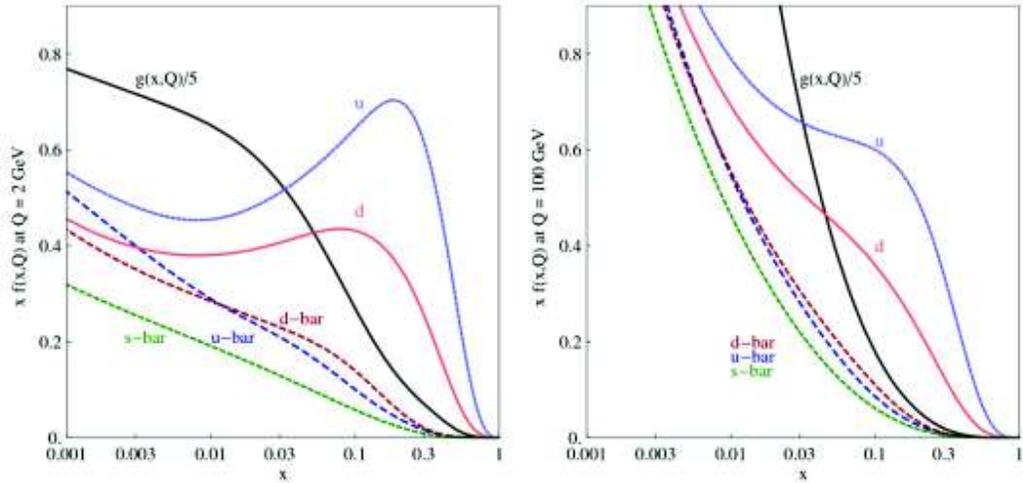


Figura 1.10: Resultados de los PDFs CT14 NNLO del protón a $Q = 2 \text{ GeV}$ (izquierda) y $Q = 100 \text{ GeV}$ [15]

del Universo. Algunas de las metas de investigación primarias del programa de física de colisiones de iones pesados es entender la formación y propiedades del plasma de quarks y gluones, y cómo es que la materia interactúa con el medio nuclear. Hoy en día, el estudio experimental de colisiones de iones pesados ultra relativistas (energías arriba de $\sqrt{S_{NN}} > 10 \text{ GeV}$) es realizada en el Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL) y en la Organización Europea para Investigación Nuclear (CERN) [5].

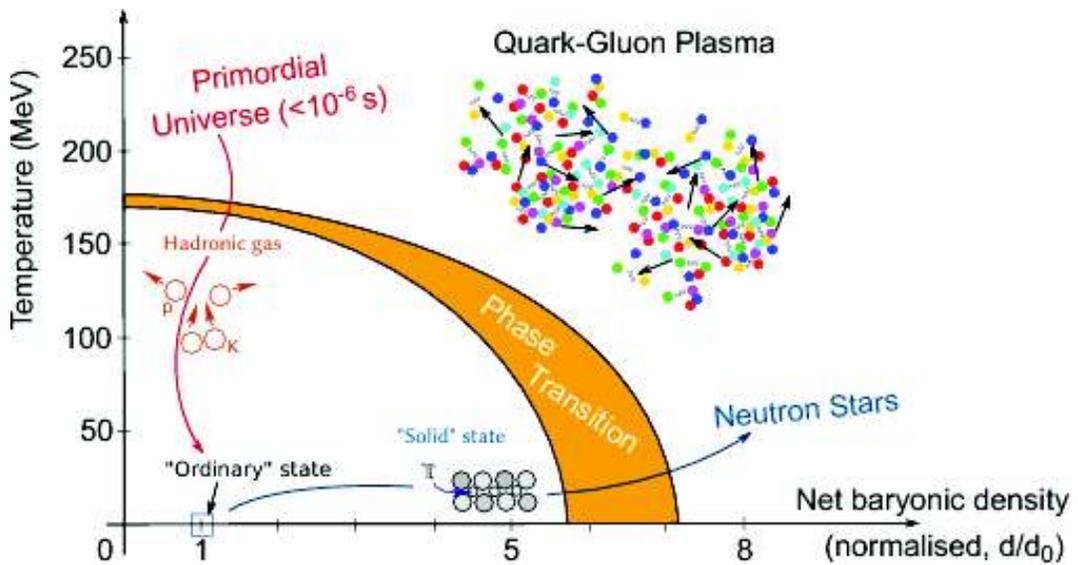


Figura 1.11: Diagrama de fase de materia, yendo desde materia nuclear normal hasta el Plasma de Quarks y Gluones [9]

Esta transición de fase se supone que toma lugar a densidades de energía de $\epsilon \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ y/o a una temperatura de $T \approx 200 \text{ MeV}$ [10].

El plasma de quarks y gluones no puede ser experimentalmente medido directamente, porque una vez creado sólo existe durante una pequeña cantidad de tiempo. Sin embargo, el plasma de quarks y gluones puede ser estudiado indirectamente mi-

diendo cómo las partículas y el sistema producidos en la colisión son modificadas por la presencia del plasma de quarks y gluones. Nuestro entendimiento del plasma de quarks y gluones se ha expandido sustancialmente desde los últimos 20 años. La primera evidencia de su existencia fue encontrada en SPS, después de estudiar la supresión de mesones J/ψ [5].

Ahondando en la supresión del quarkonium J/ψ , Cuando la materia hadrónica es llevada a temperaturas extremas y de energía, ésta pasa a tener quarks y gluones libres. Este desconfinamiento afecta a la partícula J/ψ . Ocurre un fenómeno llamado apantallamiento de Debye, en el cual el estado ligado de quark-antiquark es apantallado por los quarks y gluones desconfinados a sus alrededores (como se puede ver en la Figura 1.12), el estado ligado desaparece y se da la llamada supresión de J/ψ , la cual funciona como señal de que se formó plasma de quarks y gluones [5].

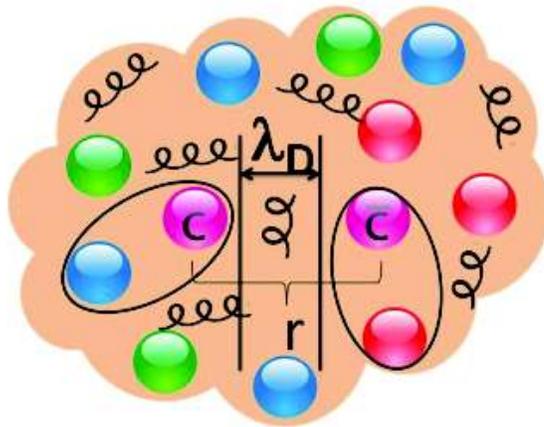


Figura 1.12: Debido al desconfinamiento de los quarks y gluones, la unión de $c\bar{c}$ se disuelve y por tanto no se forma la partícula J/ψ [16]

Capítulo 2

Herramientas experimentales de física de partículas

2.1. El Gran Colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés) es el acelerador de partículas más grande y poderoso en el mundo. Su primera operación comenzó el 10 de septiembre de 2008, y continúa siendo la última incorporación al complejo de aceleradores del CERN. El LHC consiste en un anillo de 27 kilómetros de imanes superconductores con una serie de estructuras aceleradoras para impulsar la energía de las partículas a lo largo de su trayecto [17].

Dentro del acelerador, dos haces de partículas altamente energéticas viajan a velocidades cercanas a la de la luz antes de colisionar entre ellas. Los haces viajan en direcciones opuestas en tubos de haces separados, dos tubos mantenidos en vacío ultra alto. Son guiados alrededor del anillo del acelerador por un fuerte campo magnético mantenido por electroimanes superconductores. Los electroimanes están contruidos a partir de bobinas de cable eléctrico especial que opera en un estado superconductor, conduciendo eficientemente la electricidad sin resistencia ni pérdida de energía. Esto requiere enfriar los imanes a $-271,3\text{ °C}$. Por esta razón, gran parte del acelerador está conectado a un sistema de distribución de helio líquido, que enfría los imanes, así como a otros servicios de suministro [17].

Se utilizan miles de imanes de diferentes variedades y tamaños para dirigir los haces alrededor del acelerador. Estos incluyen 1232 imanes dipolos de 15 metros de longitud que doblan los haces y 392 imanes cuadrupolos, cada uno de 5 - 7 metros de largo, que enfocan los haces.

Todos los controles del acelerador, sus servicios y la infraestructura técnica se encuentran bajo un mismo techo en el Centro de Control del CERN. Desde aquí, los haces dentro del LHC chocan en cuatro lugares alrededor del anillo del acelerador, correspondientes a las posiciones de cuatro detectores de partículas: ATLAS, CMS, ALICE y LHCb.

Hay dos cadenas de inyección principales para el LHC, una optimizada para protones y la otra para núcleos de Pb (Pb^{82+}). La Figura 2.1 muestra un diagrama esquemático de las cadenas de inyección del LHC para protones e iones Pb representados con flechas rojas y azules, respectivamente.

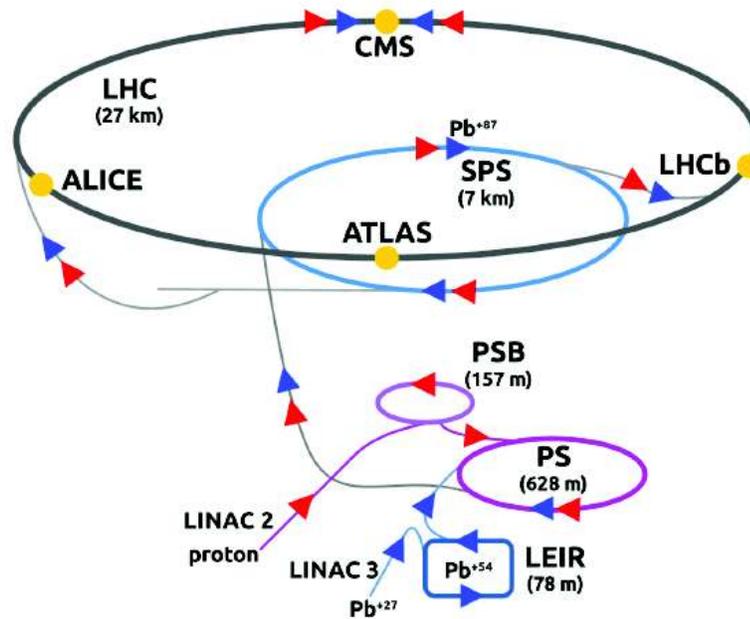


Figura 2.1: Diagrama esquemático de la cadena de inyección del LHC para protones y núcleos de Pb.

2.1.1. Historia

En 1949, durante la Conferencia Cultural Europea en Lausana, el físico francés y premio Nobel Louis de Broglie propone la creación de un laboratorio científico europeo. En 1952, tras la celebración de dos conferencias de la UNESCO sobre el tema, 11 gobiernos europeos firman un acuerdo por el que se establece un Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) provisional [18]. En una reunión del consejo del CERN en Amsterdam, se selecciona un sitio cerca de Ginebra para el laboratorio planeado. En 1954, La Organización Europea para la Investigación Nuclear se crea formalmente el 29 de septiembre y sus 12 miembros fundadores fueron Bélgica, Gran Bretaña, Dinamarca, Francia, Alemania, Grecia, Italia, Países Bajos, Noruega, Suecia, Suiza y Yugoslavia. Austria y España se incorporan al CERN en 1959 y 1961, respectivamente. Yugoslavia abandona la Organización en 1961 por motivos económicos. España abandona la Organización en 1969 pero se reincorpora en 1983. Finlandia y Polonia se incorporan en 1991, Hungría en 1992, las Repúblicas Checa y Eslovaca en 1993 y Bulgaria en 1999, lo que eleva el número de Estados Miembros a 20 [19].

Para 1957 el Sincrociclotrón de 600 MeV, el primer acelerador del CERN, fue construido para experimentos de física nuclear y de partículas. Posteriormente se utilizó en física nuclear, astrofísica y física médica. Dos años después, el Protón Sincrotrón (PS) -28 GeV- dedicado a la física de partículas de protones acelerados, inicia por primera vez en noviembre de ese mismo año. En 1963 se toman las primeras imágenes de la cámara de burbujas de las interacciones de los neutrinos. La física de neutrinos se beneficia enormemente de la rápida expulsión de protones del Sincrociclotrón, que se logra por primera vez en mayo de este año. Dos años más tarde se firma un acuerdo con las autoridades francesas sobre la ampliación del emplaza-

miento del CERN sobre la frontera francesa. El Consejo aprueba la construcción de los anillos de almacenamiento que se cruzan (ISR) en esta extensión del sitio [19].

En el año 1976 se construye el SuperSincrotrón de Protones, con una circunferencia de 7 km, que proporciona haces a grandes áreas experimentales del CERN. En 1981 ocurre la conversión del SuperSincrotrón de Protones en colisionador protón-antiprotón. Ese mismo año los Estados miembros autorizan la construcción del Gran Colisionador de Electrones y Positrones (LEP) para una energía de funcionamiento inicial de 50 GeV por haz. Para ese año es el acelerador de electrones y positrones más grande jamás construido con una circunferencia de 27 km. La excavación del túnel para albergarlo fue el proyecto de ingeniería civil más grande de Europa antes del Túnel del Canal de la Mancha. Sus experimentos demostraron que hay tres generaciones de partículas de materia. Los cuatro detectores LEP son ALEPH, DELPHI, L3 y OPAL [22].

Fue hasta 1994 que el Consejo de Gobierno del CERN aprueba la construcción del Gran Colisionador de Hadrones, el acelerador de partículas más grande del mundo con un costo de proyecto final de 10 mil millones de francos suizos (7400 millones de euros) [24]. A principio del segundo milenio el LEP cerró, después de 11 años de funcionamiento, para permitir la construcción del Gran Colisionador de Hadrones en el mismo túnel. En el periodo de 2003 - 2008 se lleva a cabo el montaje de la máquina LHC y sus detectores. En 2006 entra en funcionamiento el nuevo Centro de Control del CERN, que combina todas las salas de control de los aceleradores, la criogenia y la infraestructura técnica. El LHC se controlará desde aquí. En 2007 se configura el control biométrico para acceder al LHC, un sistema de reconocimiento de iris garantizará la seguridad de las entradas al acelerador con vestíbulos especiales [19].

Por fin en el año 2008 se pone en marcha el Gran Colisionador de Hadrones. Se espera que sus experimentos aborden cuestiones como qué le da a la materia su masa, por qué la naturaleza prefiere la materia a la antimateria y cómo evolucionó la materia desde los primeros instantes de la existencia del universo. En 2009, después de reiniciar el Gran Colisionador de Hadrones después de más de un año de reparaciones, el LHC establece un nuevo récord mundial. El Gran Colisionador de Hadrones del CERN se ha convertido en el acelerador de partículas de mayor energía del mundo, habiendo acelerado sus haces gemelos de protones a una energía de 1,18 TeV en las primeras horas de la mañana. Esto supera el récord mundial anterior de 0,98 TeV, que ostentaba el colisionador Tevatron del Laboratorio Nacional del Acelerador Fermi de EE. UU. desde 2001. En 2010 el LHC estableció un nuevo récord. Dos haces de protones de 3,5 TeV circularon con éxito en el Gran Colisionador de Hadrones por primera vez. Esta es la energía más alta alcanzada hasta ahora en un acelerador de partículas y un paso importante en el camino hacia el inicio del programa de investigación del LHC [27].

En el año 2010 el equipo de operaciones del LHC en el CERN completó la transición de protones a iones de plomo en el LHC. Después de extraer el haz de protones final, se registraron las primeras colisiones el 7 de noviembre [19].

En 2012, los experimentos de ATLAS y CMS ven fuertes indicios de la presencia de una nueva partícula, que podría ser el bosón de Higgs, en la región de masa alrededor de 126 GeV. El premio Nobel de Física 2013 fue otorgado a François Englert y Peter W. Higgs “por el descubrimiento teórico de un mecanismo que contribuye a nuestra comprensión del origen de la masa de las partículas subatómicas. Fue con-

firmado por los experimentos ATLAS y CMS en el Gran Colisionador de Hadrones del CERN” [12][13].

El LHC entró en funcionamiento por primera vez el 10 de septiembre de 2008, pero las pruebas iniciales se retrasaron durante 14 meses, del 19 de septiembre de 2008 al 20 de noviembre de 2009, luego de un incidente en el enfriamiento de un imán por causas de un fallo de las conexiones eléctricas por cables que causó daños extensos a más de 50 imanes superconductores, sus montajes y al tubo de vacío.

El LHC comenzó a entregar datos de colisiones en 2010 durante su primer periodo de ejecución (etiquetado como Run-1) hasta 2013, seguido de un período de cierre prolongado (LS1) de 2 años dedicado a actualizar la máquina. Comenzó el segundo período de operaciones del LHC (Run-2) en 2015 y concluyó a finales de 2018. Durante el Run-1, el LHC realizó colisiones de protón-protón (p-p) en una energía en centro de masa (CM) de $\sqrt{s} = 0,9$ TeV, $\sqrt{s} = 2,36$ TeV, $\sqrt{s} = 7$ TeV y $\sqrt{s} = 8$ TeV; y colisiones plomo-plomo (Pb-Pb) en una energía en CM por nucleón-nucleón a $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV; y protón-plomo (p-Pb) a $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Posteriormente, el período Run-2 comenzó con colisiones p-p a $\sqrt{s} = 13$ TeV y $\sqrt{s} = 5,02$ TeV y colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV, colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$ TeV y $\sqrt{s} = 5,02$ TeV, y colisiones Xenon-Xexon a $\sqrt{s_{NN}} = 5,44$ TeV [12].

2.1.2. Luminosidad

El rendimiento del LHC se puede caracterizar en función de su luminosidad entregada. Cuanto mayor es la luminosidad del colisionador, más interacciones de partículas ocurren cuando los haces chocan [23]. El número de interacciones por unidad de tiempo $\frac{dN}{dt}$, producidas en una reacción, es proporcional a la sección eficaz σ_r del proceso correspondiente, como se define en:

$$\frac{dN}{dt} = L\sigma_r \quad (2.1)$$

donde L representa la luminosidad instantánea de las colisiones de partículas.

2.1.3. Detectores

Los cuatro detectores principales instalados en el anillo del LHC son:

- Gran Experimento Colisionador de Iones (ALICE, por sus siglas en inglés) [31]: un detector de partículas especializado en la medición de las propiedades de la materia nuclear a altas densidades de energía. El principal interés de la colaboración ALICE es el estudio del Plasma de Quarks y Gluones y los diferentes aspectos de la física de iones pesados.
- Aparato Toroidal del LHC (ATLAS) [32]: detector de partículas de uso general. La colaboración ATLAS está involucrada en diferentes áreas físicas, incluyendo el descubrimiento del bosón de Higgs, búsquedas de física más allá del Modelo Estándar, mediciones precisas de propiedades electrodébiles y de quarks top, y física de iones pesados.
- LHCb [33]: Está diseñado para medir las desintegraciones de los hadrones que contienen quarks bottom.

- Solenoide compacto de muones (CMS) [28]: es un detector de partículas multipropósito. Tiene un diseño similar al detector ATLAS y se enfoca en la misma física del ATLAS. Debido a su relevancia en esta tesis, se le dedicará una sección

2.2. CMS

El CMS [20] es un detector de partículas multipropósito. El experimento CMS está integrado por una colaboración internacional de más de 4000 miembros de alrededor de 200 institutos de 40 países[29]. El CMS está compuesto por un barril central en la región de velocidad media cerrada por dos discos, uno a cada lado del IP, formando un detector cilíndrico hermético. El detector CMS consta de cuatro sistemas de subdetectores principales: el rastreador de silicio, el Calorímetro Electromagnético (ECAL), el Calorímetro Hadrónico (HCAL) y las cámaras de muones. Un imán de solenoide superconductor colocado en la sección del cilindro genera un campo magnético de 3.8 T. El sistema de seguimiento, el ECAL y el HCAL, se ubican dentro del volumen del solenoide, mientras que el sistema de muones se coloca entre las capas del yugo de retorno de flujo, que limita el flujo magnético [20]. Una vista en sección del detector CMS incluyendo el número de canales por subdetector, en su configuración 2015 - 2016, se muestra en la Figura 2.2. Uno de los componentes principales del detector CMS es su imán solenoide superconductor de 6 m de diámetro interior y 12,5 m de longitud. El imán produce un campo magnético uniforme de 3.8 T en la región central al suministrar una corriente eléctrica de 18.1 kA a través de una bobina de cuatro capas hecha de alambre NbTi. Para poder sostener las grandes corrientes eléctricas, la bobina del solenoide está aislada térmicamente dentro de un volumen de vacío y opera en modo superconductor a una temperatura de 4.6 K con un sistema de enfriamiento alimentado con helio líquido. El flujo del campo magnético fuera del cañón se devuelve a través de una junta de acero macizo de 10000 toneladas dividido en cinco ruedas de barril y cuatro discos de tapa en cada extremo [29].

El sistema de coordenadas del detector CMS está centrado en el punto de interacción. Está orientado de tal manera que el eje x apunta radialmente hacia adentro al centro del anillo del LHC mientras que el eje y apunta hacia arriba perpendicular al plano LHC. El eje z se define en paralelo a la viga. Por convención, la dirección z positiva se define a lo largo de la dirección del haz en sentido antihorario. Para colisiones asimétricas, como p-Pb, es luego invertido (si es necesario) para que coincida con la dirección de desplazamiento del protón.

La trayectoria de las partículas medidas en CMS se describe en el sistema de coordenadas que se muestra en la Figura 2.3.

El ángulo polar θ se mide desde el eje z mientras que el eje azimutal ϕ se mide desde el eje x en el plano x - y , llamado plano transversal. La coordenada radial r también se mide en el plano transversal. El ángulo polar se reemplaza por la pseudorapidez η que, para partículas sin masa, coincide con la rapidez y es invariante de Lorentz bajo impulsos longitudinales [12]. La pseudorapidez es cero en el plano transversal y se aproxima al infinito hacia el eje z , según:

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \quad (2.2)$$

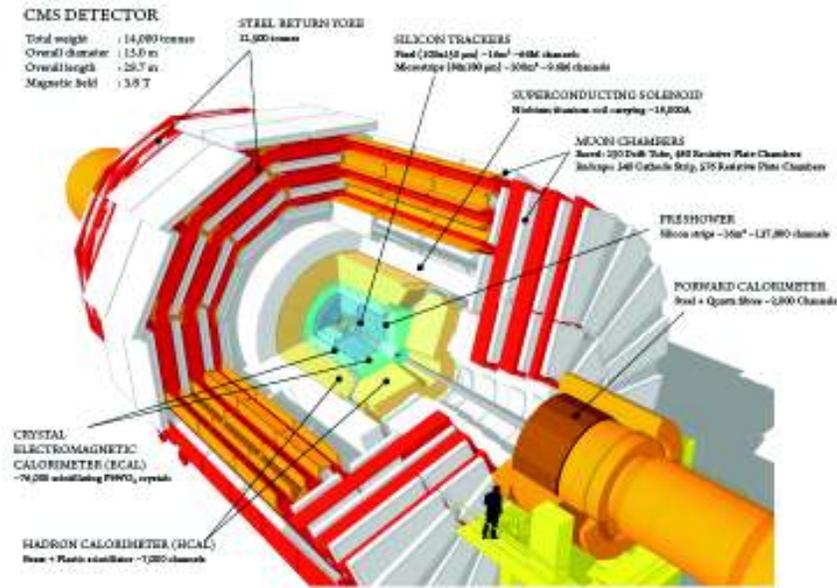


Figura 2.2: Vista en corte del detector CMS en su configuración utilizada durante 2015 y 2016

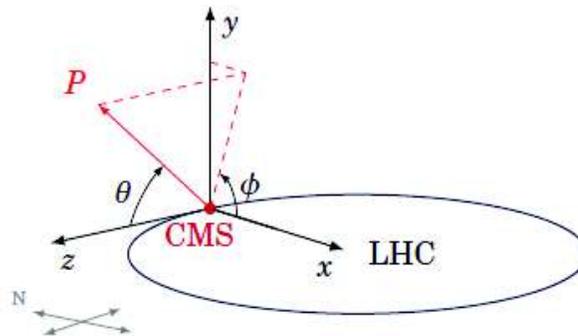


Figura 2.3: Diagrama esquemático del sistema de coordenadas utilizado en el experimento CMS

2.2.1. Subdetectores

El detector CMS está compuesto por varios subdetectores que proporcionan una medición de la trayectoria y energía de las partículas emitidas por las colisiones del LHC. El solenoide superconductor contiene el rastreador interno cerca de la línea del haz seguido radialmente hacia afuera por los calorímetros electromagnéticos y hadrónicos. Las cámaras de muones se instalan fuera del solenoide, intercaladas con capas de la unión de retorno de flujo. Se instala una preducha electromagnética en las tapas de los extremos que complementa el ECAL para mejorar la identificación de fotones y electrones. [29].

- Tracker: El sistema de seguimiento CMS está diseñado para medir la trayectoria de partículas cargadas y reconstruir la posición del vértice 3D de la interacción primaria y los decaimientos secundarios. Está completamente rodeado por el volumen del imán de solenoide en la región del barril central, y

tiene un diámetro de 2.5 m y una longitud de 5.8 m, centrado en el punto de interacción [25].

- **Calorímetro Electromagnético:** El ECAL de CMS es un calorímetro homogéneo compuesto por 75848 cristales de tungstato de plomo ($PbWO_4$). El ECAL está diseñado para absorber y medir completamente la energía de electrones y fotones. El material $PbWO_4$ fue elegido por su pequeño radio (2.2 cm), una longitud de radiación ¹ corta (0.89 cm) y una densidad alta (8.28 g cm^{-3}). Cuando un electrón o fotón de alta energía interactúa con los núcleos de los cristales ECAL, genera una cascada de partículas electromagnéticas (e^- , e^+ y γ) e induce la emisión de luz de centelleo azul ($\lambda \approx 420 \text{ nm}$), que luego se mide en fotodetectores. La cantidad total de luz de centelleo producida es proporcional a la energía depositada en los cristales por los electrones y fotones. Para hacer frente a las condiciones de funcionamiento del LHC, los cristales están diseñados para tener una respuesta rápida (25 ns) y ser ópticamente transparentes y resistentes a la radiación. El ECAL se instala entre el tracker de silicón y el HCAL. Esta dividido en una sección de cilindro cilíndrico (EB) y dos anillos de tapa (EE), uno a cada lado de la IP [12].
- **Calorímetro hadrónico:** El HCAL es un calorímetro fabricado con 70000 baldosas centelleantes de plástico intercalado con placas absorbentes. El objetivo del HCAL es absorber y medir la energía de los hadrones. Cuando un hadrón golpea una placa absorbente, induce una lluvia de partículas a través de las sucesivas capas absorbentes. Las partículas secundarias producidos en la cascada pasan a través de las baldosas de plástico, ubicadas entre los absorbentes, que conduce a la emisión de luz de centelleo a una longitud de onda máxima de 440 nm. Fotones generados en cada teja se recolectan con fibras corredoras de frecuencia fabricadas en una configuración de doble revestimiento con un diámetro de 0.94 mm[29].
- **Detectores de muones:** El sistema de seguimiento de muones CMS mide el impulso y la carga de los muones, y proporciona disparador de muones en la región fiducial $|\eta| < 2.4$. Está dividido en cuatro estaciones. correspondiente a cuatro cilindros concéntricos en la región del cañón central y a cuatro discos en cada sección de la tapa del extremo. El material denso de los calorímetros y el imán de solenoide absorbe la mayor parte de los hadrones, electrones y fotones, mientras que los muones energéticos pueden llegar a las estaciones de muones perdiendo sólo una pequeña fracción de su energía.

En la Figura 2.4 se muestra un vistazo esquematizado de las partes mencionadas del detector.

¹En materiales de alto número atómico (por ejemplo, W, U, Pu) los electrones de energías mayores o iguales a 10 MeV pierden energía predominantemente por bremsstrahlung (es la radiación electromagnética producida por la desaceleración de una partícula cargada cuando es desviada por otra partícula cargada), y los fotones de alta energía por la producción de pares e^-e^+ . La cantidad característica de materia atravesada para estas interacciones relacionadas se llama longitud de radiación.

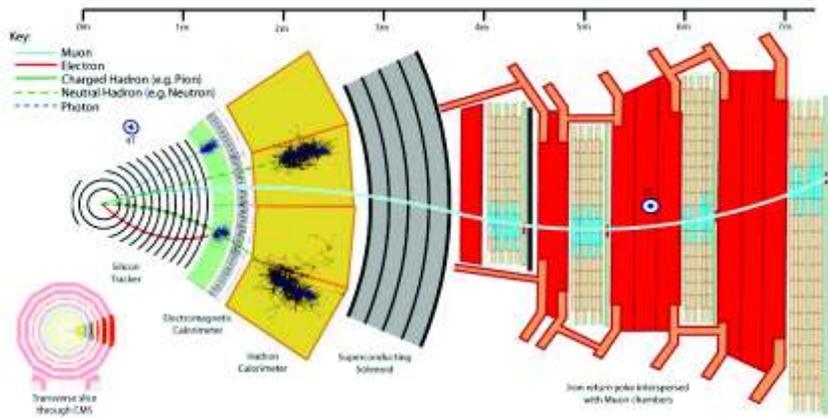


Figura 2.4: Vista en sección transversal del detector CMS que muestra cómo interactúan las partículas en el CMS.

2.3. Masa

Como consecuencia de los postulados de la relatividad de Einstein, las coordenadas para el espacio y el tiempo son linealmente dependientes una de otra en las transformaciones de Lorentz, que conectan las mediciones realizadas en diferentes sistemas de referencias inerciales. Por tanto, el tiempo t se convierte en una coordenada, en adición a las coordenadas espaciales x , y y z en el “mundo” relativista tetradimensional que llamamos espacio-tiempo. Antes de la relatividad se utilizaba la familiar geometría euclidiana tridimensional para describir las distancias. Podemos ver la diferencia cuando comparamos el cálculo de la distancia r entre dos puntos en el espacio con aquel en un intervalo entre dos eventos en el espacio-tiempo. El primero es el vector r , cuya magnitud está dada por [34]

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (2.3)$$

El vector r no cambia, es invariante, bajo transformaciones Galileanas en el espacio, y cantidades que se transforman como r también son vectores. El segundo lo llamamos el intervalo espacio-tiempo Δs , y su magnitud está dada por

$$(\Delta s)^2 = (c\Delta t)^2 - [(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2] \quad (2.4)$$

siendo c la velocidad de la luz en el vacío. El intervalo Δs es el análogo tetradimensional de r y por tanto es llamado un cuadrivector, cuyas componentes son Δx , Δy , Δz y $c\Delta t$. Es también invariante bajo transformaciones de Lorentz en el espacio-tiempo.

En la energía y momento relativista tenemos componentes de otros cuadrivectores. El momento está definido como

$$p = \frac{mu}{\sqrt{1 - u^2/c^2}} \quad (2.5)$$

siendo u la velocidad de la partícula. Y la energía está definida como

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - u^2/c^2}} \quad (2.6)$$

Son cantidades que se conservan en relatividad y satisfacen las transformaciones de Lorentz. Elevando las ecuaciones (2.5) y (2.6) al cuadrado, podemos verificar fácilmente que

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2 \quad (2.7)$$

Lo reacomodamos, de tal manera que

$$(mc^2)^2 = E^2 - (pc)^2 \quad (2.8)$$

Comparando la forma de la ecuación (2.8) con la ecuación (2.4) y sabiendo que E y p se transforman de acuerdo a las transformaciones de Lorentz, vemos que la magnitud invariante del cuadrivector de energía momento es la energía en reposo de la masa m . Entonces, observadores en todos los marcos de referencia medirán el mismo valor de energía en reposo de sistemas aislados y, debido a que c es constante, el mismo valor para la masa [27].

En un término más formal, el estado cinemático del sistema está descrito por el cuadrivector Δs , expresado en la ecuación (2.4).

y su estado dinámico está descrito por el cuadrivector de energía momento mc^2 , dado por la ecuación (2.8).

Podemos determinar la energía en reposo y la masa de un objeto moviéndose rápidamente usando mediciones en el laboratorio, sin necesidad de estar en un sistema en el que el objeto esté en reposo. Esto es muy beneficioso para la física de partículas, en el cual se trabajan partículas moviéndose a velocidades cercanas a la de la luz.

En física de partículas, se puede realizar un histograma de la masa con los datos obtenidos a partir de colisiones, a manera de ejemplo ver la Figura 2.5. Esta cantidad puede indicar la presencia de las partículas, es una señal de identidad.

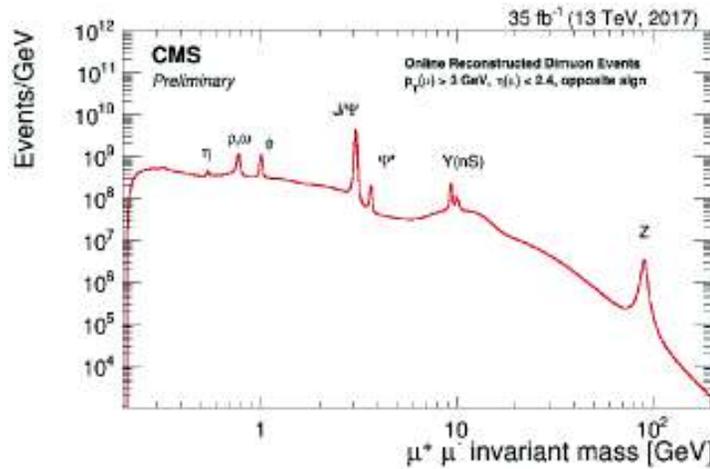


Figura 2.5: Histograma de masa de $\mu^+ \mu^-$. Los picos indican la presencia de partículas en el histograma

Como ejemplo, también se muestra en la Figura 2.6 un ajuste de masa de J/ψ en colisiones protón-protón a 5.02 TeV .

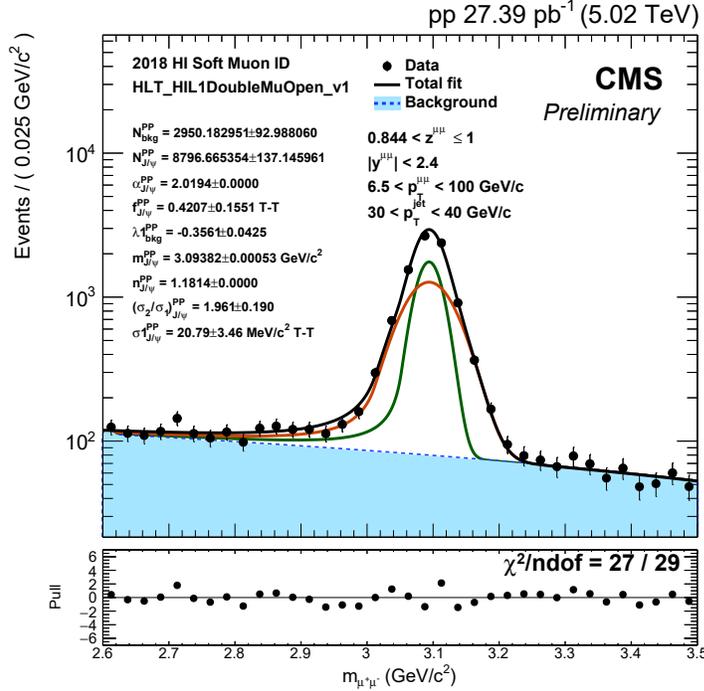


Figura 2.6: Ajuste de masa de J/ψ en colisiones protón-protón a 5.02 TeV

2.4. Simulaciones de Montecarlo

La simulación de Monte Carlo, también conocida como el método de Monte Carlo, o una simulación de probabilidad múltiple, es una técnica matemática que se utiliza para estimar los posibles resultados de un evento incierto. El Método Monte Carlo fue inventado por John von Neumann y Stanislaw Ulam durante la Segunda Guerra Mundial para mejorar la toma de decisiones en condiciones inciertas [35]. Lleva el nombre de una ciudad de casinos muy conocida, llamada Montecarlo en el país Mónaco, ya que el elemento de azar es fundamental para el enfoque de modelado, similar a un juego de ruleta.

A diferencia de un modelo de previsión normal, la simulación de Monte Carlo predice un conjunto de resultados basados en un rango estimado de valores frente a un conjunto de valores de entrada fijos. En otras palabras, una simulación de Monte Carlo construye un modelo de posibles resultados aprovechando una distribución de probabilidad, como una distribución uniforme o normal, para cualquier variable que tenga incertidumbre inherente. Luego, recalcula los resultados una y otra vez, cada vez usando un conjunto diferente de números aleatorios entre los valores mínimo y máximo.

Independientemente de la herramienta que se utilice, las técnicas de Monte Carlo implican tres pasos básicos:

- Configure el modelo predictivo, identificando tanto la variable dependiente a predecir como las variables independientes que impulsarán la predicción.
- Especifique las distribuciones de probabilidad de las variables independientes. Utilice datos históricos y/o el juicio subjetivo del analista para definir un rango de valores probables y asigne ponderaciones de probabilidad para cada uno.
- Ejecute simulaciones repetidamente, generando valores aleatorios de las variables independientes. Haga esto hasta que se obtengan suficientes resultados para formar una muestra representativa del número casi infinito de combinaciones posibles.

Se puede ejecutar tantas simulaciones de Monte Carlo como se desee modificando los parámetros subyacentes que se utilizan para simular los datos.

2.5. La técnica sPlot

La técnica sPlot, introducida por M. Pivk y F. R. Le Diberder, es usada para desplegar distribuciones de datos [37]. En general, los datos contienen eventos de diferente especie (por ejemplo, ruido y señal) fusionados en una muestra. En el análisis de datos, es necesario conocer la distribución subyacente para una especie de eventos (como la distribución de señal) y la técnica sPlot puede ser usada con el fin de separar estadísticamente las distribuciones. Las variables, las cuales constituyen los datos, pueden ser divididas en dos clases. La primera clase consiste en un conjunto de variables para las cuales las distribuciones (la forma de las Funciones de Densidad de Probabilidad subyacentes) para cada especie son conocidas. Estas son llamadas variables discriminantes. La segunda clase son llamadas variables de control, para las cuales no es necesario el saber la distribución subyacente de la distribución de todas las especies. La técnica sPlot calcula la distribución para cada especie de las variables de control usando solamente las conocidas distribuciones de las variables discriminantes. De esta manera, las distribuciones de las variables de control son reconstruidas sin el uso de un previo conocimiento de las variables de control [5].

2.5.1. sPlot: ejemplo

Primero partimos de un ejemplo simple [30]. Supongamos que tenemos dos tipos de partículas: electrones y positrones.

La distribución de alguna característica es diferente para ellos, en este caso, el momento a lo largo del eje x ,

$$P_x$$

La Figura 2.7 muestra cómo se ve esta distribución, pero debido a inexactitudes durante la clasificación observamos una imagen diferente, y esto es importante.

Vamos a asumir que con una probabilidad del 80% una partícula es clasificada correctamente (y también asumimos que P_x no es usada durante la clasificación). Cuando graficamos la distribución P_x para partículas clasificadas como electrones o positrones, vemos que la distribución está distorsionada. Hemos perdido las formas originales de las distribuciones.

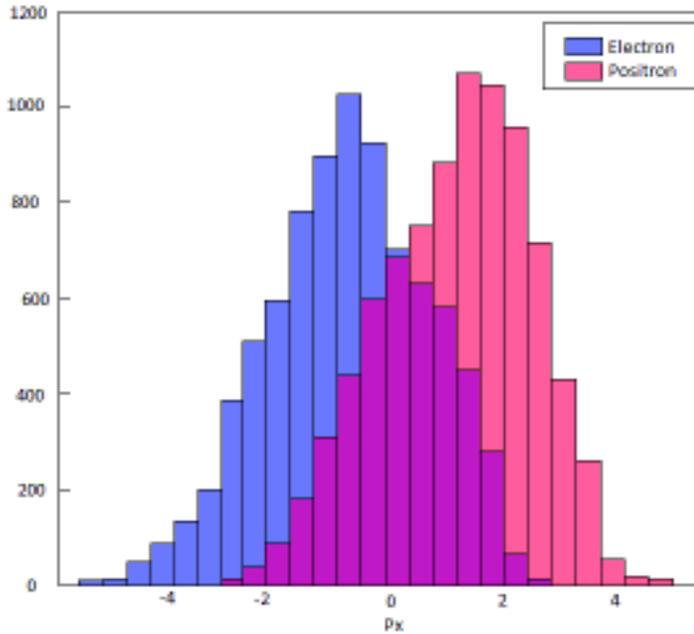


Figura 2.7: Distribución de electrones y positrones. El eje horizontal es P_x .

Piénselo de la siguiente manera: hay 2 recipientes. El primer recipiente contiene 80% de electrones y 20% de positrones. Y 20% de electrones y 80% de positrones para el segundo, como se observa en la Figura 2.8.

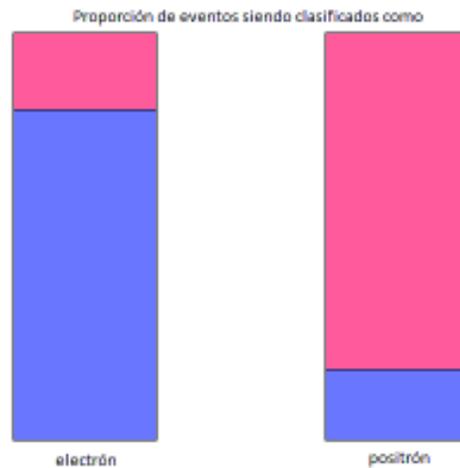


Figura 2.8: Proporción de eventos siendo clasificados como electrones y positrones

Para reconstruir la distribución inicial, se puede graficar el histograma donde cada evento del primer recipiente tenga un peso de 0.8, y otro en el que cada evento del segundo tenga un peso de -0.2 . Estos números son llamados sWeights.

En otras palabras, digamos que tenemos $8000 e^- + 2000 e^+$ en el primer recipiente y $2000 e^- + 8000 e^+$ (e^- y e^+ son electrones y positrones, respectivamente).

Efectuamos una suma con los sWeights de 0.8 y -0.2 conforme a cada recipiente:

$$(8000 e^- + 2000 e^+) \times 0.8 + (2000 e^- + 8000 e^+) \times (-0.2) = 6000 e^- \quad (2.9)$$

Después de sumarlos, los positrones con pesos positivos y negativos se compensan entre ellos, y obtenemos “electrones puros” (el resultado de la suma: $6000 e^-$).

Ignoraremos por el momento la normalización de los sWeights, debido a que nos interesa la forma de las distribuciones. Obtenemos la Figura 2.9 como reconstrucción de la distribución de los electrones y los positrones.

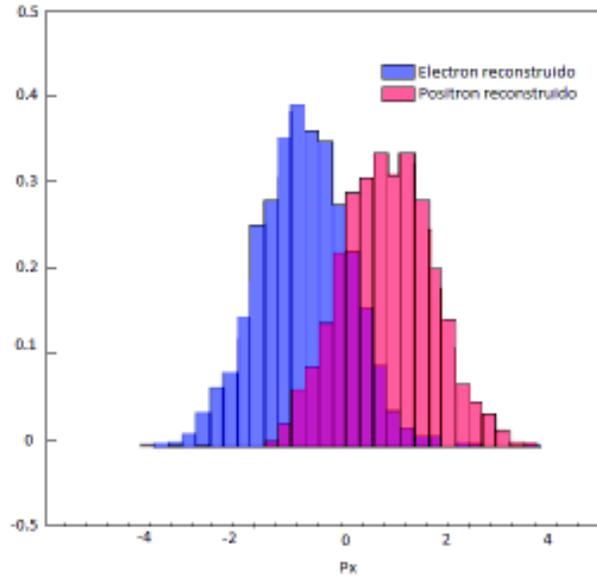


Figura 2.9: Distribución de electrones y positrones reconstruidos. El eje horizontal es P_x .

En la Figura 2.10 se compara la distribución reconstruida de los electrones con la original (la Figura 2.7).

En el caso cuando se tiene solamente dos recipientes las cosas son más simples y directas. Pero cuando hay más de dos recipientes, la solución no es única. Hay muchas combinaciones apropiadas de sWeights, ¿cuál de ellos escoger?.

Las cosas son más complejas en la práctica. No tenemos recipientes, sino distribuciones continuas (que pueden ser tratadas como muchos recipientes). Normalmente nos encontramos con una distribución de masa. Al ajustar la masa podemos dividir la mezcla en dos partes: canal de señal y ruido.

Ahora emplearemos la técnica sPlot sobre la masa. Primero generamos dos distribuciones falsas: para la señal y el ruido; con dos variables: masa y momento. El resultado son las Figuras 2.11 y 2.12 para la masa y el momento, respectivamente.

No tenemos la etiqueta de cuáles eventos son señales y cuáles son ruido. De manera que observamos una mezcla de ambas, como se observa en las Figuras 2.13 y 2.14.

No tenemos información acerca de las etiquetas reales, pero sabemos de antemano que el ruido está distribuido como una distribución exponencial y la señal como una

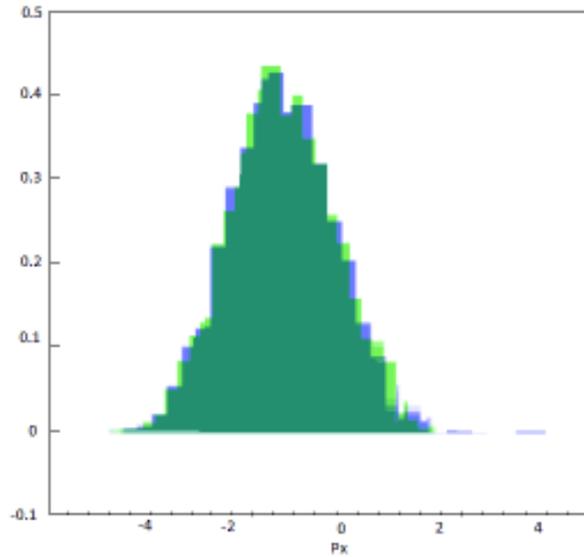


Figura 2.10: Comparación de distribuciones de electrones originales y reconstruidos.

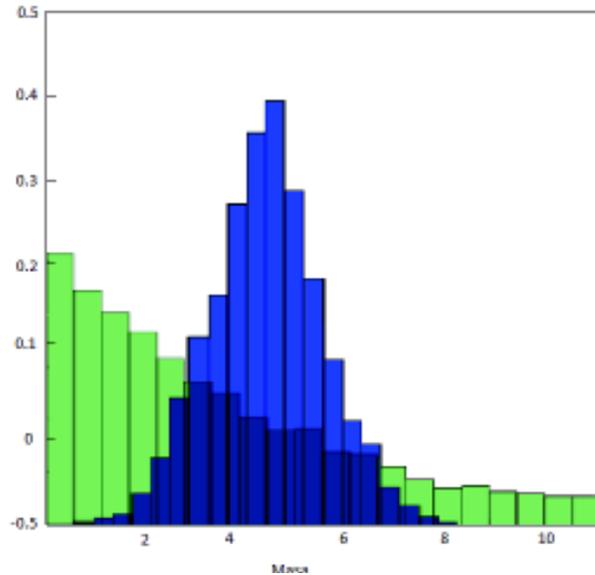


Figura 2.11: Distribución falsa para la masa. Ruido (verde) y señal (azul).

gaussiana (como también puede observarse en la Figura 2.6, donde se hace un ajuste de masa). Después de ajustar la mezcla, obtenemos el resultado mostrado en la Figura 2.15 (es del mismo tipo que el de la Figura 2.6, un ajuste de masa).

El ajuste no nos da información acerca de las etiquetas reales, pero nos da información acerca de las probabilidades, lo que nos permite estimar el número de eventos de señales y ruido dentro de cada recipiente. Ahora no usaremos recipientes, sino que calcularemos para cada evento la probabilidad de que sea señal o ruido. Esta probabilidad se calcula a partir de la masa. La probabilidad está graficada en

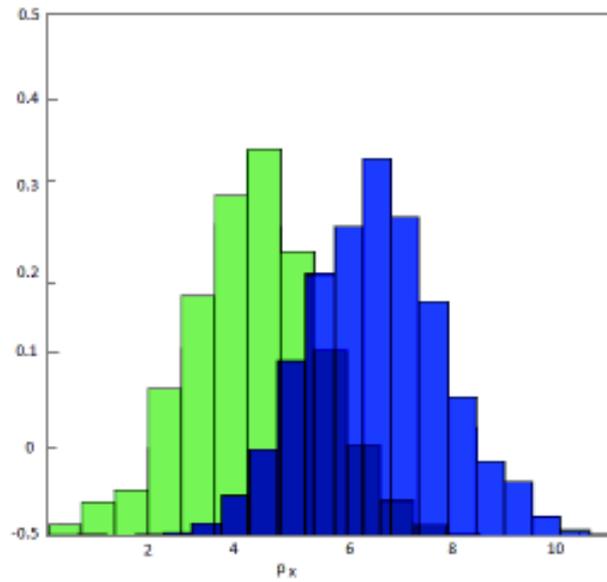


Figura 2.12: Distribución falsa para P_x . Ruido (verde) y señal (azul).

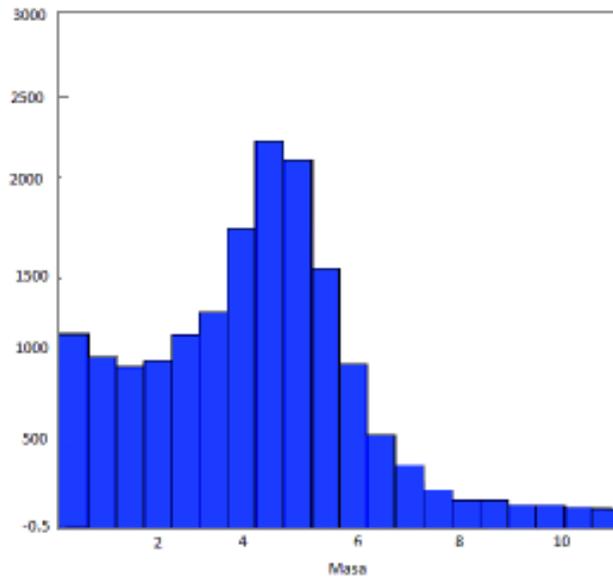


Figura 2.13: Mezcla de distribuciones para la masa.

la figura 2.16, de azul para la señal y de verde para el ruido.

La técnica sPlot convierte las probabilidades a sWeights. Como se puede observar en la Figura 2.17, también hay sWeights negativos, que son necesarios para compensar las contribuciones de otras clases (en el ejemplo de electrones y positrones también había pesos negativos).

Usamos los sWeights para reconstruir la distribución inicial. En la Figura 2.18

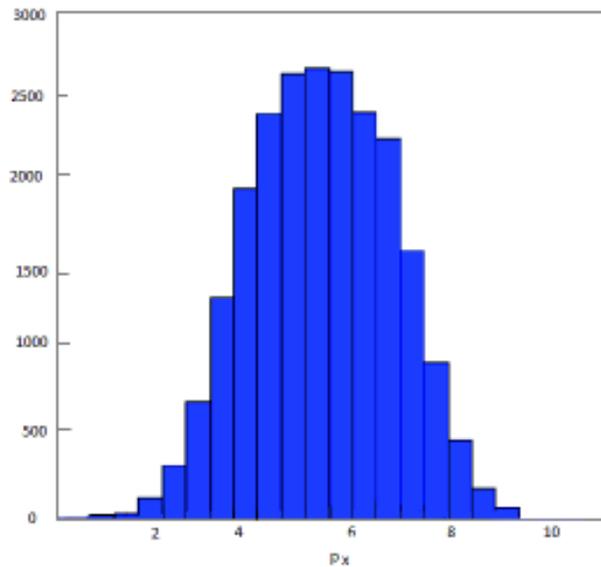


Figura 2.14: Mezcla de distribuciones para el momento.

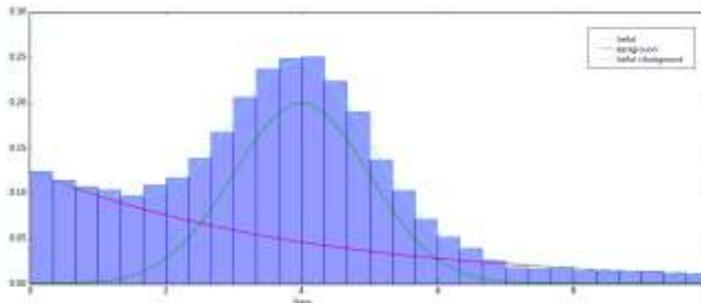


Figura 2.15: Distribución ajustada de la masa.

reconstruimos las distribuciones de P_x para la señal y el ruido utilizando los sWeights. Ahí mismo hacemos una comparación con la distribución original, en azul en la gráfica.

La variable reconstruida P_x en este caso) y la trabajada con sPlot (la masa) serán estadísticamente independientes dentro de cada clase. Ambas variables están correlacionadas, pero cuando se considera sólo la señal, estas son independientes. Como demostración de por qué esto es importante, usamos los sWeights para reconstruir la masa, dando como resultado la gráfica de la Figura 2.19.

Resumiendo:

- La técnica sPlot permite la reconstrucción de algunas variables.
- La única información utilizada son las probabilidades tomadas del ajuste sobre la variable. De hecho, cualquier estimación de probabilidad encaja bien.
- La fuente de probabilidades debe ser estadísticamente independiente de la variable reconstruida.

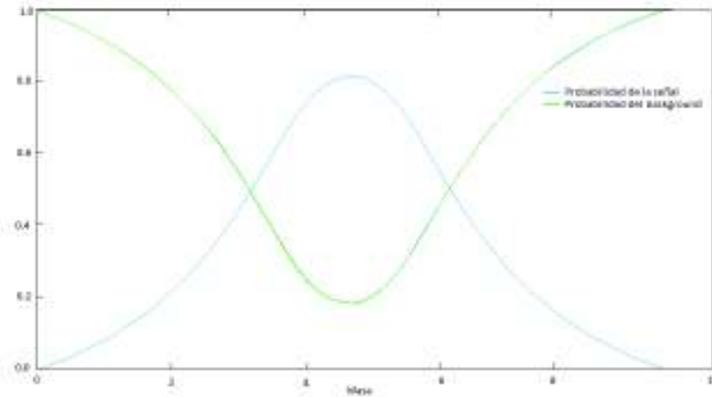


Figura 2.16: Probabilidad para la señal y el ruido.

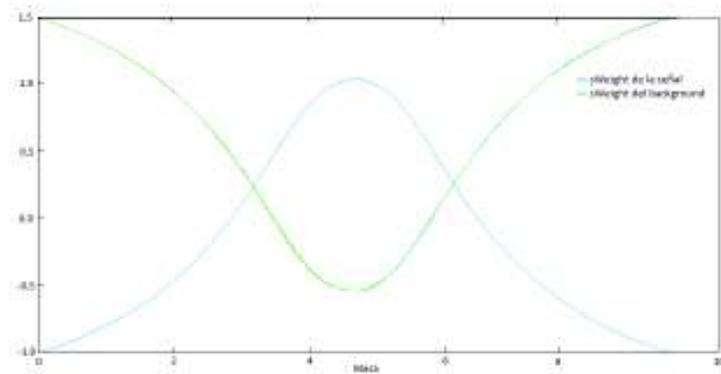


Figura 2.17: sWeights para la señal y el ruido.

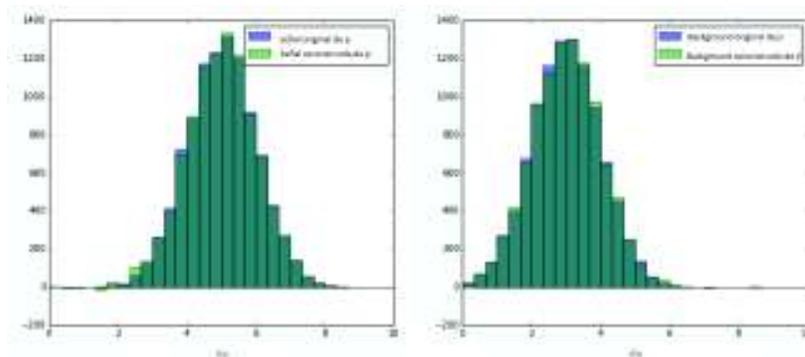


Figura 2.18: Distribución de la señal y ruido original y reconstruido para P_x .

- La mezcla puede contener más de dos tipos de recipientes; en la práctica se trata esto como distribuciones continuas (muchos recipientes). Típicamente es una distribución de masa, y después de un ajuste de masa, podemos separarlo

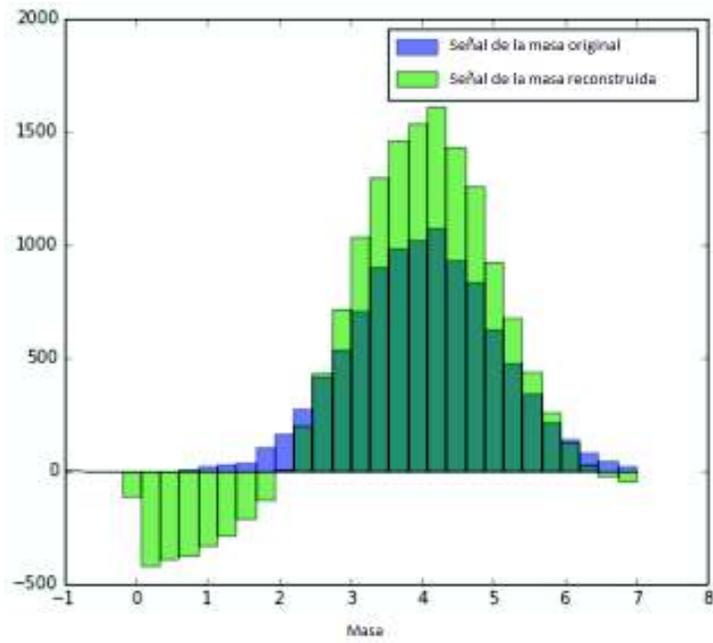


Figura 2.19: Señal original y reconstruida de la masa.

en dos partes: señal y ruido

Capítulo 3

Metodología

En este capítulo se describirán los pasos principales para la extracción del número de componentes prompt y non-prompt del mesón J/ψ , en colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, con diferentes intervalos de z , donde z es:

$$z = \frac{P_T^{J/\psi}}{p_T^{jet}} \quad (3.1)$$

Los mesones provenientes del decaimiento de hadrones b son identificados por la medición de un vértice secundario $\mu^+\mu^-$ desplazado del vértice de la colisión primaria, como se ilustra en la Figura 1.8 de la sección 1.6. La longitud de decaimiento transversal del hadrón b más probable en el marco de laboratorio es calculada como:

$$L_{xyz} = \frac{\hat{u}^T S^{-1} \vec{r}}{\hat{u}^T S^{-1} \hat{u}} \quad (3.2)$$

donde \hat{u} es un vector unitario en la dirección del momento del mesón J/ψ , \vec{r} es el vector de desplazamiento entre el vértice $\mu^+\mu^-$ y el vértice primario, y S^{-1} es el inverso de la suma de las matrices covariantes de los vértices primarios y secundarios. De aquí, la longitud de decaimiento pseudopropia ($l_{J/\psi} = L_{xyz} m_{J/\psi} / p$, siendo $m_{J/\psi}$ la masa y p el momento del mesón J/ψ) es calculado como un estimado de la longitud de decaimiento del hadrón b . La longitud de decaimiento pseudopropia es medida con una resolución de $35 \mu m$. El procedimiento de extracción de la señal se basa en un ajuste bidimensional extendido de máxima verosimilitud sin combinar (ajuste 2D) de la masa del dimuón ($\mu^+\mu^-$) y la distribución de la longitud de decaimiento pseudopropia para cada intervalo de análisis. En estos ajustes, la fracción de mesones J/ψ non-prompt es un parámetro de ajuste libre. Los ajustes 2D son el paso final en la extracción de la señal prompt/non-prompt. El procedimiento del ajuste bidimensional tiene como entrada la parametrización de los diferentes componentes de la masa y de las distribuciones de la longitud de decaimiento pseudopropia, que se detallará cómo obtenerlas.

La expresión para la Función de Densidad de Probabilidad (PDF) total $F(l_{J/\psi}, m_{\mu\mu})$, la distribución funcional para el ajuste 2D, está dada por

$$F(l_{J/\psi}, m_{\mu\mu}) = N_{Sig} \cdot F_{Sig}(l_{J/\psi}) \cdot M_{Sig}(m_{\mu\mu}) + N_{Bkg} \cdot F_{Bkg}(l_{J/\psi}) \cdot M_{Bkg}(m_{\mu\mu}) \quad (3.3)$$

donde N_{Sig} es el número de dimuones de señal (componentes prompt y non-prompt de J/ψ), N_{Bkg} es el número de dimuones de ruido, $F_{Sig}(l_{J/\psi})$ y $M_{Sig}(m_{\mu\mu})$ son las

distribuciones funcionales que describen la señal de $l_{J/\psi}$ y las distribuciones de la masa, respectivamente. $F_{Bkg}(l_{J/\psi})$ y $M_{Bkg}(m_{\mu\mu})$ son las distribuciones funcionales que describen el ruido de $l_{J/\psi}$ y las distribuciones de la masa. Además, $F_{Sig,Bkg}(l_{J/\psi,i})$, separados en dos ecuaciones, una para la señal y otra para el ruido, están dadas por

$$F_{Sig}(l_{J/\psi}) = F_{Sig}^{true}(l'_{J/\psi}) \otimes R(l_{J/\psi} - l'_{J/\psi} | \mu, s \cdot \sigma_l) \quad (3.4)$$

$$F_{Bkg}(l_i) = F_{Bkg}^{true}(l'_i) \otimes R(l_i - l'_i | \mu, s \cdot \sigma_i) \quad (3.5)$$

para cada dimuón i , y con $l'_{J/\psi}$ siendo la longitud de decaimiento pseudopropia verdadera y $l_{J/\psi}$ el medido. Los diferentes términos en la ecuación son

- $R(l_{J/\psi} - l'_{J/\psi} | \mu, s \cdot \sigma_{l,i})$ es la función de resolución para un dimuón i dado con media μ y amplitud $s \cdot \sigma_{l,i}$. $\sigma_{l,i}$ es el error en $l_{J/\psi}$ estimado por los algoritmos de reconstrucción, y s es un factor de escala corrigiendo esta estimación. Para la componente prompt de J/ψ tenemos $l'_{J/\psi} = 0$.
- $F_{Sig}^{true}(l'_{J/\psi})$ está dado por la suma de las componentes prompt y non-prompt:

$$F_{Sig}^{true}(l'_{J/\psi}) = bF_{NonPrompt}^{true}(l'_{J/\psi}) + (1 - b)F_{Prompt}^{true}(l'_{J/\psi}) \quad (3.6)$$

donde b es la fracción de J/ψ del decaimiento del hadrón b . Por definición, $F_{Prompt}^{true}(l'_{J/\psi})$ es simplemente la distribución de Dirac $\delta(0)$ mientras que $F_{NonPrompt}^{true}(l'_{J/\psi})$ es un decaimiento exponencial. La componente prompt se crea y decae en el vértice primario, mientras que la componentes non-prompt se crea y decae fuera del vértice primario.

- $F_{Bkg}^{true}(l'_{J/\psi})$ es determinado por ajustes en la distribución de datos del background de $l_{J/\psi}$

El procedimiento para obtener las entradas necesarias para los ajustes 2D puede ser dividido en dos partes principales, en las parametrizaciones de la masa y de la longitud de decaimiento pseudopropia

3.1. Parametrización de la masa

En esta sección se describe el trabajo realizado anteriormente en otra tesis [38]. La distribución de $m^{\mu\mu}$ de mesones J/ψ inclusivos es modelado con una suma ponderada de dos funciones Crystal Ball. La función Crystal Ball consiste en una función que combina una gaussiana con colas dadas por una ley de potencia. El ruido se modela con un polinomio de Chebychev.

Inicialmente se trabaja con datos de Monte Carlo. Estos fueron generados para eventos de J/ψ producidos a partir de colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, usando el siguiente corte de aceptancia: $6.5 < p_T^{\mu\mu} < 100$ GeV/C y $0 < |y^{\mu\mu}| < 2.4$. Se trabaja con rapidez de los jets $0 < |y^{jet}| < 2.0$. Se cuenta con suficiente estadística que permite dividir p_T^{jet} en tres intervalos para realizar un estudio más específico: $10 - 30$, $30 - 40$ y $40 - 60$ GeV/c. El estudio se realiza sobre intervalos de z de $0.220 - 0.376$, $0.376 - 0.532$, $0.532 - 0.688$, $0.688 - 0.844$, $0.844 - 1.000$.

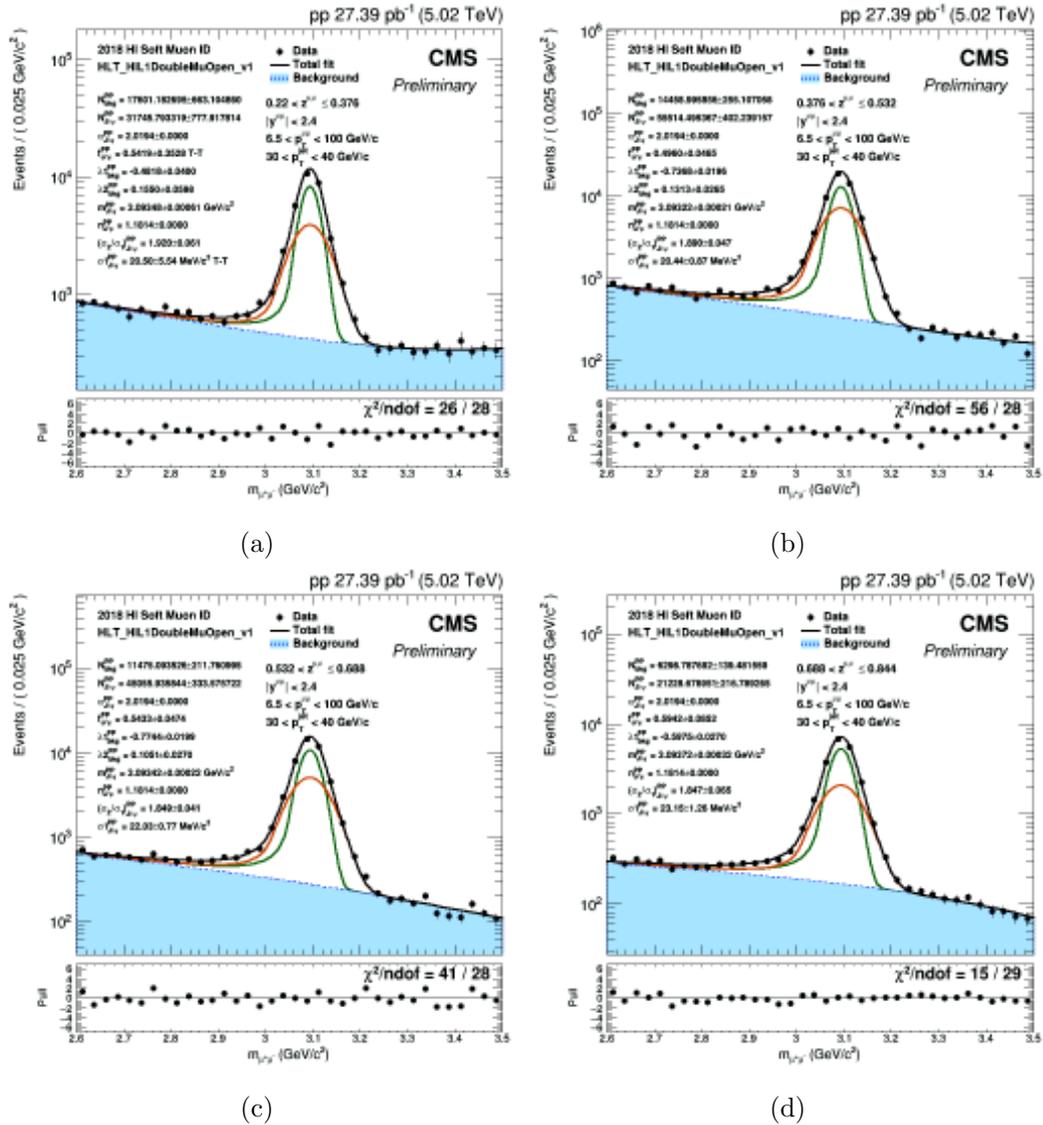
Para realizar los ajustes de masa de J/ψ en colisiones se utiliza una función Double Crystal Ball para la señal con dos parámetros fijos, y Polinomios de Chebychev de orden 4 para el ruido. Las gráficas resultantes se muestran en la Figura 3.1 y en el Apéndice A.

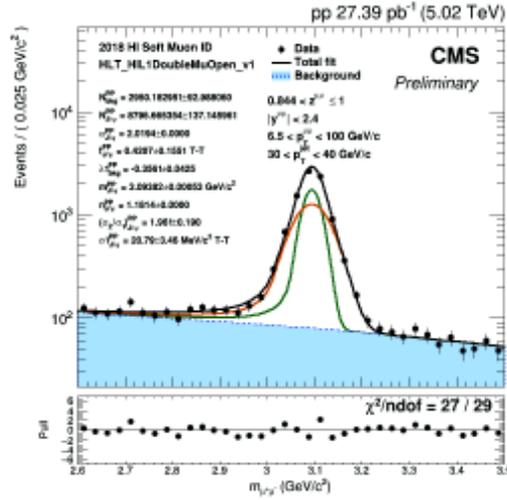
El cuadro inferior en cada gráfica de la Figura ?? presenta la distribución de la extracción, el cual indica si existen sesgos o errores, y se define como [39]:

$$g = \frac{x - \mu}{\sigma} \quad (3.7)$$

siendo x una variable aleatoria generada con una distribución gaussiana de media μ y desviación estándar σ .

Como se observa de la ecuación, la extracción se distribuye como una distribución normal estándar, con media igual a cero y desviación estándar igual a uno.





(e)

Figura 3.1: Ajustes de masa de J/ψ usando Double Crystal Ball para la señal y Polinomios de Chebnychev de orden 4 para el ruido. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$.

3.2. Parametrización de la longitud de decaimiento pseudopropia

Esta sección está dedicada para la descripción del procedimiento empleado para obtener las parametrizaciones $F_{Sig}(l'_{J/\psi})$ y $F_{Bkg}(l'_{J/\psi})$ de la longitud de decaimiento pseudopropia en la ecuación. Esto se logra mediante los 4 pasos enlistados a continuación:

- Parametrización de la distribución de error de $l_{J/\psi}$
- Parametrización de la resolución de $l_{J/\psi}$
- Parametrización de la distribución de la línea verdadera de $l_{J/\psi}$ de los mesones J/ψ
- Parametrización de la verdadera distribución del ruido de $l_{J/\psi}$

Cada uno de los pasos se detalla en las subsecciones siguientes

3.2.1. Parametrización de la distribución de error de σ_l

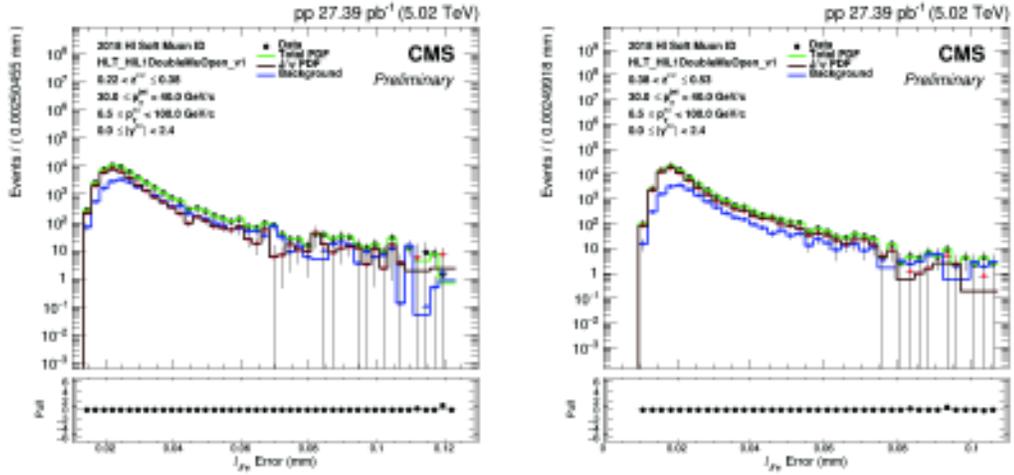
La distribución de σ_l es descrita utilizando un histograma de plantilla a partir de datos. La distribuciones de σ_l correspondientes para los dimuones de señal y del ruido son extraídos usando la técnica sPlot. En el análisis del mesón J/ψ , la masa de $\mu^+\mu^-$ es usada como variable discriminante para determinar la distribución de la señal y del ruido de σ_l . Los sWeights utilizados tendrán la siguiente expresión:

$${}_sW_i(m^{\mu\mu}) = \frac{\sum_{j=J/\psi, bkg} V_{i,j} \dot{M}_j(m^{\mu\mu})}{\sum_{j=J/\psi, bkg} N_j \dot{M}_j(m^{\mu\mu})} \quad (3.8)$$

donde N_j es el número de eventos de dimuones de la fuente j , y $V_{i,j}$ es el elemento de la matriz covariante asociado a las fuentes i -ésima y j -ésima ($i, j = J/\psi$ y ruido). La matriz covariante para cada fuente es calculada invirtiendo la siguiente matriz:

$$V_{i,j}^{-1} = \frac{M_i(m_{\mu\mu}) \cdot M_j(m_{\mu\mu})}{\sum_{i=J/\psi, bkg} N_i \cdot M_i(m_{\mu\mu})} \quad (3.9)$$

Una vez determinada, los pesos ${}_sW_{J/\psi}$ y ${}_sW_{Bkg}$ son aplicados para cada evento para crear un conjunto de datos tipo señal y tipo ruido. Cada conjunto de datos es subsecuentemente proyectado en la variable σ_l para extraer las distribuciones de señal y ruido de σ_l y formar histogramas de plantilla de σ_l para cada fuente. La distribución de σ_l resultante para $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$ se muestra en la Figura 3.2, la correspondiente a $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$ se encuentra en el Apéndice A.



(a)

(b)

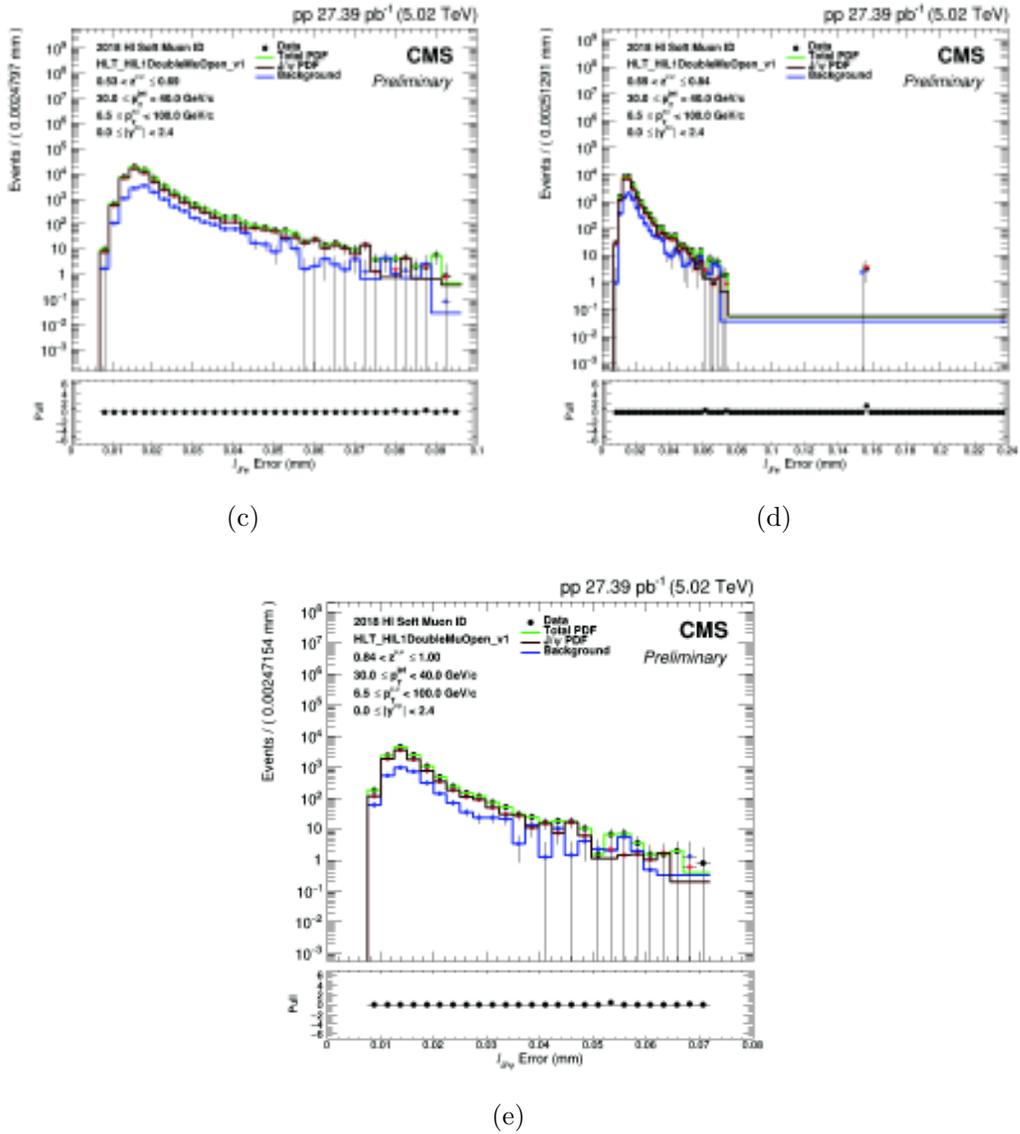
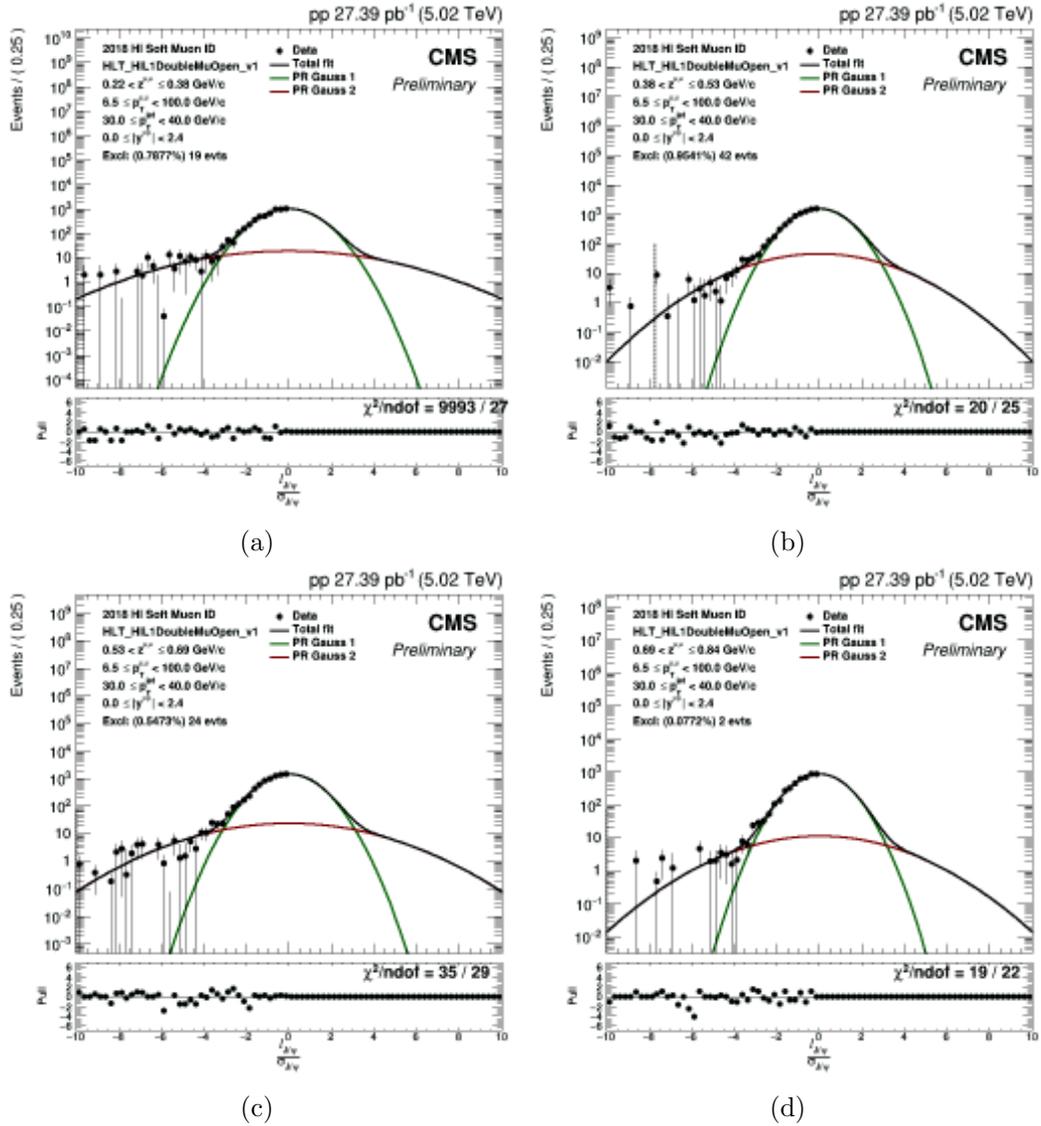
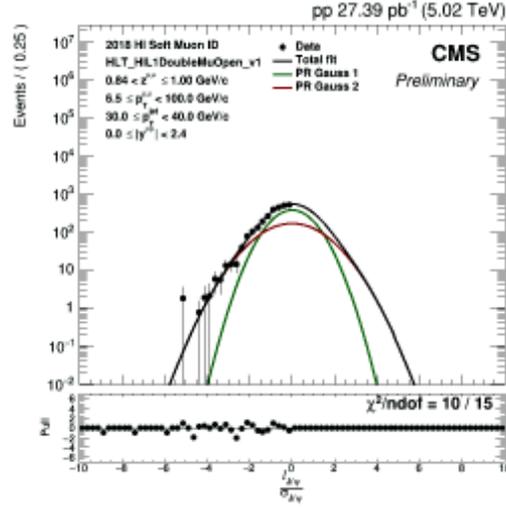


Figura 3.2: Las distribuciones de σ para la señal, el ruido y la suma de ambas, están representadas con líneas roja, azul y verde, respectivamente. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$. El panel inferior muestra la relación entre los datos y el histograma de plantilla total extraído mediante la técnica sPlot.

3.2.2. Parametrización de la resolución de $l_{J/\psi}$

La resolución de $l_{J/\psi}$ está dada por la parte negativa de la distribución $l_{J/\psi}/\sigma_{J/\psi}$. Debido a que los dimuones de señal y ruido pueden tener valores de $l_{J/\psi}/\sigma_{J/\psi}$ negativos, la contribución de cada fuente es separada utilizando la técnica sPlot, tal como se hizo previamente con la distribución de σ_l . La distribución $l_{J/\psi}/\sigma_{J/\psi} < 0$ resultante, derivada del conjunto de datos tipo señal de sPlot, es entonces ajustado con una suma ponderada de dos funciones gaussianas. Las gráficas resultantes se muestran en la Figura 3.3 en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$. La correspondiente a $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$ se muestra en el Apéndice A.



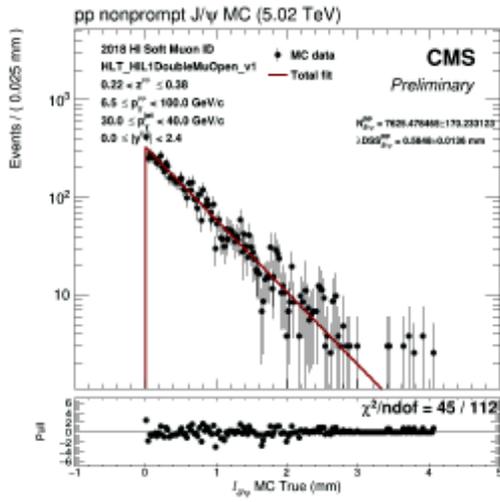


(e)

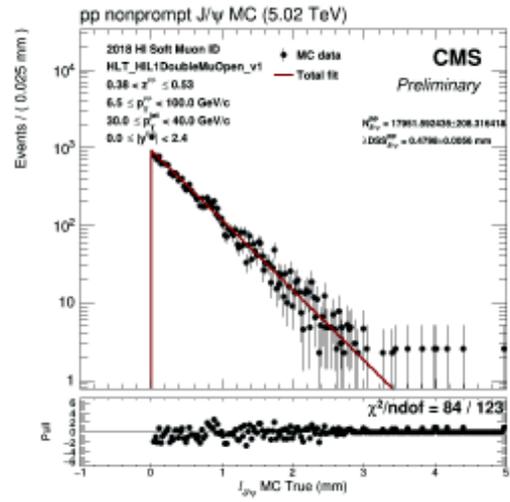
Figura 3.3: Resultados de los ajustes de la resolución de $l_{J/\psi}$ para dimuones de señal en datos. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$. Los resultados son presentados como función de $l_{J/\psi}/\sigma_l$

3.2.3. Parametrización de la distribución verdadera de $l_{J/\psi}$ de los mesones J/ψ

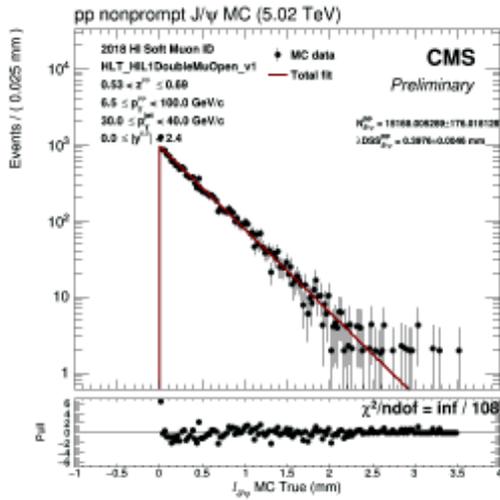
La distribución verdadera de $l_{J/\psi}$ de las componentes prompt del mesón J/ψ es descrita utilizando una función delta de Dirac y la componente non-prompt es modelada con una función exponencial. Un parámetro que represente la longitud de decaimiento media de los hadrones b es dejado libre para utilizarlo después en los ajustes 2D. El resultado de los ajustes generados de la distribución de $l_{J/\psi}$ de simulaciones non-prompt son mostradas en la Figura 3.4 y en el Apéndice A.



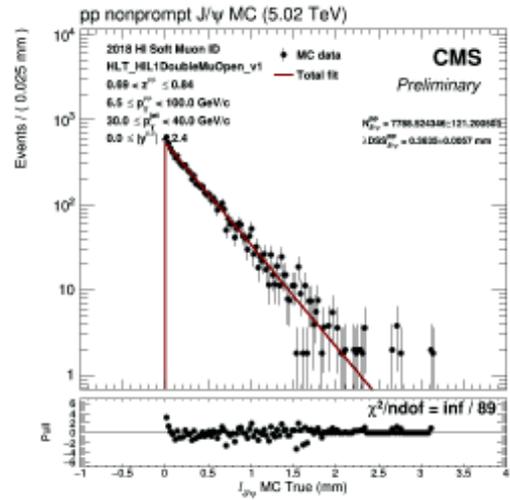
(a)



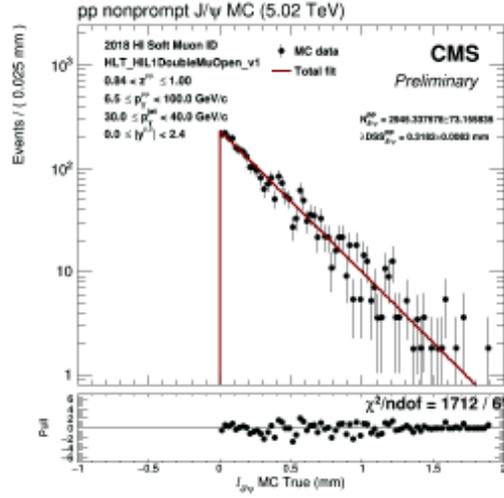
(b)



(c)



(d)



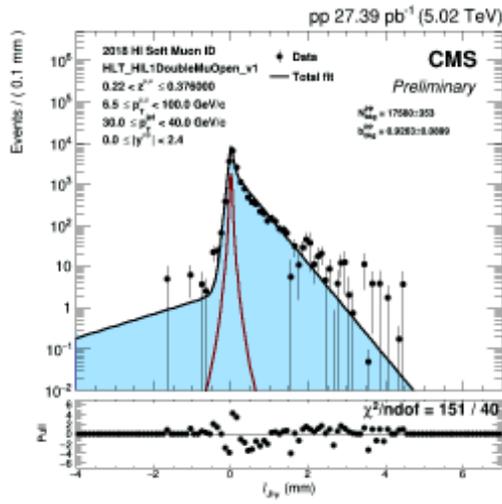
(e)

Figura 3.4: Ajuste de las distribución de $l_{J/\psi}$ de las non-prompt generadas en eventos $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con simulaciones, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$. Los resultados son presentados como función de $l_{J/\psi}/\sigma_l$

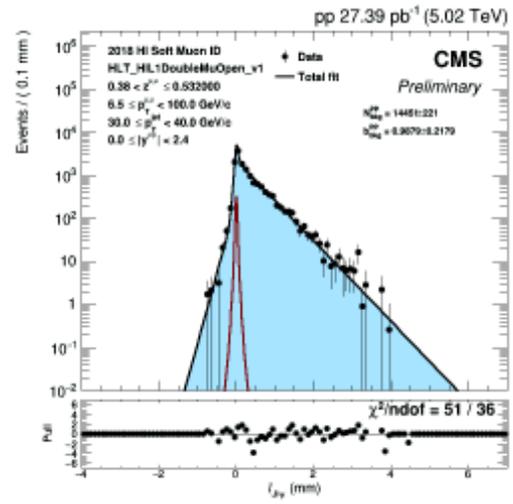
3.2.4. Parametrización de la distribución del ruido de $l_{J/\psi}$

La componente non-prompt de la verdadera distribución del ruido de $l_{J/\psi}$ es descrita utilizando una suma ponderada de tres funciones exponenciales, mientras que la componente prompt es descrita con una función delta de Dirac.

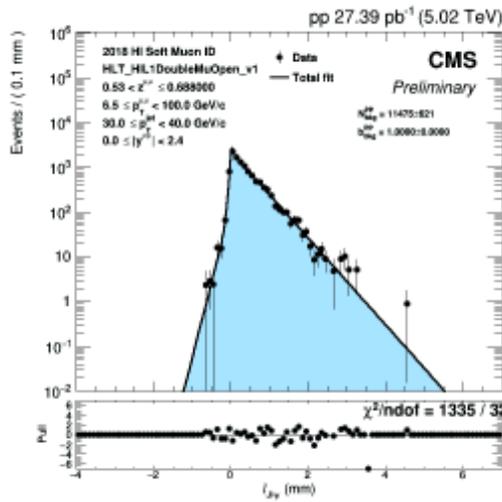
La verdadera distribución de $l_{J/\psi}$ del ruido es parametrizada en los datos ajustando la distribución de $l_{J/\psi}$ de una muestra de datos tipo ruido derivada utilizando la técnica sPlot. Las gráficas de los ajustes de la distribución de $l_{J/\psi}$ de eventos de ruido en colisiones protón-protón se muestran en la Figura 3.5f y en el Apéndice A.



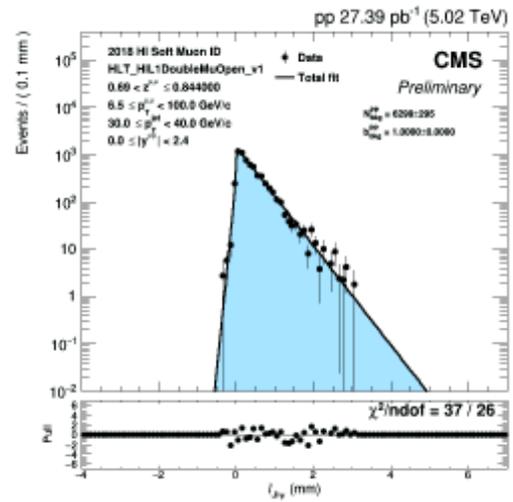
(a)



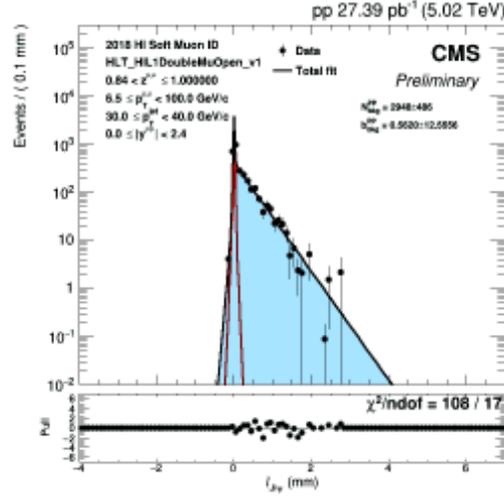
(b)



(c)



(d)



(e)

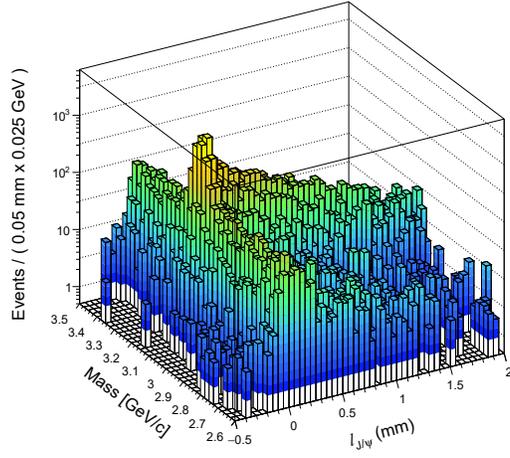
(f) Ajustes de las distribución de $l_{J/\psi}$ de eventos de ruido. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$.

3.2.5. Ajuste bidimensional a las distribuciones de $m^{\mu\mu}$ y $l_{J/\psi}$

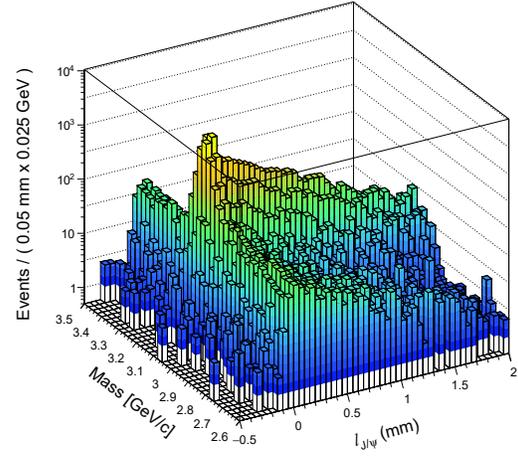
El ajuste 2D de las distribuciones de $m^{\mu\mu}$ y $l_{J/\psi}$ representan el último paso en el procedimiento para extraer las producciones del mesón J/ψ . Los arreglos para los ajustes 2D son los siguientes:

- De la parametrización de la masa, fijamos todos los parámetros de la señal y el ruido, excepto el número de mesones J/ψ inclusivos, $N_{J/\psi}$, y el número de dimuones del ruido, N_{bkg} . que son dejados como parámetros libres en los ajustes.
- Los parámetros del decaimiento exponencial del decaimiento del hadrón b obtenidos en la sección 3.2.5 son usados como parámetros iniciales en el ajuste, y son dejados libres.
- Todos los parámetros de la función de resolución obtenidos en la sección 3.2.2, se fijan a partir de ajustes en la muestra de datos.
- Los parámetros en de los ajustes de ruido de $l_{J/\psi}$ obtenidos en la sección 3.2.4 son fijados en los ajustes 2D.
- La fracción $b_{J/\psi}$ es un parámetro libre en los ajustes 2D.

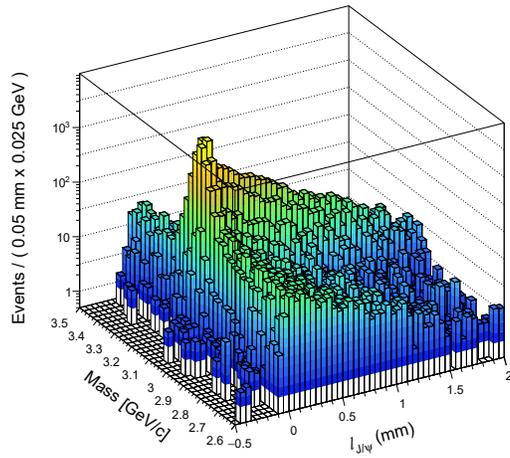
El resultado se muestra en las Figura 3.6 y en el Apéndice A.



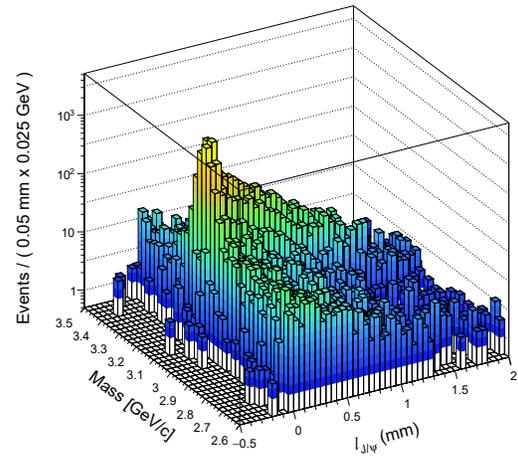
(a)



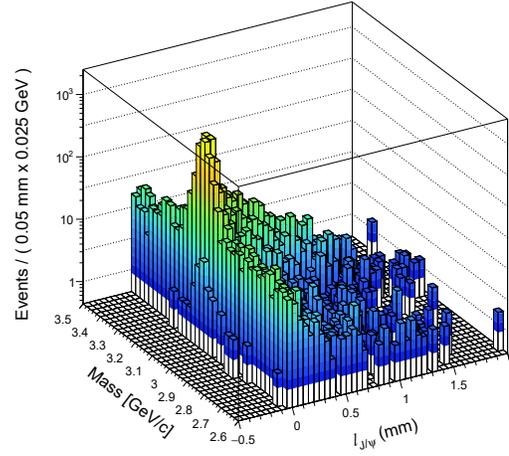
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 3.6: PDF bidimensional de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$.

Capítulo 4

Resultados

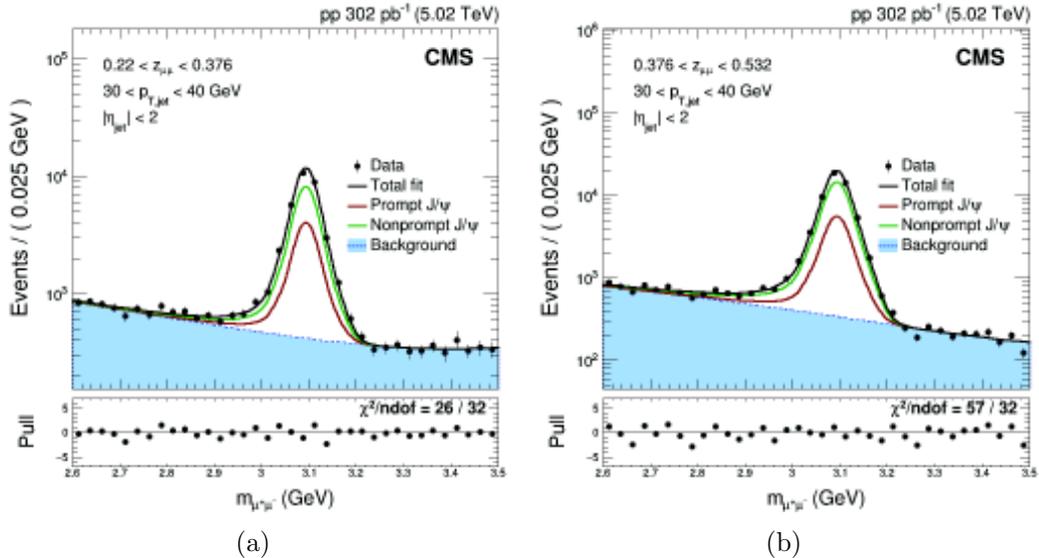
4.1. Producción del mesón J/ψ en sus componentes prompt y non-prompt

El número de mesones J/ψ prompt y non-prompt usados para los resultados son simplemente calculados como:

$$N_{Prompt}^{J/\psi} = (1 - b_{J/\psi}) \cdot N^{J/\psi} \quad (4.1)$$

$$N_{Non-prompt}^{J/\psi} = b_{J/\psi} \cdot N^{J/\psi} \quad (4.2)$$

Siendo $b_{J/\psi}$ la fracción de mesones J/ψ non-prompt y $N^{J/\psi}$ es el número de mesones J/ψ inclusivos. La correspondiente incertidumbre estadística es calculada usando el error de propagación y tomando en cuenta la correlación entre $b_{J/\psi}$ y $N^{J/\psi}$, determinada de los ajustes 2D. Se puede observar en las gráficas de las Figuras 4.1 y 4.2 las proyecciones de la masa y de $l_{J/\psi}$ del ajuste bidimensional para cada uno de los cinco intervalos de z para $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$ y las gráficas de las Figuras 4.3 y 4.4 muestran las correspondientes para $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$.



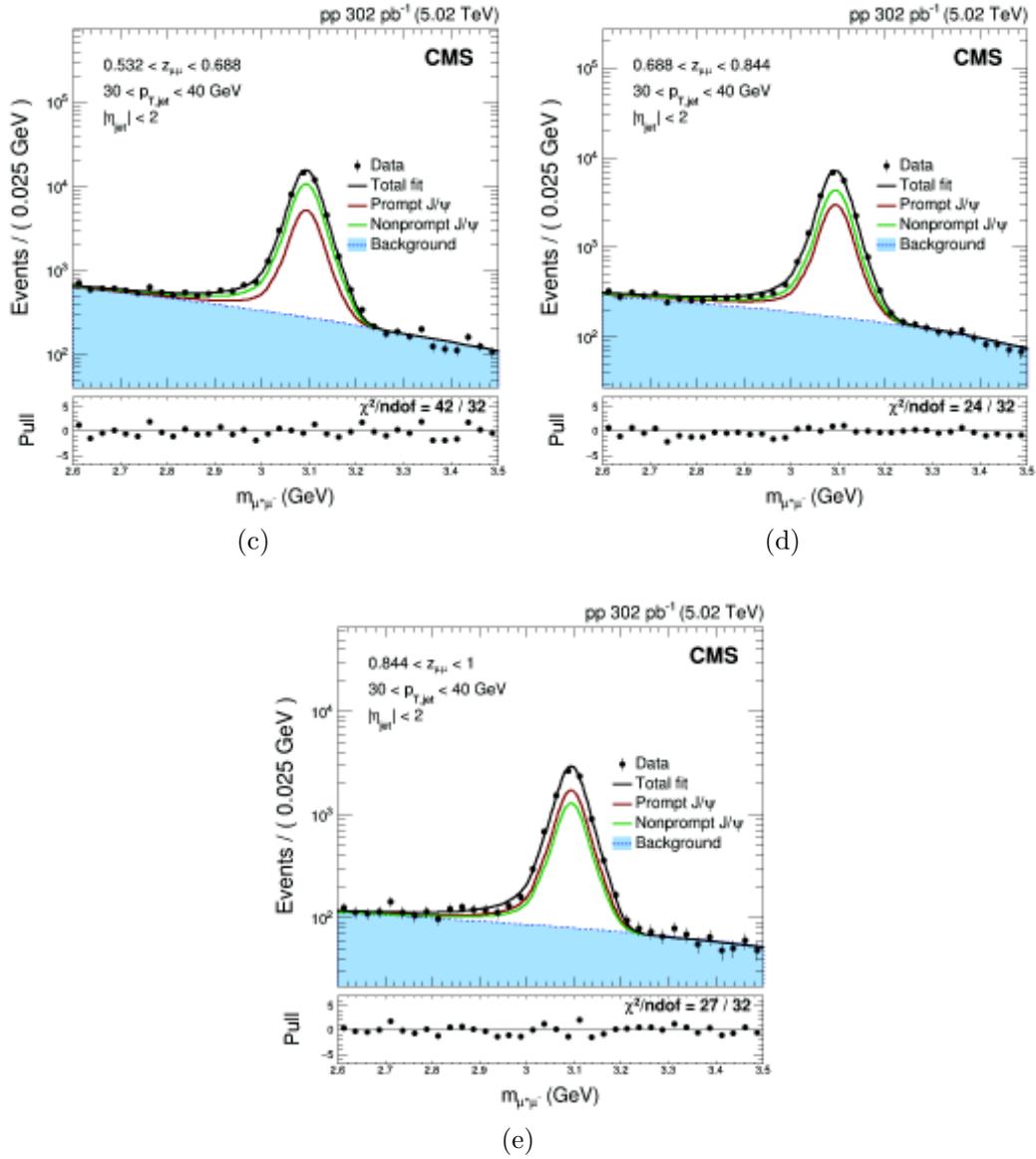
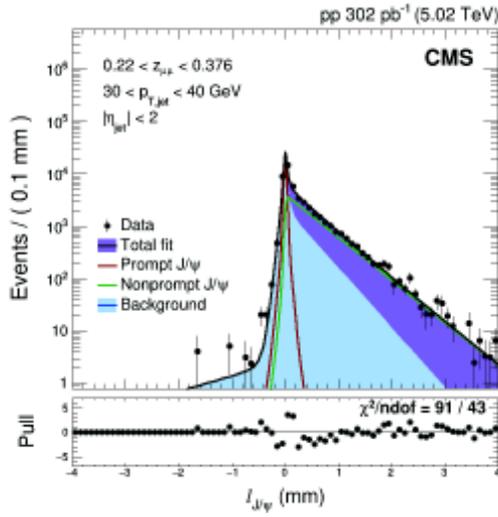
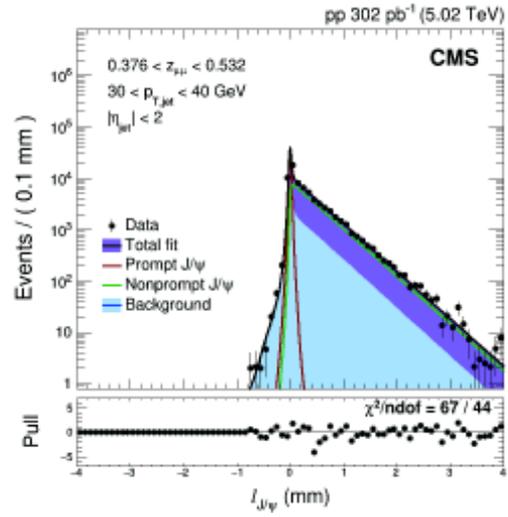


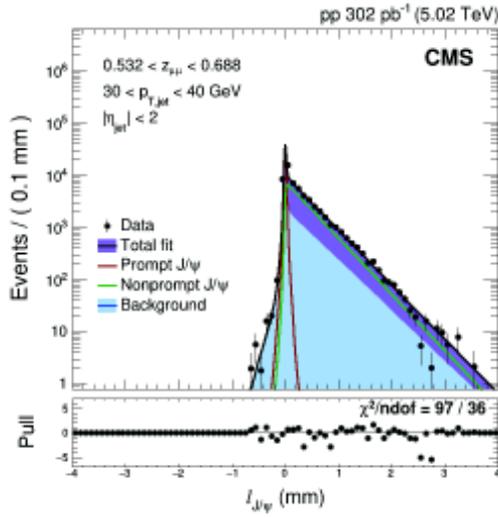
Figura 4.1: Proyección de la masa del ajuste bidimensional de la distribución de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$.



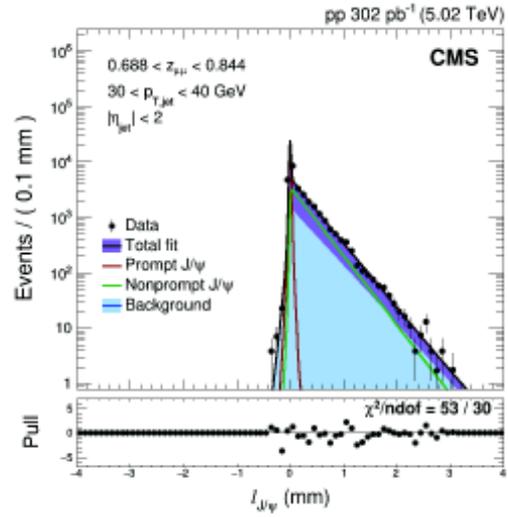
(a)



(b)



(c)



(d)

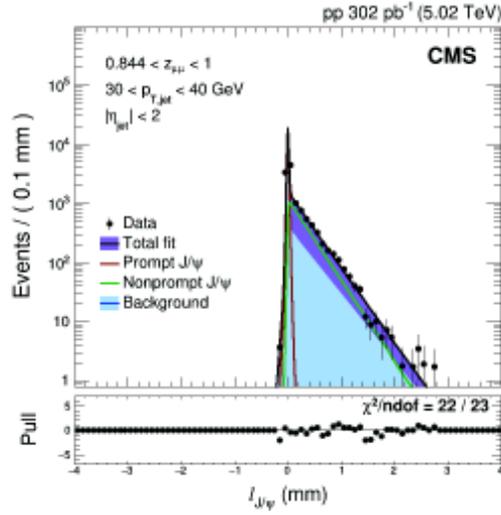
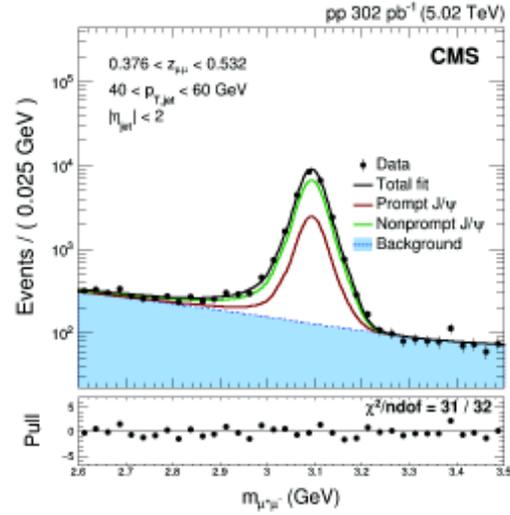
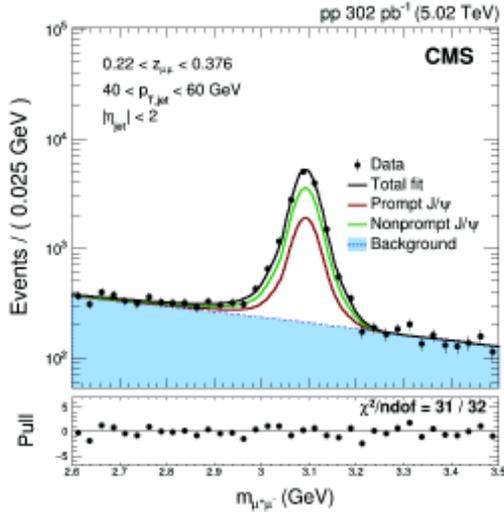


Figura 4.2: Proyección del $l_{J/\psi}$ del ajuste bidimensional de la distribución de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$.



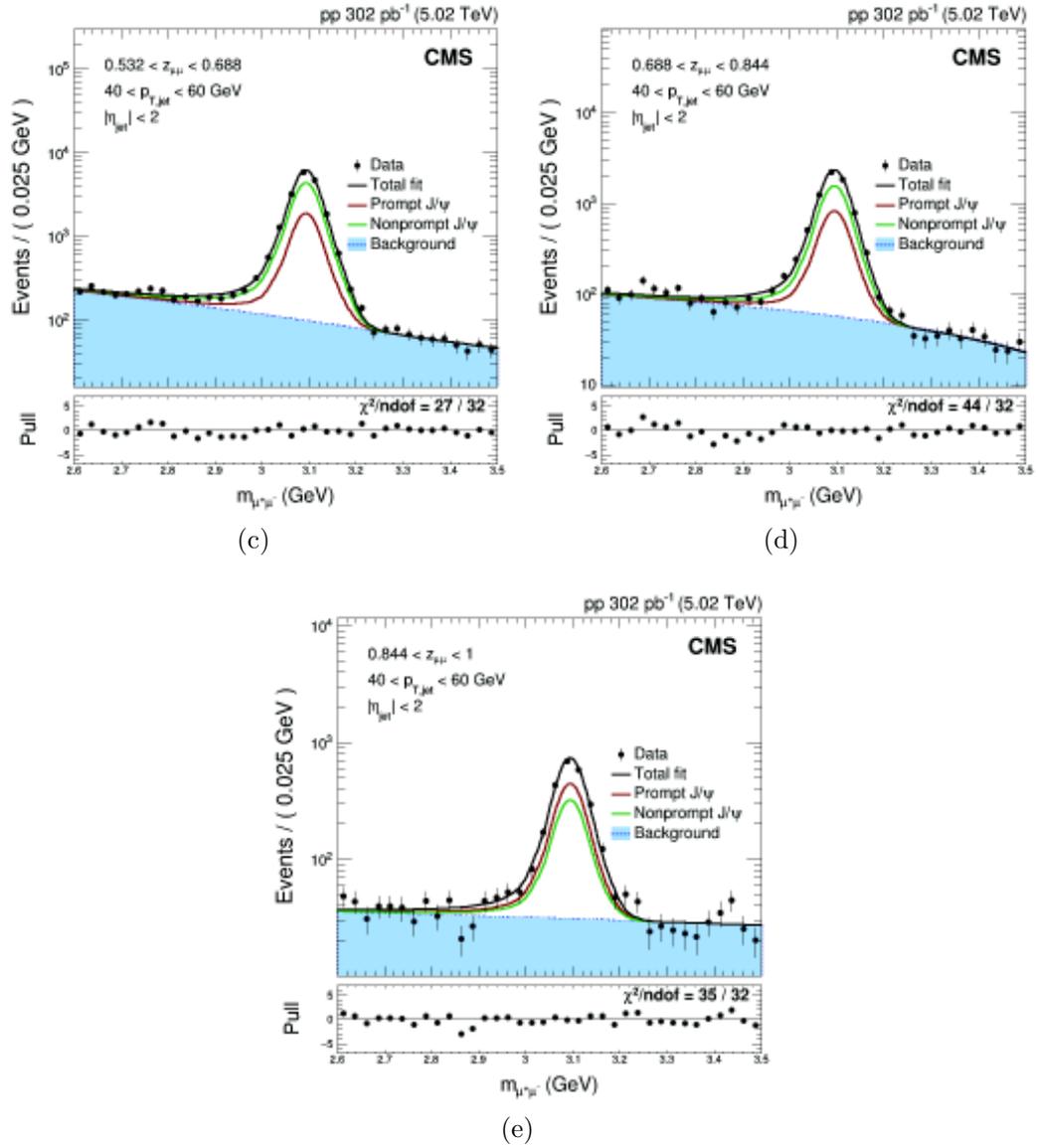
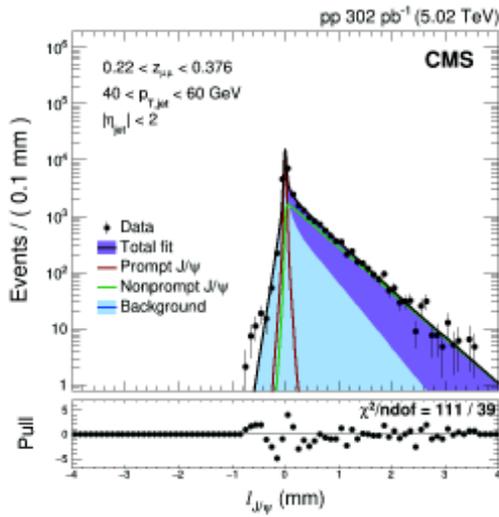
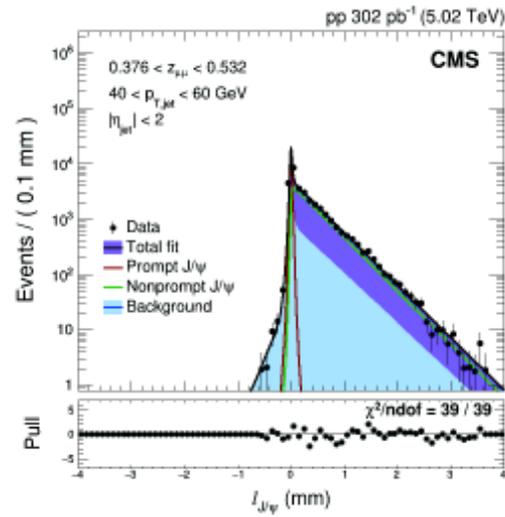


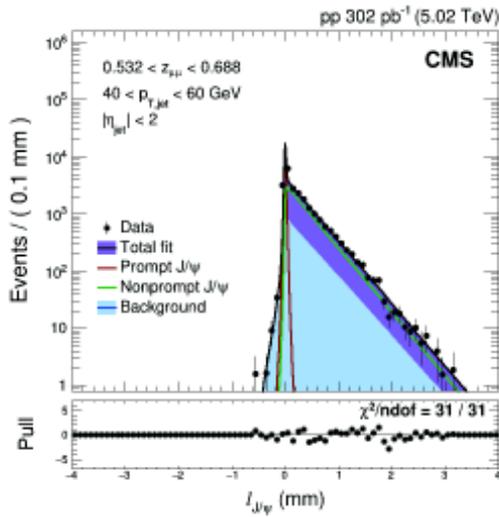
Figura 4.3: Proyección de la masa del ajuste bidimensional de la distribución de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$.



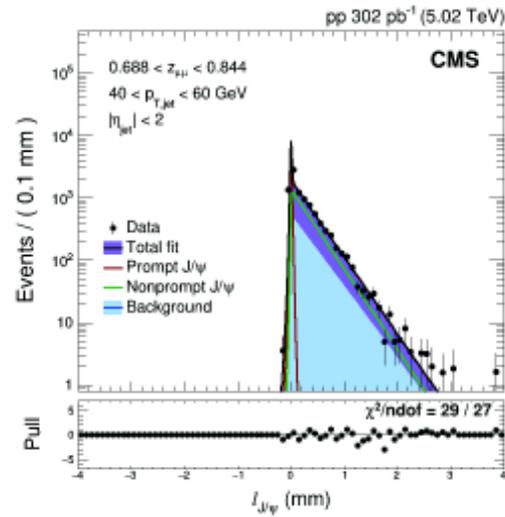
(a)



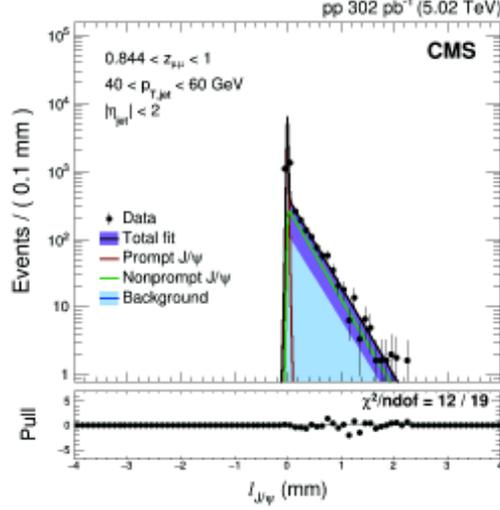
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 4.4: Proyección del $l_{J/\psi}$ del ajuste bidimensional de la distribución de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$.

Los Cuadros 1 y 2, 4.1 y 4.2, muestran el número de mesones J/ψ prompt y non-prompt para cada intervalo de z . El primer cuadro es para $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$ y el segundo para $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$.

Intervalos de z	N_{Prompt}	$N_{Non-prompt}$	$N_{J/\psi}$
$0.22 < z < 0.38$	10085.38 ± 246.08	21648.62 ± 528.23	31734 ± 428
$0.38 < z < 0.53$	14958.25 ± 151.08	40483.75 ± 408.89	55442 ± 296
$0.53 < z < 0.69$	14498.05 ± 155.13	30519.95 ± 326.56	45018 ± 239
$0.69 < z < 0.84$	8543.90 ± 140.97	12652.10 ± 208.31	21196 ± 156
$0.84 < z < 1.00$	5060.64 ± 154.35	3726.26 ± 113.65	8786.9 ± 98.6

Cuadro 4.1: Producción de componentes prompt y non-prompt de J/ψ extraídas del ajuste bidimensional de $l_{J/\psi}$ y la masa para $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$

Intervalos de z	N_{Prompt}	$N_{Non-prompt}$	$N_{J/\psi}$
$0.22 < z < 0.38$	4994.83 ± 114.88	9875.17 ± 227.13	14870 ± 173
$0.38 < z < 0.53$	6732.08 ± 89.54	18839.92 ± 250.57	25572 ± 178
$0.53 < z < 0.69$	5414.04 ± 83.92	12921.20 ± 200.28	18336 ± 144
$0.69 < z < 0.84$	2386.76 ± 61.58	4664.24 ± 120.34	7051 ± 87.2
$0.84 < z < 1.00$	1348.32 ± 83.06	948.68 ± 58.44	2297 ± 52.5

Cuadro 4.2: Producción de componentes prompt y non-prompt de J/ψ extraídas del ajuste bidimensional de $l_{J/\psi}$ y la masa para $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$

Los Cuadros 4.3 y 4.4 muestran el porcentaje de las componentes prompt y non-prompt de mesones J/ψ en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c y $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c, respectivamente.

Intervalos de z	% N_{Prompt}	% $N_{Non-prompt}$
$0.22 < z < 0.38$	31.78 %	68.22 %
$0.38 < z < 0.53$	26.98 %	73.02 %
$0.53 < z < 0.69$	32.21 %	67.79 %
$0.69 < z < 0.84$	40.31 %	59.69 %
$0.84 < z < 1.00$	57.59 %	42.41 %

Cuadro 4.3: Producción de componentes prompt y non-prompt de J/ψ extraídas del ajuste bidimensional de $l_{J\psi}$ y la masa para $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c

Intervalos de z	% N_{Prompt}	% $N_{Non-prompt}$
$0.22 < z < 0.38$	33.59 %	66.41 %
$0.38 < z < 0.53$	26.33 %	73.67 %
$0.53 < z < 0.69$	29.53 %	70.47 %
$0.69 < z < 0.84$	33.85 %	66.15 %
$0.84 < z < 1.00$	58.70 %	41.30 %

Cuadro 4.4: Producción de componentes prompt y non-prompt de J/ψ extraídas del ajuste bidimensional de $l_{J\psi}$ y la masa para $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c

4.2. Discusión de resultados

Los resultados que presentan mejor ajuste con barras de error menores en sus parámetros son los que se encuentran en el intervalo de z con valores más bajos, a diferencia del último intervalo de z que contiene valores cercanos a 1.

En el cuadro 1, para $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c, corresponde al intervalo donde hay más partículas J/ψ hay. Predomina la producción de componentes non-prompt en los primeros cuatro intervalos de z , y tiene su pico en $0.38 < z < 0.53$, mientras que cuando z es cercana a uno, predomina las componentes prompt. La barra de error no supera el 3.10 % en los intervalos estudiados. El cuadro 3, correspondiente también a este intervalo de p_T^{jet} muestra los porcentajes de producción de componentes prompt y non-prompt, en los que se observa más claramente lo mencionado anteriormente. Este comportamiento es debido a que z es el momento transverso de J/ψ dividido por el momento transverso del jet.

Por otro lado, para $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c, la presencia de partículas J/ψ es menor, para los primeros dos intervalos de z bajó en un porcentaje alrededor del 46 % y en los tres últimos alrededor del 40 %, 33 % y 26 %. La barra de error crece, pero la mayoría no supera el 2.50 %. Los Cuadros 2 y 4 nos dicen la cantidad y porcentaje, respectivamente, de componentes prompt y non-prompt producidas en cada intervalo de z . Al igual que en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c, las componentes prompt

predominan en intervalos de z más cercanos a uno; mientras que para intervalos de z más pequeños, predomina la componente non-prompt.

Entre los intervalos de z extremos, $0.22 < z < 0.38$ y $0.84 < z < 1.00$, vemos unos porcentajes de producción de componentes prompt y non-prompt en ambos intervalos de p_T^{jet} muy similares en los Cuadros 3 y 4.

Las gráficas de las Figuras 4.2 y 4.4 nos dejan ver el comportamiento de la longitud de decaimiento pseudopropia conforme varía z . Las componentes prompt, como se había mencionado en anteriores secciones, está centrada prácticamente en cero; mientras que las componentes non-prompt viaja una cierta distancia.

Las componentes non-prompt (línea verde) se producen hasta en más de 4 mm en los primeros intervalos de z en la Figura 4.2(a) y 4.2(b); pero a medida que z aumenta la producción de non-prompt se realiza hasta longitudes más cortas y alcanza su longitud más pequeña hasta el último intervalo de z en la figura 39(e), donde se produce hasta alrededor de 3 mm. Las gráficas de la Figura 4.4 presentan un comportamiento similar, pero la longitud en la que se produce la componente non-prompt es más corto. Al igual, su longitud más pequeña es en z cercana a uno, en el último intervalo, en donde tiene una longitud alrededor de 2 mm.

Capítulo 5

Conclusiones

Se hizo la parametrización de la longitud de decaimiento pseudopropia de J/ψ y con ello se hizo un ajuste bidimensional de la masa y $l_{J/\psi}$ para así obtener las componentes prompt y non-prompt del mesón J/ψ . La tabla resultante para cada intervalo de z está en los cuadros 1 y 2 para $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$ y $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$, respectivamente. Como se esperaba, la producción de componentes prompt predomina para intervalos de z cercanos a uno, mientras que las non-prompt abundan en intervalos de z pequeños. Los ajustes realizados fueron mejores para z pequeño.

Diversos factores influyen para que los parámetros de algunos ajustes sean tan grandes. Por ejemplo, cuando se trabaja con p_T^{jet} grandes, se pierde estadística y la información se presenta con más incertidumbre. También cuando z es cercana a 1 las partículas J/ψ cuentan con momentos transversales grandes y ocupan gran parte del p_T presente en el jet.

Hay que mencionar que se omitió un estudio de P_T^{jet} de entre 10 y 30 GeV/c . En este rango el análisis es más complejo, debido a que la cantidad de partículas producidas es mucho mayor y por lo tanto aumenta el ruido, dejando así una señal menos limpia.

Los ajustes realizados y la obtención de las componentes prompt y non-prompt de J/ψ nos brinda información útil para trabajos futuros.

En trabajos posteriores se pueden estudiar las colisiones plomo-plomo, haciendo de la misma manera la separación entre las componentes. Con dichos datos y los aquí obtenidos se podría calcular el factor de modificación nuclear R_{AA} , el cual cuantifica la supresión de J/ψ , siendo esto una prueba de que se formó el plasma de quarks y gluones en edades tempranas del universo.

También, un estudio importante sería el cálculo de los errores sistemáticos de la investigación. Variando diferentes aspectos del análisis, se puede observar el comportamiento de los ajustes y sus incertidumbres.

Bibliografía

- 1 Griffiths, D. J. (2008). Introduction to Elementary Particles (2.^a ed.). Portland, OR: Wiley-VCH.
- 2 Young, H. D., Freedman, R. A. (2012). Sears and Zemansky's University Physics (13.^a ed.). San Francisco, CA: Pearson.
- 3 Griffiths, D. J. (2013). Introduction to Electrodynamics (4.^a ed.). Glenview, IL: Pearson.
- 4 Thomson, M. (2013). Modern Particle Physics (1.^a ed.). United Kingdom: Cambridge University Press.
- 5 Ståhl Leitón, A. G. (2018). Measurement of W bosons in p-Pb at 8.16 TeV and of charmonia in Pb-Pb at 5.02 TeV with the CMS detector at the LHC (PHD Thesis). Université Paris-Saclay.
- 6 Observation of structure in the J/ψ -pair mass spectrum. (2020). CERN.
- 7 Tomé López, C. (2021). Del modelo estándar. Recuperado 30 de marzo de 2021, de Cultura Científica website: <https://culturacientifica.com/2014/06/17/del-modelo-estandar/>
- 8 Greene, B. B. (2016). El Universo Elegante (1.^a ed.). México: Booket.
- 9 CERN. (2015). Phase diagram of QCD matter : Quark-Gluon Plasma [Image]. Recuperado de <https://cds.cern.ch/record/2025215>
- 10 Geuna, C. (2012). J/ψ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ and $7 TeV$ in the ALICE Forward Muon Spectrometer at LHC (PHD Thesis). Université PARIS-SUD.
- 11 Valencia Palomo. Heavy quark production highlights in the LHC Run I. XVII Mexican School of Particles and Fields, 2016.
- 12 CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, Physics Letters B 716 (2012).
- 13 ATLAS Collaboration, G. Aad et al., “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, Physics Letters B 716 (2012).
- 14 M. N. Chernodub, “Background magnetic field stabilizes QCD string against breaking”, arXiv:1001.0570.

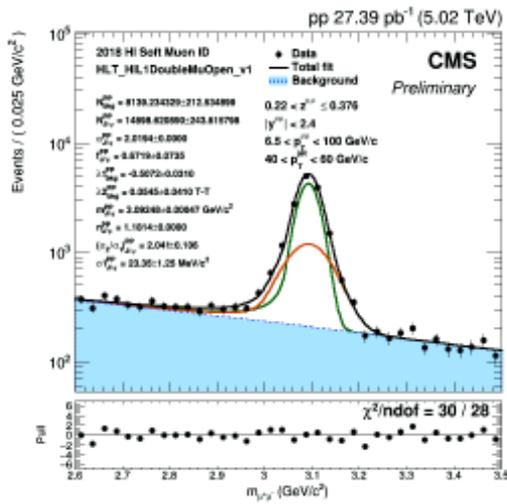
- 15 S. Dulat, T.-J. Hou, J. Gao, M. Guzzi, J. Huston, P. Nadolsky, J. Pumplin, C. Schmidt, D. Stump, and C. P. Yuan, “New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics”, *Physical Review D* 93 (2016) 033006, arXiv:1506.07443.
- 16 Valencia Palomo, L. (2020). Latest results on heavy flavours in pp , pPb and Pb Pb collisions with CMS. Presentado en Puerto Vallarta, México.
- 17 The Large Hadron Collider. (2021). Recuperado 2 de mayo de 2021, de cern website: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>
- 18 Aguilar M. (2004). “EL CERN CUMPLE 50 AÑOS”. *Revista Española de Física* 18 (4)
- 19 The history of CERN. (2021). Recuperado 2 de mayo de 2021, de cern website: <https://timeline.web.cern.ch/timeline-header/89>
- 20 CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., “The CMS Experiment at the CERN
- 21 Adeva B., Garrido LL. (2008). “EL EXPERIMENTO LHCb”. *Revista Española de Física* 22 (2) LHC”, *Journal of Instrumentation* 3 (2008), no. 8, P08004.
- 22 Baird S. (2007). “ACCELERATORS FOR PEDESTRIANS”, AB-Note-2007-014 OP, February 2007.
- 23 Brenner R. (2007). “IMPACT OF THE LHC LUMINOSITY AND ENERGY UPGRADE ON THE ATLAS DETECTOR”. IKP Seminar – 4 April 2007.
- 24 Cid R., Cid-Vidal X. (2010). “LHC IN A FEW NUMBERS.” *Lat. Am. Journal of Physics Education*. Vol. 4, No. 2, 449-454.
- 25 De la Cruz B. et al (2008). “EL DETECTOR DE MUONES DEL EXPERIMENTO CMS EN EL LHC ”. *Revista Española de Física* 22 (3), pp 2-14. Madrid.
- 26 Dobado, A (2009). “EL LHC , EL INSTRUMENTO MÁS GRANDE DEL MUNDO ”. *Revista Iberoamericana de Física* 5 (1). Madrid.
- 27 CL. Smith. *Genesis of the Large Hadron Collider*, The Royal Society,
- 28 R. Sahoo. *Relativistic Kinematics*, 2016; [arXiv:1604.02651].
- 29 CMS Collaboration. *The CMS experiment at the CERN LHC*, 2008; [JINST,3:S08004].
- 30 Rogozhnikov, A. (2015). sPlot: a technique to reconstruct components of a mixture. Recuperado 23 de abril de 2021, de github website: <http://arogozhnikov.github.io/2015/10/07/splot.html>
- 31 ALICE Collaboration, K. Aamodt et al., “The ALICE experiment at the CERN LHC”, *Journal of Instrumentation* 3 (2008), no. 8, P08002.
- 32 ATLAS Collaboration, G. Aad et al., “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *Journal of Instrumentation* 3 (2008), no. 8, P08003.

- 33 LHCb Collaboration, A. A. Alves, Jr. et al., “The LHCb Detector at the LHC”, Journal of Instrumentation 3 (2008), no. 8, P08005.
- 34 Tipler, P. A. (2008). Modern Physics (5.^a ed.). United States of America: W. H. Freeman and Company - New York
- 35 Monte Carlo Simulation. (2020). Recuperado 28 de abril de 2021, de IBM website: <https://www.ibm.com/cloud/learn/monte-carlo-simulation>
- 36 E. Daw. Lecture 7 - Rapidity and Pseudorapidity, The University of Sheffield,
- 37 M. Pivk and F. R. Le Diberder, “sPlot: A Statistical tool to unfold data distributions”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 555 (2005) 356, arXiv:physics/0402083. 2012.
- 38 Contreras Cossio, M. (2021). Medida de la producción de J/ψ en jets usando colisiones protón-protón a 5.02 TeV en el experimento CMS del LHC (Tesis de Licenciatura). Universidad de Sonora.
- 39 CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC, 2008; [JINST, 3:S08004].

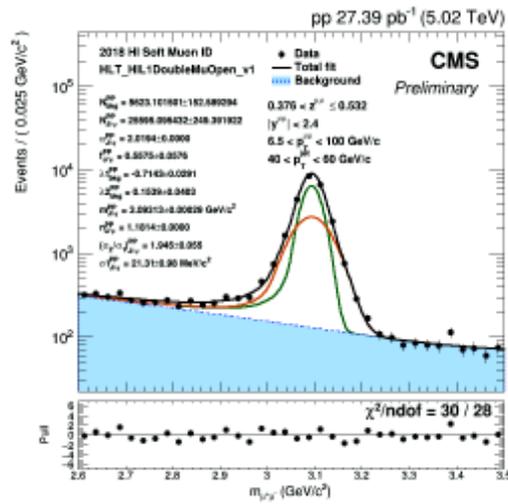
Apéndice A

Gráficas

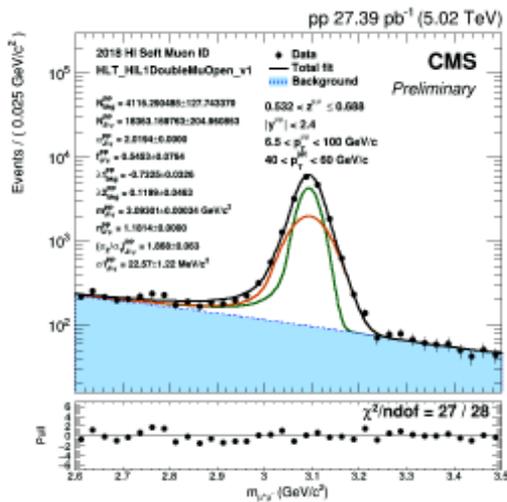
A.1. $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$



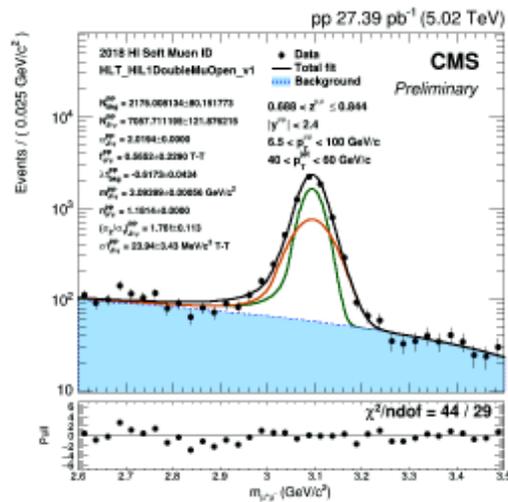
(a)



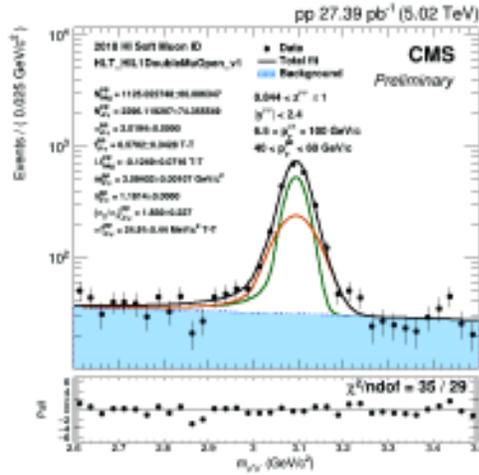
(b)



(c)



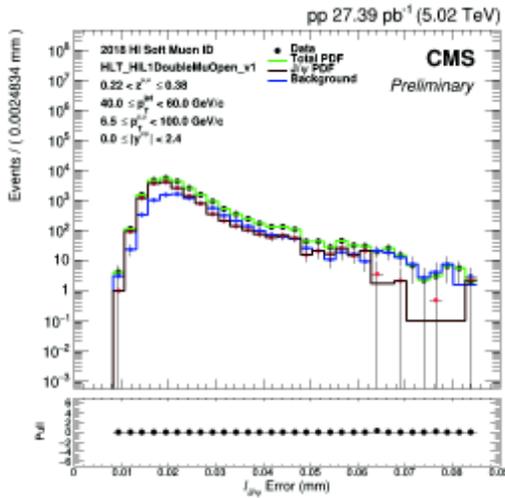
(d)



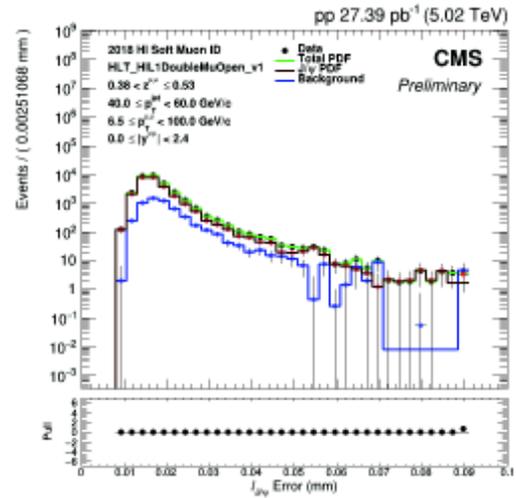
(e)

Figura A.1: Ajustes de masa de J/ψ usando Gaussian y Crystal Ball para la señal y Polinomios de Chebychev para el ruido. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$.

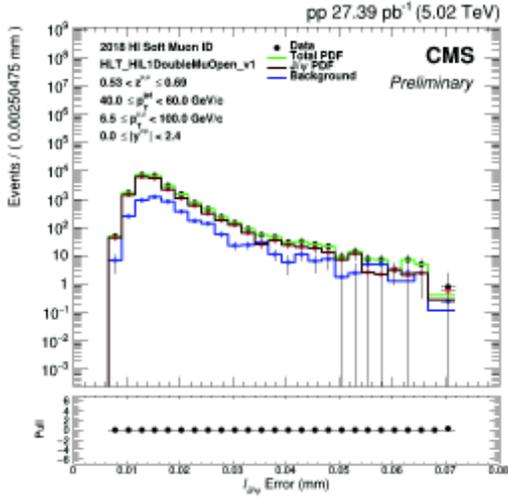
A.2. $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c



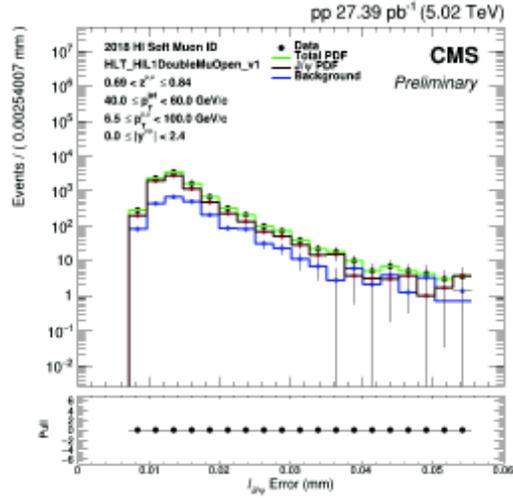
(a)



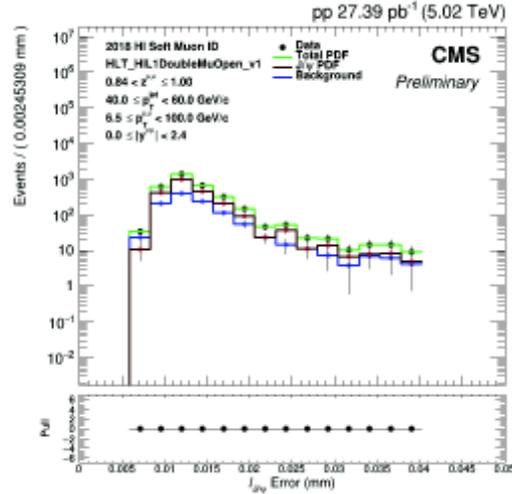
(b)



(c)



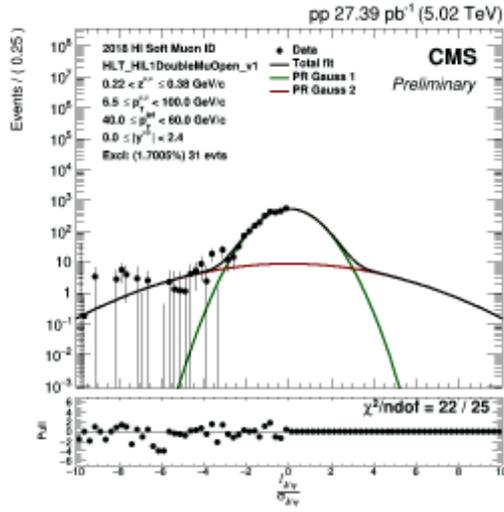
(d)



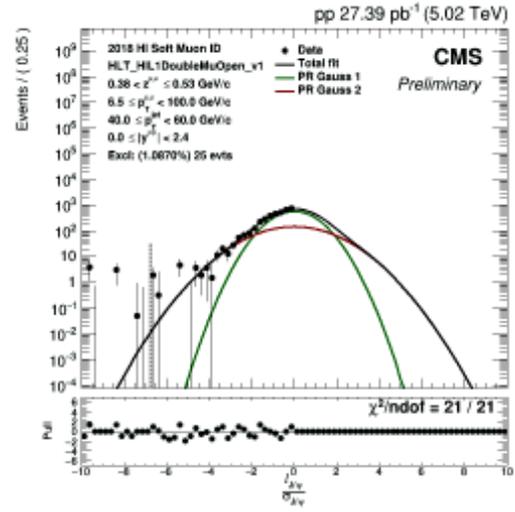
(e)

Figura A.2: Las distribuciones de σ para la señal, el ruido y la suma de ambas, están representadas con líneas roja, azul y verde, respectivamente. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$. El panel inferior muestra la relación entre los datos y el histograma de plantilla total extraído mediante la técnica sPlot.

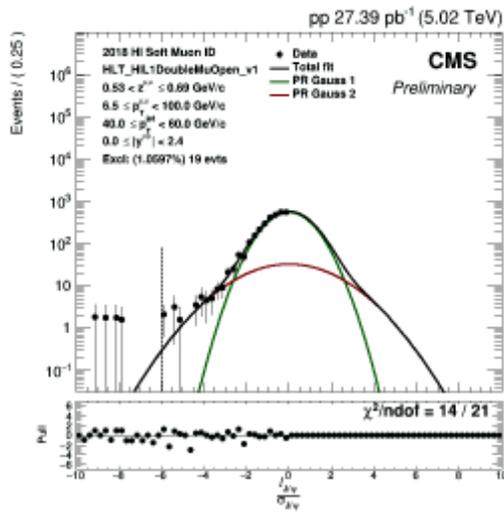
A.3. $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$



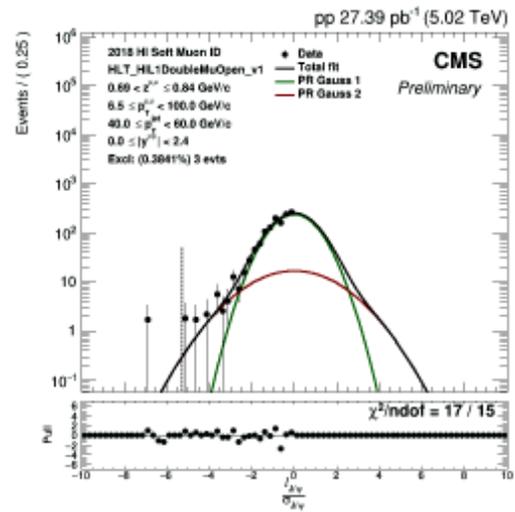
(a)



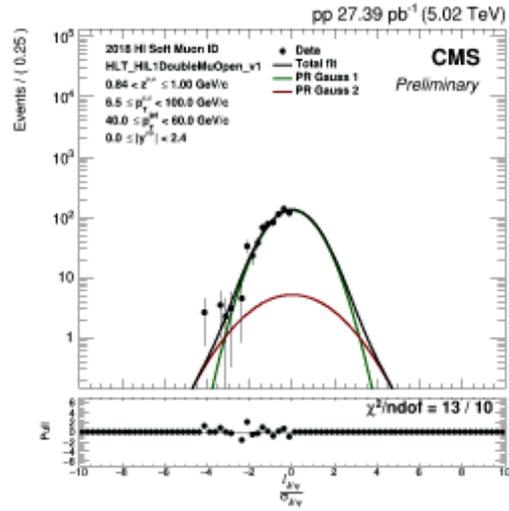
(b)



(c)



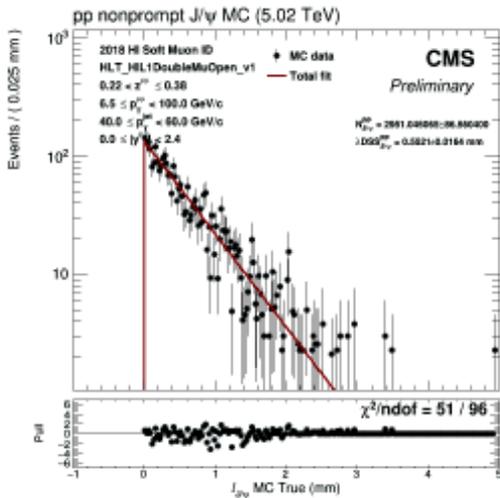
(d)



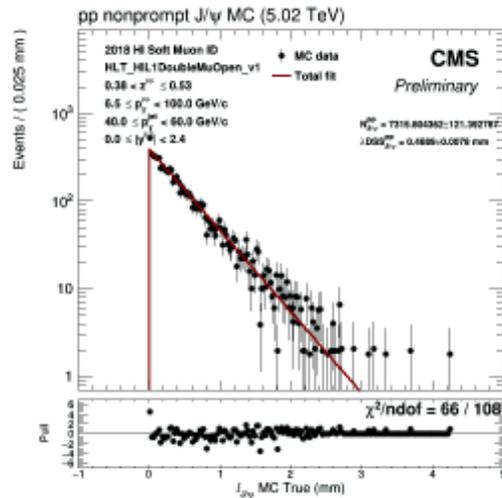
(e)

Figura A.3: Resultados de los ajustes de la resolución de $l_{J/\psi}$ para dimuones de señal en datos. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$. Los resultados son presentados como función de $l_{J/\psi}/\sigma_l$

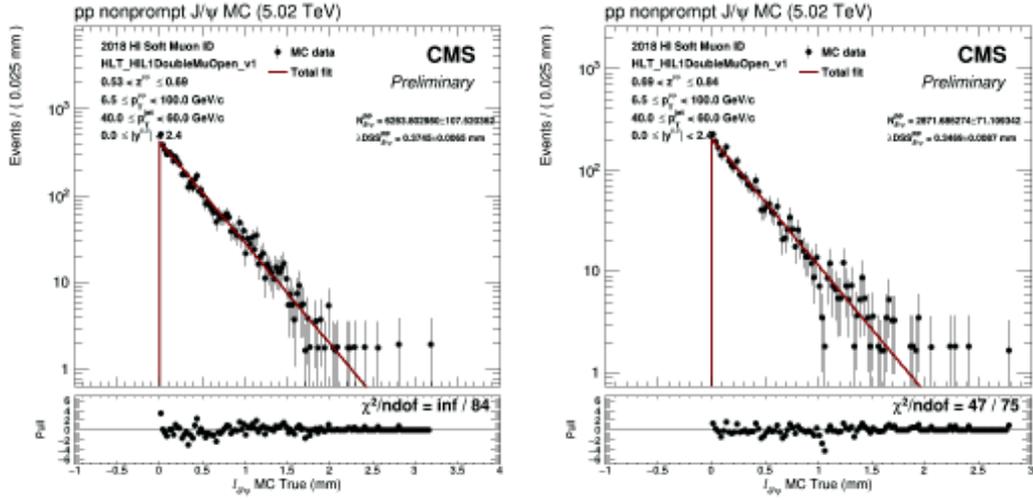
A.4. $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$



(a)

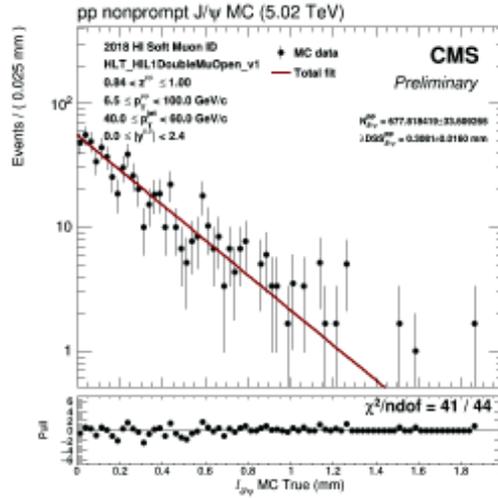


(b)



(c)

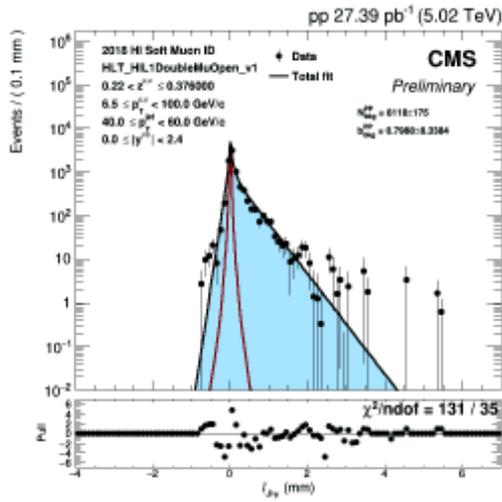
(d)



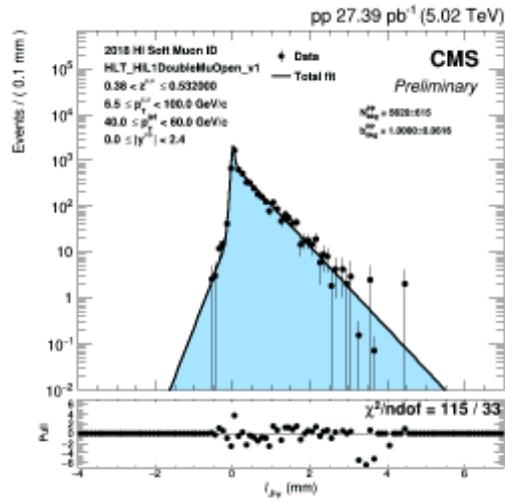
(e)

Figura A.4: Ajuste de la distribución de $l_{J/\psi}$ de las componentes non-prompt generadas en eventos $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con simulaciones, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$. Los resultados son presentados como función de $l_{J/\psi}/\sigma_l$

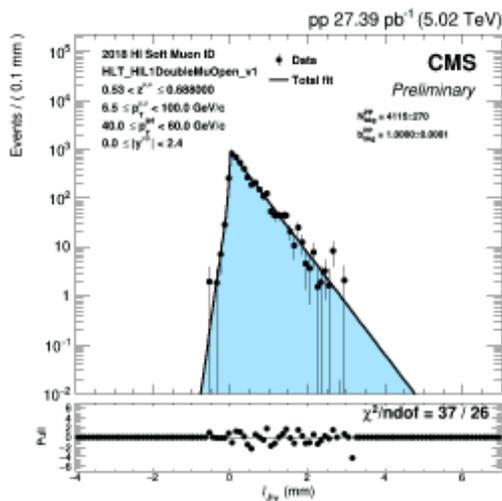
A.5. $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$



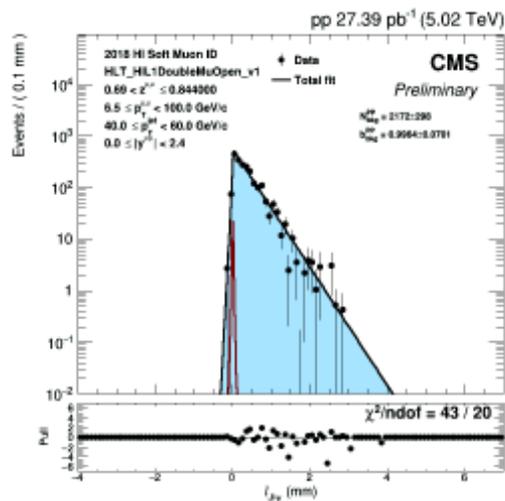
(a)



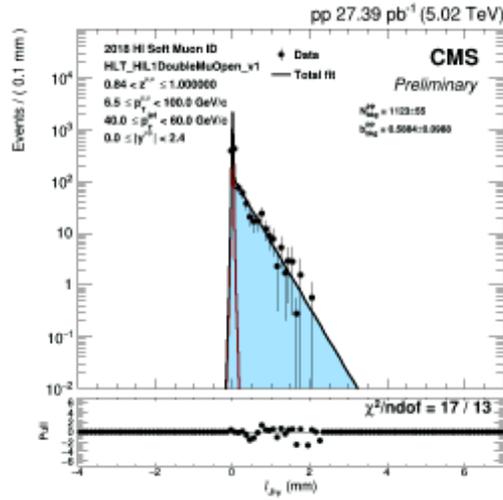
(b)



(c)



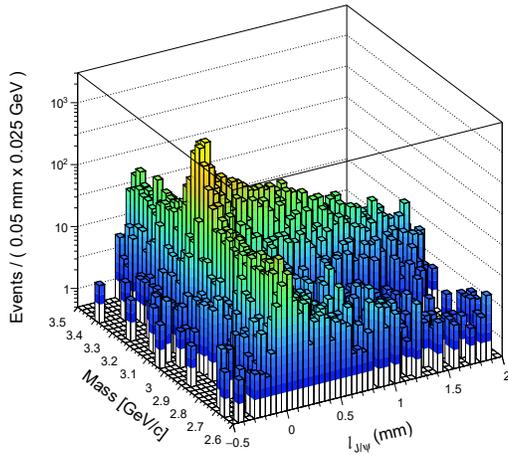
(d)



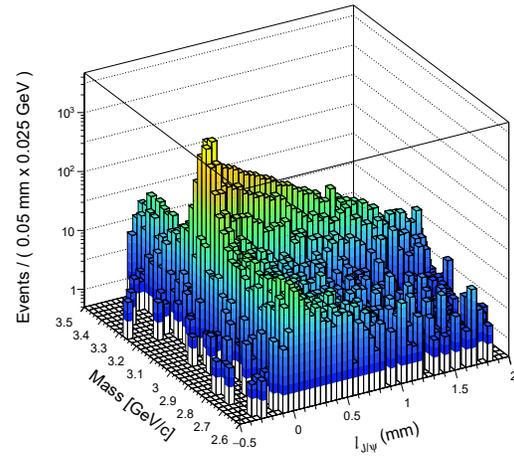
(e)

Figura A.5: Ajustes de las distribución de $l_{J/\psi}$ de eventos de ruido. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$.

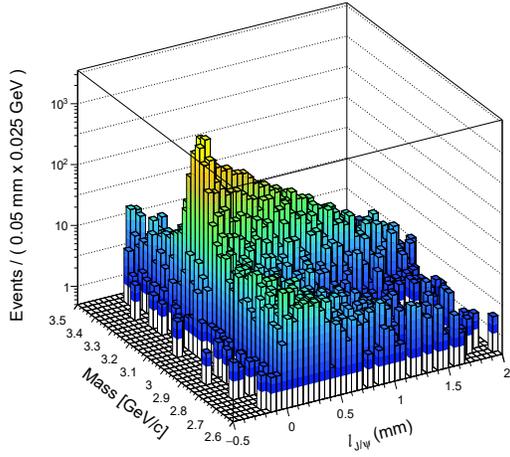
A.6. $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$



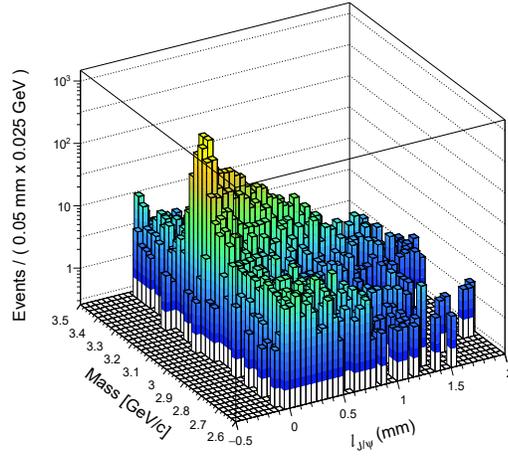
(a)



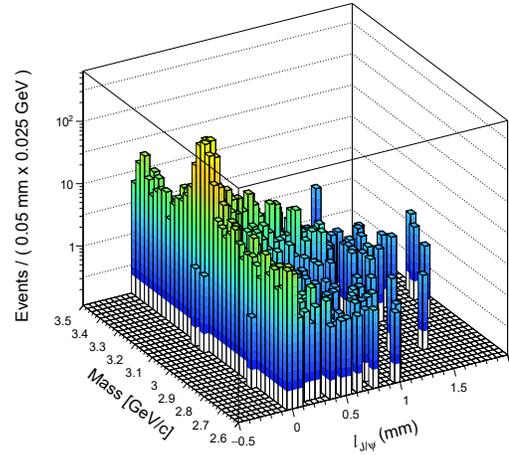
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura A.6: PDF bidimensional de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$. (a) $0.22 < z < 0.38$, (b) $0.38 < z < 0.53$, (c) $0.53 < z < 0.69$, (d) $0.69 < z < 0.84$ y (e) $0.84 < z < 1.00$.

Índice de figuras

1.1. Los doce fermiones fundamentales	6
1.2. El modelo estándar de la física de partículas	7
1.3. El octeto de los bariones	8
1.4. El octeto de los mesones	9
1.5. El decuplete de los bariones	9
1.6. Niveles del espectro de energía del charmonium	12
1.7. Producción prompt J/ψ a partir la colisión de dos partículas en el vértice primario	13
1.8. Producción Non-prompt J/ψ a partir del decaimiento de b en vértice secundario	13
1.9. Esquemmatización del rompimiento de la cadena de gluones entre un quark y un antiquark debido a la creación de un par $q\bar{q}$	15
1.10. Resultados de los PDFs CT14 NNLO del protón	16
1.11. Diagrama de fases de materia	16
1.12. Desconfinamiento de los quarks y gluones	17
2.1. Diagrama esquemático de la cadena de inyección del LHC para protones y núcleos de Pb	19
2.2. Vista en corte del detector CMS en su configuración utilizada durante 2015 y 2016	23
2.3. Diagrama esquemático del sistema de coordenadas utilizado en el experimento CMS	23
2.4. Vista en sección transversal del detector CMS	25
2.5. Histograma de masa de $\mu^+\mu^-$	26
2.6. Ajuste de masa de J/ψ en colisiones protón-protón a 5.02 TeV	27
2.7. Distribución de electrones y positrones	29
2.8. Proporción de eventos	29
2.9. Distribución de electrones y positrones reconstruidos	30
2.10. Comparación de distribuciones de electrones originales y reconstruidos	31
2.11. Distribución falsa para la masa	31
2.12. Distribución falsa para P_x	32
2.13. Mezcla de distribuciones para la masa	32
2.14. Mezcla de distribuciones para el momento	33
2.15. Distribución ajustada de la masa	33
2.16. Probabilidad para la señal y el ruido	34
2.17. sWeights para la señal y el ruido	34
2.18. Distribución de la señal y ruido original y reconstruido para P_x	34
2.19. Señal original y reconstruida de la masa	35

3.1.	Ajustes de masa de J/ψ usando Double Crystal Ball para la señal y Polinomios de Chebnychev de orden 4 para el ruido. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$	39
3.2.	Las distribuciones de σ para la señal, el ruido y la suma de ambas. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$	41
3.3.	Resultados de los ajustes de la resolución de $l_{J/\psi}$ para dimuones de señal en datos. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$	43
3.4.	Ajuste de las distribución de $l_{J/\psi}$ de las componentes non-prompt generadas en eventos $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con simulaciones, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$	45
3.6.	PDF bidimensional de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$	49
4.1.	Proyección de la masa del ajuste bidimensional de la distribución de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$	51
4.2.	Proyección del $l_{J/\psi}$ del ajuste bidimensional de la distribución de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$	53
4.3.	Proyección de la masa del ajuste bidimensional de la distribución de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	54
4.4.	Proyección del $l_{J/\psi}$ del ajuste bidimensional de la distribución de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	56
A.1.	Ajustes de masa de J/ψ usando Gaussian y Crystal Ball para la señal y Polinomios de Chebychev para el ruido. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	64
A.2.	Las distribuciones de σ para la señal, el ruido y la suma de ambas. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	65
A.3.	Resultados de los ajustes de la resolución de $l_{J/\psi}$ para dimuones de señal en datos. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	67
A.4.	Ajuste de las distribución de $l_{J/\psi}$ de las non-prompt generadas en eventos $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con simulaciones, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	68
A.5.	Ajustes de las distribución de $l_{J/\psi}$ de eventos de ruido. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	70
A.6.	PDF bidimensional de $l_{J/\psi}$ y de la masa. Corresponde a colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	71

Índice de cuadros

- 4.1. Producción de componentes prompt y non-prompt de J/ψ extraídas del ajuste bidimensional de $l_{J\psi}$ y la masa para $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c 56
- 4.2. Producción de componentes prompt y non-prompt de J/ψ extraídas del ajuste bidimensional de $l_{J\psi}$ y la masa para $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c 56
- 4.3. Producción de componentes prompt y non-prompt de J/ψ extraídas del ajuste bidimensional de $l_{J\psi}$ y la masa para $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c 57
- 4.4. Producción de componentes prompt y non-prompt de J/ψ extraídas del ajuste bidimensional de $l_{J\psi}$ y la masa para $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c 57