



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Estudio experimental de la producción de
 $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ en colisiones p-Pb en el
LHC

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICO

PRESENTA:
TALHIA GALLEGOS MEDINA

DIRECTOR DE TESIS:
DR. ANTONIO ORTIZ VELÁSQUEZ



CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX. 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

2

1.Datos del alumno

Gallegos

Medina

Talhia

5559950833

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

305039295

2.Datos del Tutor

Dr

Antonio

Ortiz

Velásquez

3.Datos del sinodal 1

Dr

Arturo Alejandro

Menchaca

Rocha

4.Datos del sinodal 2

Dr

Alexis Armando

Aguilar

Arévalo

5.Datos del sinodal 3

Dr

José Rubén

Alfaro

Molina

6.Datos del sinodal 4

Dr

Gabriela

Murguía

Romero

7.Datos del trabajo escrito

Estudio experimental de la producción de $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ en colisiones p-Pb en el LHC

112 P

2016

Dicen las estrellas que los fugaces somos nosotros...
anónimo

Todo aquello que el hombre ignora, no existe para él.
Por eso el Universo de cada uno, se resume al tamaño de su saber.
anónimo

A pesar de la distancia y del tiempo ido, sólo puedo dedicar
a todos y ninguno...

Gracias a cada una de las personas que me apoyaron e hicieron que
este sueño se cristalizara en una hermosa realidad.

Agradecimientos

El presente trabajo está dedicado a mi familia en especial a mi mamá Judith Medina Vela y mi abuela Sara Vela Hernandez que fueron las personas que me apoyaron en mi trayectoria académica y que sin ellas no hubiera podido conseguir este gran logro profesional y en segundo lugar también agradezco a mis hermanos Diego Alexis Muñoz Medina y Arturo Medina Vela quienes contribuyeron a este logro. Agradezco al Dr. Antonio Ortiz Velásquez por haber dirigido esta tesis, por la paciencia y sus brillantes e inovadoras ideas que ayudaron a la elaboración de este trabajo.

También quiero agradecer al Dr. Guy Paicé por haberme mostrado experimentalmente el mundo de la física de altas energías, al Mtro. Miguel Enrique Patiño Salazar por enseñarme a utilizar los detectores en el laboratorio que mas adelante utilicé para realizar mi servicio social. También le agradezco al Mtro. Edgar Perez Lezama por haberme enseñado a hacer muchos programas que poco a poco fui mejorando y que finalmente se utilizaron para el análisis de la presente tesis y también por haber realizado muchos comentarios y obervaciones que mejoraron este trabajo.

Un especial agradecimiento al Mtro. Gyula Bencedi que me enseñó a utilizar Tlapoa y también agradezco a Juan Luciano Díaz González, Juan Eduardo Murrieta León y Enrique Palacios Boneta que me ayudaron en el soporte técnico en Tlapoa.

Le agradezco también a mis sinodales: Dr. Arturo Alejandro Menchaca Rocha, Dr. Alexis Armando Aguilar Arévalo, Dr. José Rubén Alfaro Molina y Dra. Gabriela Murguía Romero por haber dedicado tiempo en leer esta tesis y por aportarme valiosas opiniones que finalmente ayudaron a mejorar este trabajo.

Un agradecimiento especial para mis compañeros del Laboratorio de Detectores del Instituto de Ciencias Nucleares: Omar Vazquez Rueda, Roberto Raúl Díaz Naranjo, Moisés Timoteo Fernández Nájera, Sergio Iga Buitron y Edgar Dominguez Rosas con ustedes compartí reuniones, charlas, congresos y muchos jobs.

Quiero agradecer a mis amigos de la Facultad de Ciencias: Victor Hugo Flores Soto, Ricardo Espíndola Romero, Jose Antonio Trejo Gutierrez, Gerardo Urrutia Sanchez, Adrian Aupart Acosta, Beatriz Adriana Núñez Cristóbal, Jorge Chávez Carlos, Oscar Fabián Monroy Velázquez, Eduardo Rangel Cortes, Emmanuel Ferrera Morales, Ivan Ixcoatl Juarez Lopez, Enrique Esparza Alegría, Julián Mejía Morales, Jorge Enrique Vega Acevedo, Gustavo Hazel Guerrero Navarro y Juan Manuel Pérez Peña, me siento afortunada de haberlos conocido, ustedes son aquellos con los que compartí buenos momentos, charlas, cursos en este paso de mis estudios superiores. También un agradecimiento a Marco Antonio Rodríguez Rojas de la Facultad de Medicina pues a pesar que tomamos caminos diferentes seguimos siendo amigos.

Finalmente a mis amigos del CCH-Vallejo quienes me apoyaron en mi decisión de estudiar Física y por todos aquellos buenos momentos que pasamos: Ana Jazmín Rueda Méndez, David Santiago Albarrán Hernández, Alan Raziel Mitre Valladolid y Jessica Alvarado Cervantes y también agradezco a mi amiga de la secundaria Rocio Virginia Jaramillo Perez.

Finalmente parte de mi inspiración agradezco a: Zayn Malik, Norman Reedus, Niko Kovac, Richard Zven Kruspe y Kevin Richardson.

Índice general

Introducción	11
1. Marco Teórico	13
1.1. Modelo estándar	13
1.2. Cromodinámica Cuántica	20
1.3. Diagrama de fase de QCD	23
1.3.1. Desconfinamiento (quarks y gluones libres)	24
1.3.2. Restauración de la simetría quiral (cuando las masas de los quarks tienden a cero)	24
1.4. Plasma de quarks y gluones	24
1.4.1. ¿Cómo crear el plasma de quarks y gluones?	25
1.4.2. ¿Dónde se puede encontrar el plasma de quarks y gluones?	26
1.5. Colisiones de iones pesados	27
1.6. Señales de QGP	29
1.6.1. Resonancias	32
1.6.2. Motivaciones físicas para estudiar las resonancias $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$	33
1.7. Interacción de la radiación con la materia	35
1.7.1. Pérdida de energía de partículas cargadas pesadas debida a colisiones atómicas	35
1.7.2. Pérdida de energía por ionización	36
1.7.3. Radiación Cherenkov	39
1.7.4. Radiación de Transición	40
1.7.5. Pérdida de energía de electrones y positrones	41
1.7.6. La interacción de los fotones	42
1.7.7. Calorímetro electromagnético	42
1.7.8. Medición del tiempo de vuelo	43
1.8. Identificación de partículas	44
2. El Experimento ALICE en el LHC	47
2.1. El Gran Colisionador de Hadrones: LHC	47
2.2. Los Experimentos del LHC	51
2.3. El Gran Experimento de Colisiones de Iones Pesados: ALICE	52
2.3.1. Sistema de Rastreo Interno: ITS	54

2.3.2. El detector T0	56
2.3.3. El detector VZERO	56
2.3.4. Cámara de Proyección Temporal: TPC	57
2.3.5. Detector de Radiación de Transición: TRD	59
2.3.6. El detector de Tiempo de Vuelo: TOF	60
2.3.7. Detector de identificación de partículas de alto momento: HMPID	61
2.3.8. Espectrómetro de fotones: PHOS	62
2.3.9. Calorímetro electromagnético: EMcal	62
2.3.10. El detector de rayos cósmicos del ALICE: ACORDE	63
3. Marco de trabajo del experimento ALICE	65
3.1. Root	65
3.2. AliRoot	65
3.3. Identificación de partículas con TPC	67
3.4. Identificación de partículas con TOF	68
4. Análisis de datos: Medición de la producción de $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$	71
4.1. Análisis y Resultados	71
4.2. Selección de eventos	71
4.3. Selección de trazas	72
4.4. Identificación de partículas con TPC y TOF	73
4.5. Masa Invariante	74
4.6. La extracción de la señal	74
4.7. Ajustes de la señal y el ruido residual	80
4.7.1. Breit-Wigner	81
4.7.2. Voigtian	83
4.8. Eficiencia en la reconstrucción	90
5. Resultados: Producción de $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$	91
5.1. Medición de la producción	91
Conclusiones	95
Apéndice.	96
A.	97
A.1. Grupo de simetría	97
A.1.1. El grupo de simetría SU(2)	97
A.1.2. El grupo de simetría SU(3)	98

B. Variables Cinemáticas	103
B.1. Momento Transverso p_T	104
B.2. Distribuciones de momento Transverso p_T	105
B.3. Partículas cargadas moviéndose en un campo magnético	105
Bibliografía	109

Introducción

El experimento ALICE del Gran Colisionador de Hadrones tiene objetivos muy importantes en la física de altas energías, como por ejemplo en los últimos años este experimento se ha dado a la tarea de recrear aquel plasma de quarks y gluones que existió unos microsegundos después de la gran explosión, el Big-Bang.

La transición de fase predicha por la cromodinámica cuántica de la materia ordinaria a la materia desconfiada (plasma de quarks y gluones) se ha estudiado en experimentos de colisiones de iones pesados como son el Super Sincrotrón de Protones (SPS)[1-2], el Colisionador de Iones Pesados Relativistas (RHIC) [3-4] y el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) [5-6]. En este contexto, las resonancias hadrónicas constituyen una importante contribución al estudio de la producción de las partículas en el medio hadrónico y la caracterización de la evolución dinámica del sistema formado en las colisiones de iones pesados.

En el medio hadrónico se producen muchas resonancias las cuales decaen muy rápido y su tiempo de vida es muy corto del orden de $10^{-22\sim 24}$ segundos, en el presente trabajo se estudia la producción de la resonancia mesónica $K^*(892)^0$ la cual ayuda a entender los efectos de redispersión y regeneración en el medio hadrónico y la resonancia $\phi(1020)$ que ayuda a entender la producción de extrañeza en este medio hadrónico pues es el mesón más ligero compuesto de quarks del mar ($s\bar{s}$).

Estas resonancias se han estudiado en diferentes sistemas de colisión, en el RHIC [7-8], en el LHC en colisiones p-p a $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV en ALICE [9], ATLAS [10] y LCHb [11] y en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV en ALICE [12-13], los resultados obtenidos en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV se presentan en este trabajo, aunque estos ya fueron estudiados anteriormente por la colaboración ALICE [14].

Mi trabajo consistió en estudiar la producción de estas resonancias, para realizar esto fue necesario primero reconstruir algún canal de decaimiento de estas resonancias, el decaimiento más probable; para $K^*(892)^0$ utilizamos el decaimiento en un kaón y un pión cargados y para la $\phi(1020)$ utilizamos el decaimiento en dos kaones cargados, por medio de estos decaimientos reconstruimos la distribución de masa invariante para cada una de las resonancias y realizamos diversos cortes en el p_T . Después a esta señal le restamos el ruido utilizando el método de eventos mixtos o mismo signo, para el caso de $K^*(892)^0$ se utilizó mismo signo y para $\phi(1020)$ se utilizó eventos mixtos, a pesar de haber utilizado un método u otro el ruido no es perfectamente descrito y aun queda un poco de ruido llamado ruido residual y a este se le ajusta una un polinomio cuadrado y al pico de la señal se le ajusta una función Breit-Wigner para el caso de $K^*(892)^0$ y Voigtian para $\phi(1020)$. Después de haber realizado

estos ajustes se integraron las funciones en un rango de masa de $\pm 1\sigma$ respecto al valor reportado en el PDG [17], esto se hizo con el fin de obtener la producción, misma que se calcula de la diferencia de la integral de la señal menos la integral del ruido en el mismo rango de masa antes mencionado. Al tener la producción esta se corrige por el producto de eficiencia x aceptancia, se realizó todos los pasos antes descritos para las clases de multiplicidad: 0-5 %, 5-10 %, 10-20 %, 20-40 %, 40-60 % y 60-80 %, obteniendo los espectros invariantes de cada una de las resonancias.

Estos espectros de $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ se ven planos al incrementar su multiplicidad en cambio para baja multiplicidad se ven mas curvos, esto se debe a que en colisiones centrales las partículas tienen más alto momento que en colisiones periféricas debido al flujo radial, estos efectos se han observado en colisiones de iones pesados donde se tiene evidencia de la formación del plasma de quarks y gluones, en tales sistemas el efecto se atribuye al flujo radial, pues en un principio las colisiones p-Pb se consideraban como un experimento de control en donde se pensaba que no se formaba el plasma de quarks y gluones, pero diversos análisis mostraron que hay evidencias de la formación de este plasma en este sistema de colisión, una de estas evidencias son los efectos del flujo radial.

Para analizar la evolución de las formas de las distribuciones de p_T con la multiplicidad calculamos el $\langle p_T \rangle$ de cada una de estas resonancias y se encontró un comportamiento común el cual se encuentra en todas las partículas, este comportamiento consiste en exhibir un aumento del momento transversal medio $\langle p_T \rangle$ conforme se incrementa la multiplicidad y sigue un comportamiento de jerarquía de masas, es decir, partículas más masivas presentan $\langle p_T \rangle$ más altos que aquellas partículas menos masivas, esto se ha observado en todas las partículas y en todos los sistemas de colisión (p-p, p-Pb y Pb-Pb) [14] además las partículas siguen una jerarquía de masas, es decir, partículas más masivas presentan $\langle p_T \rangle$ más altos que aquellas partículas menos masivas, de la misma manera también se han observado que resonancias con masas similares presentan $\langle p_T \rangle$ similares, ambas observaciones son consistentes con las expectativas de los modelos hidrodinámicos donde la masa de la partícula impulsa las formas espectrales.

Dado el corto tiempo de vida de la resonancia $K^*(892)^0$ está se utiliza para obtener información de la fase hadrónica del sistema formado en las colisiones de iones pesados. En las colisiones a altas energías en el LHC se ha medido una disminución en la producción de $K^*(892)^0$ respecto a kaones cargados, esto se piensa como una posible consecuencia de efectos de redispersión (ver sección 1.6.2) en colisiones centrales Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV y en este sistema de colisión p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV también se encontró que hay una disminución de $K^*(892)^0$ respecto a kaones cargados al incrementar la multiplicidad del evento lo cual sugiere que podría existir una fase hadrónica en los sistemas pequeños en las colisiones p-Pb [14].

Capítulo 1

Marco Teórico

1.1. Modelo estándar

La física de partículas elementales tiene como objetivo principal describir la materia desde un punto de vista elemental, esto es posible buscando los constituyentes fundamentales de la materia.

El tamaño explorable de los objetos microscópicos se estudió de mayor a menor escala conforme se fue mejorando la tecnología pues lo que fue considerado como elemental fue cambiando conforme se encontraban constituyentes más pequeños. Inicialmente el átomo era considerado como elemental, pero después éste fue considerado como un objeto con estructura cuando en 1897 J.Thomson extrajo electrones a partir de rayos catódicos y a partir de esto en 1906 Millikan encontró experimentalmente la carga y la masa del electrón. Con el descubrimiento del electrón se reveló que el átomo probablemente no era el constituyente más elemental de la materia y a partir de entonces se inició una nueva etapa en la búsqueda de los “ladrillos” fundamentales que componen toda la materia que conocemos.

En aquel entonces Thomson pensaba que el átomo era una distribución poco densa de masa con carga positiva en las que flotaban electrones como pasas en un pastel, hasta que en 1911 Geiger y Marsden midieron la dispersión de los rayos α y encontraron que a ángulos mayores de 90° la dispersión era mayor; Rutherford interpretó este resultado explicando que la dispersión a grandes ángulos indicaba que la mayor parte de la masa del átomo se encontraba concentrada en una región muy reducida, en el centro del átomo: el núcleo. Tiempo después, en 1919 Rutherford demostró a través de la desintegración del núcleo de nitrógeno, que éste estaba constituido por partículas a las que bautizó como protones.

El descubrimiento del protón puso de manifiesto que si este es un constituyente del núcleo no sería el único y en 1932 en el laboratorio de Cavendish en Inglaterra, Chadwick descubrió el neutrón, que como su nombre lo indica es un objeto eléctricamente neutro y su masa resulta ser muy parecida a la del protón. Tan pronto como Rutherford descubrió el núcleo propuso un modelo para el átomo en el que los electrones giraban alrededor del núcleo, para este modelo surgieron objeciones, la principal fue que si el electrón es una partícula cargada y este se mueve en torno al núcleo bajo la atracción de su carga eléctrica esta debería irradiar ondas electromagnéticas y esto implica una pérdida de energía

constante por lo que debía caer al núcleo en poco tiempo y este modelo atómico sería completamente inestable, además otro problema fue entender que fuerza unía a los protones dentro del núcleo pues se pensaba que estaba formado únicamente de cargas positivas y estas se deberían de repeler según la electrodinámica clásica. Así que en la búsqueda de un mejor modelo, Niels Bohr introdujo conceptos cuánticos a este problema utilizando dos ideas: la primera para garantizar la estabilidad del átomo los electrones se mueven en órbitas estacionarias donde los únicos cambios energéticos del sistema son aquellos en que los electrones pasan de una órbita estacionaria a otra y la segunda, que la radiación electromagnética esperada clásicamente para un electrón que gira alrededor del núcleo, sólo ocurre durante la transición entre órbitas estables y no mientras la estructura electrónica se mantenga estable, de esta manera en 1921 Bohr introdujo su modelo atómico, en el cual describe al átomo como un arreglo de electrones que gira alrededor del núcleo en orbitas caracterizadas por tres números cuánticos, que determinan el número de cuantos de energía.

Hacia fines del siglo XIX el efecto Zeeman anómalo permaneció sin explicación hasta 1924 cuando Pauli le dio una explicación al postular la existencia de un cuarto número cuántico y de una nueva ley fundamental de la naturaleza: el principio de exclusión, este principio dice que en el átomo no puede haber dos electrones con los mismos números cuánticos, esto implica que cada órbita electrónica está poblada por un número máximo de electrones, dependiendo de su momento angular. En 1925 Unhlembeck y Goudsmit propusieron al espín como una explicación para el cuarto número cuántico de Pauli introdujeron un momento angular semi-entero, a partir de entonces se estudiaron sistemas cuánticos con espín fraccionario de los cuales Fermi descubrió que la estadística que describe estos sistemas resultaban ser diferente que el de partículas con espín entero, pues las partículas con espín semi-entero siguen la estadística de Fermi, mientras que las de espín entero siguen la estadística de Bose [15].

En 1928 Dirac encontró una manera de describir al electrón utilizando una ecuación cuántico-relativista, esta nueva teoría permite calcular la energía del electrón, incluida su masa en reposo, sin embargo predecía la existencia de un conjunto de estados de energía negativa (antimateria), idénticos al conjunto de estados de energía positiva que él se proponía encontrar, esto fue visto inicialmente como un defecto de la teoría, pues sugería la existencia de una partícula idéntica al electrón pero de carga positiva que hasta entonces nadie había observado. En 1932 David Anderson estudiaba las trazas que dejaban los rayos cósmicos en emulsiones fotográficas en una cámara de Wilson cuando encontró evidencias de trayectorias parecidas a las de los electrones pero con curvatura invertida, entonces concluyó que esa partícula se trataba de un electrón positivo o positrón y con esto se comprobó la existencia de la antimateria predicha por Dirac.

Una vez establecida la constitución del núcleo, formado por protones y neutrones, el siguiente problema fue entender la fuerza que los mantiene unidos, el primer modelo teórico sobre esta fuerza fue propuesto por Yukawa en 1935. En el cual propone que debería existir una partícula mensajera de la interacción fuerte, el mesón y que esta partícula debería tener una cierta masa intermedia entre el electrón y el protón, poco tiempo después se descubre esta partícula en las trazas de los rayos cósmicos: el pión. Aunque históricamente se encontró primero el muón al estudiar las trazas que dejaban los rayos cósmicos observados en una cámara de Wilson.

En 1947 un grupo de investigadores de la universidad de Manchester publicaron evidencias sobre un nuevo tipo de partícula que dejaba trazas con forma de V, este grupo logró identificar a un pión, un protón o un muón como uno de los productos del decaimiento de una V, las partículas V pasaron a llamarse Λ y en 1953 encontraron Λ cargadas que decaen en un protón más un pión neutro o en un neutrón más un pión positivo y más sorprendentemente el grupo de Anderson encontró un fenómeno en el que una Λ cargada decaía en otra Λ neutra más un pión cargado, entonces los investigadores pensaron de que si se trataría simplemente de modos alternativos de decaimiento de un mismo tipo de partícula pero esa hipótesis no podría ser posible debido a la conservación de paridad pero observaron casos en que la paridad no se conserva. Además los investigadores observaron que las partículas Λ tienen una asimetría entre la relativa facilidad con que estas se producen, comparada con su vida media pues la asociación entre la probabilidad de crear una partícula y su vida media indican que las partículas que se crean fácilmente viven poco y viceversa pues las Λ tienen una vida media notablemente mayor que la esperada de acuerdo a esta regla [15]. Para resolver este dilema el estadounidense Murray Gell-Mann propuso la existencia de un nuevo número cuántico llamado extrañeza que se conserva en las interacciones fuertes, pero no en aquellas en que actúa la débil. De esta forma, en la creación de partículas Λ que ocurre vía la interacción fuerte se conserva la extrañeza al crearse simultáneamente una partícula asociada. Sin embargo, al decaer por acción la fuerza débil, la violación de la extrañeza aumenta la vida media.

En 1950 los aceleradores de partículas alcanzaron las energías necesarias para producir haces muy intensos de partículas con energías uniformes. Entre los primeros resultados estuvieron los de Fermi, quien con un ciclotrón en la universidad de Chicago, produjo haces de piones que utilizaba para bombardear protones y en 1953 sus observaciones indicaron la existencia de resonancias pión-nucleón que el denominó partículas Δ . Las resonancias pueden verse como partículas con vida media muy corta.

En 1955 entró en operación el acelerador Bevatrón en Berkeley California en donde descubrieron antiprotones y anti-neutrones demostrando así que la predicción de Dirac sobre antimateria es cierta, así la simetría entre materia y antimateria, en el sentido de que cada partícula tiene su antipartícula ha sido comprobada sistemáticamente desde entonces.

A principios de la década de 1960 en el laboratorio americano de Brookhaven se montó un experimento para probar el decaimiento en un muón en un electrón más un rayo γ y el resultado, luego de casi un año de experimentación, fue consistente con la conservación del número leptónico asociado al electrón y otro asociado al muón de esta forma al decaer el muón se emite un electrón más un neutrino electrónico y un neutrino muónico, esto es: $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ y $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Esto fue confirmado por un experimento dirigido por Ledermon, Schwartz y Steinberger en 1962, en el que fue descubierto que ν_μ y ν_e son partículas distintas. Más tarde en 1975 un grupo dirigido por Martin Lewis encontró un nuevo leptón τ y en 2001 su antineutrino ν_τ formando así tres familias de leptones.

En 1960 M. Alston y su grupo encontraron la primera resonancia asociada a una partícula extraña, Σ . El año siguiente el mismo grupo descubrió la primera resonancia para una Λ y en 1962 M. Pjerrou informó sobre la primera resonancia para Ξ , para los mesones los resultados aparecieron casi simultáneamente pues en 1961, en forma de resonancias no extrañas primero apareció la ρ descubierta por D. Stonehill y sus colaboradores; posteriormente el grupo de B. Maglic observó la ω y finalmente

la η fue encontrada por A. Pevsner y colaboradores, de esta manera en 1963, el número de partículas elementales había aumentado hasta casi un ciento [15].

Debido al gran número de partículas ya encontradas comenzaron a hacerse evidentes ciertas regularidades interesantes. Como se ha visto las partículas podían ser clasificadas, según si eran o no sensibles a la fuerza nuclear fuerte en hadrones y leptones. Por ejemplo, el neutrón y el protón, desde el punto de vista de sus números cuánticos son idénticos excepto por su carga eléctrica y la ligera diferencia de sus masas. A partir de entonces siguieron apareciendo familias de partículas de este tipo, denominadas multipletes de carga, como los 3 piones, las 3 Σ y las 2 Ξ .

En 1949 Fermi y su alumno chino Chen Ning Yang, el mismo que predijo la violación de la paridad para los procesos débiles, habían sugerido la posibilidad de que los mesones no fueran elementales sino que estuvieran compuestos de pares nucleón-antinucleón.

El descubrimiento de las partículas extrañas motivó al japonés Shoichi Sakata a entender estas ideas con la inclusión de la Λ como constituyente fundamental de los mesones, se trataba de encontrar una manera de asociar un par específico de estos bariones a cada mesón. En 1959 los alumnos de Sakata Ohnuki, Ikeda y Owaga estudiaron este problema, encontrando que los tres hadrones, el triplete (n , p , Λ) podrían ser asociados a una configuración tridimensional de un grupo de transformaciones matemáticas denominado $SU(3)$, y las respectivas antipartículas a otra configuración del mismo tipo. Los fundamentos matemáticos de la teoría de grupos utilizada entonces fueron desarrolladas por Sophus Lie, las siglas $SU(3)$ significan “grupo unitario especial de matrices 3×3 dimensiones”. En el caso de mesones de espín cero, el acoplamiento barión-antibarión estudiado por los alumnos de Sakata permite nueve alternativas, ocho de las cuales forman una familia u octete. Sakata y sus alumnos relacionaron este octete con el conjunto de siete mesones entonces conocidos: los tres piones, los cuatro mesones K , más una octava partícula aún desconocida. Esta última, el mesón η fue descubierto dos años después. El propósito de agrupar hadrones en multipletes era encontrar una simetría mayor que permitiera descubrir relaciones más estrechas entre estas partículas, por ejemplo, la similitud entre la masa del protón y del neutrón puso de manifiesto la idea del isospín. A pesar de que la propuesta del triplete (n , p , Λ) como componente fundamental pronto encontró objeciones serias, el juego de las simetrías había comenzado y en 1961 Gell Mann y Neeman observaron que era posible agrupar a los nucleones Λ , Σ y Ξ en otro octete; pronto se encontró que las resonancias de los bariones también se agrupan en octetes [15]. En 1962, luego del descubrimiento de la primera resonancia Ξ , Gell-Mann sugirió que esta partícula podía formar un decuplete, también predicho por $SU(3)$, con los multipletes Δ y Σ . De ser así, debería existir un nuevo barión: la Ω^- . A principios de 1964, V. Barnes y su grupo observaron una partícula con las propiedades predichas por Gell-Mann. Quedaban, sin embargo dos problemas evidentes: el $SU(3)$ predice muchos más super-multipletes que los que observamos, y más importante aún no existía una interpretación física que respaldara al modelo.

A principios de 1964, Gell-Mann y George Zweig, independientemente, hicieron notar que las simetrías observadas hasta entonces podrían ser explicadas si se suponía la existencia de subpartículas, que Gell-Mann llamó quarks, de las que estarían constituidos todos los hadrones, encontrando así a esos “ladrillos” fundamentales que componen toda la materia que nos rodea. El modelo postulaba tres tipos (sabores) de quarks: u , d y s (del inglés up, down y strange) que se agruparían en ternas para formar

bariones y por pares para formar mesones, con estas reglas se puede demostrar que sólo hay nueve combinaciones posibles quark-antiquark para generar mesones y que éstas se agrupan en un octete más un singlete. En el caso de bariones, hay 27 combinaciones de tres quarks que se separan en un singlete, dos octetes y un decuplete. Estos super-multipletes coincidían exactamente con las familias observadas de hadrones. El modelo de Gell-Mann y Zweig sin embargo, mostraba que los quarks deberían tener por carga eléctrica una fracción ($1/3$ para u y s ; y $2/3$ para d) de la carga del electrón.

Entre las preguntas a responder se encontraban; ¿qué une a los quarks?, ¿qué fuerzas son las responsables de la estabilidad de los hadrones?, ¿qué hace que los quarks se unan en grupos de dos y de tres? y ¿por qué los núcleos no colapsan en una sopa de quarks?. Una objeción que surgió de inmediato se relacionaba con la estadística de los quarks, estas partículas deberían tener espín semi-entero, es decir son fermiones, como tales, debido al principio de exclusión de Pauli, un barión no debería contener dos quarks con los mismos números cuánticos, sin embargo, en las reglas del modelo original de Gell-Mann para construir bariones es necesario introducir quarks idénticos. En ese mismo año apareció el modelo de quarks en el que Greenberg propuso que los quarks no obedecen ni la estadística de Fermi, ni la de Bose, sino una para-estadística en la que se permitía a tres quarks idénticos ocupar un mismo estado. Esta partícula no obedecía el principio de exclusión de Pauli. Una alternativa aparentemente independiente fue publicada por Han y Nambu en 1965 está consistía en asociar a los quarks una cualidad extra: el color. Según el modelo de Han y Nambu, existen tres colores: rojo, verde y azul, los quarks están dotados de color positivo y los antiquarks están dotados de color negativo, la suma de un color con su anticolor, así como la suma de tres colores da como resultado partículas incoloras, los quarks se agrupan en mesones y bariones incoloros. El primer indicio experimental que probó la existencia del color fue el descubrimiento de la partícula Δ^{++} , la cual es un fermión compuesto por 3 quarks u con el mismo espín y con una función de onda espacial simétrica. En 1966 Greenberg demostró que el modelo del color era equivalente a su modelo de la para-estadística. Los colores introducen un nuevo formalismo a la representación de $SU(3)$. La fuerza entre quarks es transmitida por gluones y estos intercambian color de los quarks.

En el ámbito teórico se consideran tres interacciones para describir a las partículas elementales, la interacción electromagnética, la interacción débil y la interacción fuerte. Para describir a cada una de estas interacciones se tenían teorías diferentes, la teoría débil, la electrodinámica cuántica y la cromodinámica cuántica, pero fue hasta 1970 que se unieron estas tres teorías en una sola, el modelo estándar.

El modelo estándar es una teoría que describe a las partículas que componen toda la materia y sus interacciones fundamentales incluyendo sólo tres interacciones: fuerte, débil y electromagnética. La Tabla 1.1 muestra las cuatro fuerzas fundamentales y las partículas (bosones de norma) mediadoras de estas fuerzas.

Este modelo es la combinación de tres grupos $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. El $SU(3)$ es el grupo de simetría de la interacción fuerte mientras que el $SU(2) \times U(1)$ representa el grupo de simetría de la interacción electro-débil unificada. La interacción fuerte se describe con la cromodinámica cuántica o también llamada QCD¹ y está mediada por gluones (g). La fuerza electromagnética está descrita por

¹Quantum Chromodynamics, por sus siglas en inglés

la electrodinámica cuántica o también llamada QED² y esta mediada por el intercambio de fotones (γ). Finalmente la fuerza débil está gobernada por el intercambio de bosones vectoriales (W^\pm y Z^0) y está descrita por la teoría electrodébil.

Las partículas que forman toda la materia son llamadas fermiones (partículas con espín igual a 1/2) por lo que obedecen el principio de exclusión de Pauli, mientras que las partículas mediadoras de las fuerzas fundamentales son llamadas bosones (partículas con espín entero) y obedecen la estadística de Bose-Einstein [16].

Fuerza	Magnitud	Bosones de Gauge	Interacciona con
Fuerte	1	8 Gluones (g)	Quarks y gluones
Electromagnética	$\sim 10^{-2}$	Fotón (γ)	Todas las partículas cargadas
Débil	$\sim 10^{-7}$	W^\pm, Z^0	Quarks y leptones
Gravitacional	$\sim 10^{-39}$	Gravitón	Todas las partículas masivas

Tabla 1.1: Todas las fuerzas excepto la gravitacional están descritas por el modelo estándar, los gravitones son postulados pero no han sido encontrados todavía.

En el modelo estándar los fermiones (quarks y leptones) se clasifican en tres generaciones o familias, cada una de estas cuenta con dos quarks y dos leptones como se puede ver en la Figura 1.1. La primera familia de partículas (u, d, e^- y ν_e) forma toda la materia ordinaria, las otras dos familias están formadas por partículas que son mucho más pesadas que la primera pero con propiedades semejantes. Debido a su gran masa estas partículas sólo pueden ser producidas en colisiones muy energéticas, como las producidas en los aceleradores de partículas.

²Quantum Electrodynamics, por sus siglas en inglés

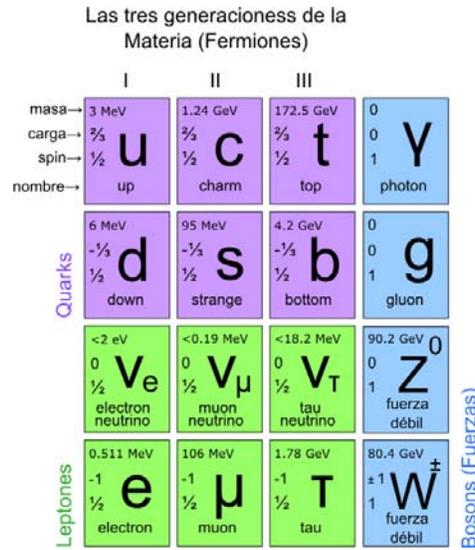


Figura 1.1: Fermiones y bosones en el modelo estándar.

Los quarks además de tener carga eléctrica poseen una carga de color que hace que los quarks interactuen fuertemente por medio de gluones formando hadrones, los cuales se dividen en mesones compuestos de un par quark-antiquark ($q\bar{q}$) y los bariones compuestos de tres quarks (qqq) o tres antiquarks ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) [16]. En la Tabla 1.2 se presentan algunos de los hadrones más abundantes, la información será útil para la comprensión de los resultados que se presentan en este trabajo.

Los quarks no se pueden ver aislados y sin interacción con otras partículas, pues a diferencia de otras

Hadrón	Masa (MeV)	Tiempo de vida media (s)	Decaimiento	Probabilidad de decaer
π^{+-}	139.57018 ± 0.00035	$2.6033 \pm 0.0005 \times 10^{-8}$	$\mu^{+-} + \nu_{\mu}$	$(99.987 \pm 0.00004) \%$
K^{+-}	493.677 ± 0.016	$1.2380 \pm 0.0021 \times 10^{-8}$	$\mu^{+-} + \nu_{\mu}$	$(63.55 \pm 0.11) \%$
K_s^0	497.614 ± 0.024	$0.08954 \pm 0.0004 \times 10^{-10}$	$\pi^+ + \pi^-$	$(69.20 \pm 0.05) \%$
K_L^0	497.614 ± 0.024	$5.116 \pm 0.021 \times 10^{-8}$	$\pi^+ + e^- + \nu_e$	$(40.65 \pm 0.11) \%$
p	938.272046 ± 0.000021	$> 10^{31}$ a 10^{33} años	$e^+ + \pi^0$	$(90 \pm 0.5) \%$
ϕ	1019.455 ± 0.020	$1.55 \pm 0.01 \times 10^{-22}$	$K^+ + K^-$	$(48.9 \pm 0.5) \%$
K^{*0}	895.94 ± 0.22	$4.00 \pm 0.001 \times 10^{-24}$	$K^{+-} + \pi^{-+}$	$(66.6 \pm 0.5) \%$
Λ	1115.683 ± 0.006	$2.632 \pm 0.020 \times 10^{-10}$	$p + \pi^-$	$(63.9 \pm 0.5) \%$
Ξ^0	1314.86 ± 0.20	$2.90 \pm 0.09 \times 10^{-10}$	$\Lambda + \pi^-$	$(99.525 \pm 0.012) \%$
Ω^-	1672.45 ± 0.29	$0.821 \pm 0.011 \times 10^{-10}$	$\Lambda + K^-$	$(67.8 \pm 0.7) \%$

Tabla 1.2: Características físicas de algunos hadrones, en el cual el decaimiento que se muestra es el más probable [17].

fuerzas fundamentales que disminuyen al aumentar la distancia, en QCD ocurre lo contrario, pues para separar dos quarks se necesita mucha energía tal que resulta energéticamente más favorable la creación

de un par quark-antiquark, en vez de lograr separar los quarks, es decir no es posible observar un quark aislado, este es el principio de confinamiento.

El modelo estándar tiene limitaciones que ha requerido de extensiones para mantener la teoría consistente pues en este se debe añadir un boson conocido como el bosón de Higgs, el cual junto con el campo de Higgs trata de explicar el origen de la masa de las partículas elementales, pues esta teoría sugiere que las partículas elementales que interactúan con el campo de Higgs adquieren masa, mientras que las que no interactúan con él no la tienen, así se justifica la gran masa de los bosones vectoriales W^\pm y Z^0 como también la ausencia de masa de los fotones, pues las primeras interactúan fuertemente con el campo de Higgs mientras que el fotón no interactúa en absoluto con este campo [18].

En julio del 2012 el LHC arrojó como resultado preliminar el haber encontrado una partícula desconocida con una masa entre 125 y 127 GeV/c^2 . En marzo del 2013 se demostró que la partícula desconocida se comportaba, interactuaba y decaía en muchas de las formas previstas para el Higgs del modelo estándar y también fue confirmado que tenía paridad positiva y espín cero, dos atributos principales del bosón de Higgs [19]. El 8 de octubre del 2013 se le concedió a Peter Higgs, junto a Francois Englert, el Premio Nobel de física por “El descubrimiento teórico de un mecanismo que contribuye a nuestro entendimiento del origen de la masa de las partículas subatómicas, y que recientemente fue confirmado gracias al descubrimiento de la predicha partícula fundamental, por los experimentos ATLAS y CMS en el colisionador de hadrones del CERN” [20].

1.2. Cromodinámica Cuántica

La cromodinámica cuántica es una teoría de norma que describe la interacción fuerte dada entre los quarks y gluones. Ambos poseen carga de color y por medio de ésta forman hadrones que tienen carga de color neutra, es decir, *azul + verde + rojo = blanco* (ver la Figura 1.2). En total son tres colores y tres anticolores y se puede lograr nueve combinaciones; sin embargo una de ellas recibe contribuciones iguales de rojo combinado con antirrojo, azul con antiazul y amarillo con antiamarillo lo que da por resultado una mezcla incolora, así de esta manera las ocho combinaciones restantes generan el octete de gluones de color.

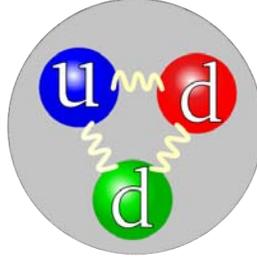


Figura 1.2: Estructura de color de un neutrón (barión) que tiene carga de color neutra.

En QCD las interacciones son invariantes bajo una transformación $SU(3)$ en el espacio de color, por lo tanto los quarks llevan tres cargas de color y cada gluon es resultado de ocho combinaciones diferentes de carga de color y anti-color.

El lagrangiano de esta teoría es invariante de Lorentz e invariante bajo transformaciones de fase locales del grupo $SU(3)$ por la carga del color y tiene la siguiente forma [17]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{\psi}_{q,a} (i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu t_{ab}^C A_\mu^C - m_q \delta_{ab}) \psi_{q,b} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu} \quad (1.1)$$

Donde los índices repetidos son sumados y las γ^μ son las matrices γ de Dirac.

El $\bar{\psi}_{q,a}$ son los espinores del campo de quarks para un quark de sabor q y masa m_q con un índice de color a que corre desde $a = 1$ a $N_c = 3$, es decir, los quarks vienen en tres colores, siendo los quarks la representación fundamental del grupo de color $SU(3)$.

A_μ^C corresponden al campo de gluones, donde C corre desde 1 hasta $N_c^2 - 1 = 8$ el cual nos dice que hay ocho tipo de gluones que son la representación adjunta del grupo $SU(3)$. La cantidad g_s es la constante de acoplamiento y los términos t_{ab}^C corresponden a las ocho matrices 3×3 que son los generadores del grupo $SU(3)$. Finalmente el campo tensorial $F_{\mu\nu}^A$ esta dado por:

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu A_\nu^A - \partial_\nu A_\mu^A - g_s f_{ABC} A_\mu^B A_\nu^C \quad (1.2)$$

$$[t^A, t^B] = i f_{ABC}^C \quad (1.3)$$

donde f_{ABC} son las constantes de estructura del grupo $SU(3)$.

QCD es una teoría hermana de QED, donde los quarks son las partículas de materia que sienten la fuerza fuerte y juegan por lo tanto un papel análogo al de los electrones; los gluones son partículas mensajeras de la fuerza fuerte, análogas a los fotones. En QCD hay dos características principales de la interacción fuerte una es el confinamiento del color y la otra es la libertad asintótica [21]:

En QCD la constante de acoplamiento α_s no es en realidad una constante sino que tiene un valor que depende de la distancia pues esta se vuelve más fuerte a largas distancias y decrece logarítmicamente a cortas distancias.

Una constante de acoplamiento g , es un número que determina la intensidad de una interacción. En

teoría cuántica de campos, una función $\beta(g)$ lleva la variación de una constante de acoplamiento y esta definida por la relación:

$$\beta(g) = \mu \frac{\delta g}{\delta \mu} \quad (1.4)$$

Donde μ es la escala de energía de un proceso físico dado. Como un resultado, la constante de acoplamiento de QCD también decrece logarítmicamente a altas energías:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (1.5)$$

Donde Λ_{QCD} es la escala de energía a la que el acoplamiento de QCD diverge. En la Figura 1.3 podemos ver que para altos valores de Q^2 la constante de acoplamiento se hace pequeña, esto da la propiedad llamada libertad asintótica, esto implica que en colisiones a altas energías los quarks se mueven casi libremente en los nucleones, mientras que a baja Q^2 la constante de acoplamiento diverge, esta propiedad es conocida como confinamiento de color y es la razón por la cual nunca podemos observar quarks y gluones libres y únicamente podemos ver los hadrones que ellos forman. El valor del parámetro de Λ_{QCD} fue determinado experimentalmente y es de aproximadamente 200 MeV [22].

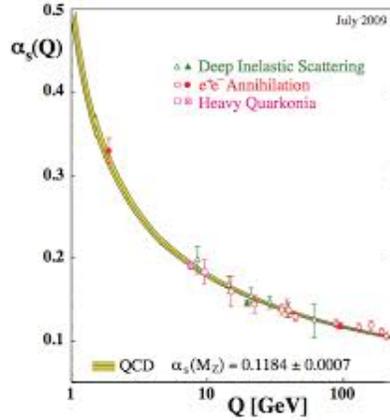


Figura 1.3: Para altos valores de Q^2 la constante de acoplamiento decrece, mientras que para valores bajos de Q^2 la constante de acoplamiento diverge.

Desde el punto de vista del campo de Yang-Mills. Los gluones se unen a los quarks formando hadrones y estos gluones sufren su propia interacción pues crean un campo de Yang-Mills de color que impide que los quarks se separen con una fuerza inmensa, pues si se intenta separar un par de quarks, el campo de color tira de ellos con mucha más fuerza, es como si los quarks estuvieran unidos por un “muelle gluónico” que intenta volver a su estado inicial. Es por esto que los quarks y gluones son partículas muy difíciles de detectar y sólo podemos ver su fragmentación en forma de jets.

Los quarks cambian de color cuando se intercambian gluones de tal forma que la carga de color total del sistema formado por el quark y gluón antes y después de la emisión o absorción es la misma.

1.3. Diagrama de fase de QCD

La materia que nos rodea se puede encontrar en una gran variedad de fases. Cuando esta se somete a condiciones extremas de alta temperatura y/o densidad sus propiedades cambian de tal manera que en este estado los grados fundamentales de libertad los dictan los quarks y gluones, formando el plasma de quarks y gluones o también llamado QGP³.

Las propiedades de la materia hadrónica muestran grandes cambios en su transito del estado confinado a desconfinado. Para comprender estas fases se han realizado estudios basados tanto en técnicas no perturbativas tales como QCD en la red ó las ecuaciones de Schwinger-Dyson, así como modelos efectivos (modelos de la familia de Nambu-Jona-Lasino, Modelos sigma, etc) en estos estudios se encontró que cuando la fuerza entre quarks disminuye y el potencial químico bariónico es cero la producción del QGP se da a través de un cruzamiento, es decir, que el cambio de una fase a la otra es suave, es decir, ninguna variable termodinámica presenta un salto [23].

Puesto que el cambio de fase no es una verdadera transición de fase, la definición de la temperatura crítica T_c (150 ~ 160 MeV) es en cierto sentido, una cuestión de elección ya que para sistemas donde hay una verdadera transición de fase las líneas de transición están definidas en términos de la igualdad entre las energías libres en una y otra fase, se puede recurrir a analizar observables sensibles a la energía libre para definir T_c .

El diagrama de fase del QGP se encuentra dibujado en un plano $T-\mu$ (Figura 1.4), este diagrama podría dar una interpretación de la temperatura de Hagedorn⁴ la cual se interpreta como la temperatura necesaria para que ocurra una transición de fase de la materia hadrónica a un nuevo estado de la materia, el plasma de quarks y gluones.

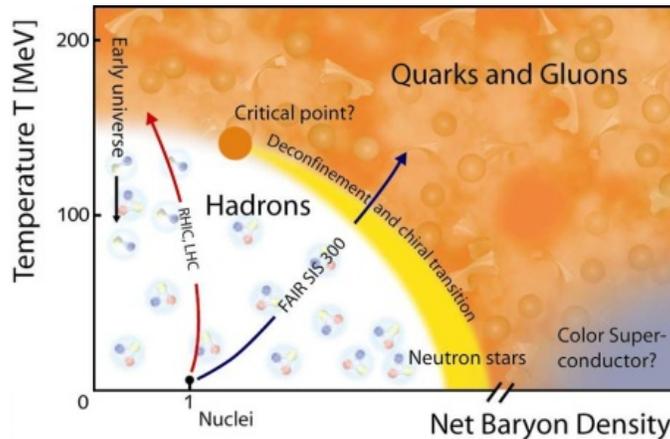


Figura 1.4: Representación esquemática del diagrama de fase de QCD en el plano de temperatura (T) y potencial químico bariónico (μ).

³Quark Gluon Plasma, por sus siglas en inglés

⁴ $T_H = 160$ MeV, Hagedorn introdujo esta temperatura crítica en su estudio sobre el punto de ebullición de la materia hadrónica[24]

En una colisión a alta energía entre dos hadrones, (ejemplo p-p), la materia se encuentra a alta densidad y/o temperatura y el QGP se forma y comienza a evolucionar. Hay quarks y gluones que se producen en choques duros dentro del plasma y estos nos pueden ayudar a sondear su naturaleza y estudiar sus propiedades al interactuar con el medio denso.

Estos partones tienen la probabilidad de emerger de la colisión y volverse hadrones dentro o fuera de un jet, dependiendo de varias cualidades clave, entre otras: las características macroscópicas del medio (temperatura, viscosidad, densidad, tiempo de formación, etc.), la geometría del medio (tamaño y forma de las condiciones iniciales, camino medio recorrido antes de emerger, evolución espacial del volumen del QGP, etc.) y las condiciones de evolución del plasma (flujo, congelamiento, etc.). Hay dos aspectos importantes en el QGP estos son el desconfinamiento y la restauración de la simetría quiral [22]:

1.3.1. Desconfinamiento (quarks y gluones libres)

El desconfinamiento de color se da cuando tenemos quarks y gluones libres y la temperatura de este estado está arriba de 150 GeV a este estado se le llama desconfinamiento de color ya que no hay ningún hadrón neutro (incolore) presente en el plasma de quarks y gluones.

Para que ocurra el desconfinamiento de quarks en la materia nuclear normal se necesita que la materia se encuentre a una temperatura $T > T^H$ donde T^H es la temperatura de Hagedorn, por encima de esta temperatura los quarks y gluones se encuentran libres, si tomamos en cuenta que los hadrones son objetos de tamaño finito donde los quarks están confinados es concebible imaginar que los quarks se superponen unos a otros y empiezan a percolarse a la temperatura de Hagedorn encontrándose libres, esto es una descripción intuitiva del desconfinamiento de los quarks [22].

1.3.2. Restauración de la simetría quiral (cuando las masas de los quarks tienden a cero)

Cuando los quarks se encuentran libres formando el plasma de quarks y gluones estos tienen una masa muy pequeña que tiende a cero, pero conforme se da la evolución de la fase hadrónica los quarks se empiezan a unir formando hadrones y estos adquieren su masa característica.

La cromodinámica cuántica (QCD) en el vacío debe ser considerada como un medio lleno de fluctuaciones cuánticas que son responsables de la generación de la masa de los quarks. Cuando la materia se encuentra a alta temperatura y densidad los quarks se mueven libremente dentro de los núcleos a este comportamiento se le llama libertad asintótica y aquí es donde se espera una transición de fase de un estado con quarks unidos a un estado de quarks libres este cambio se le llama transición de fase quiral [22]. El diagrama de fase de QCD a temperatura finita T y densidad μ_B es formado desde el punto de vista de la transición quiral.

1.4. Plasma de quarks y gluones

Nuestro objetivo es estudiar fenomenológicamente el QGP y esto se logra midiendo algunas observables experimentales después de la creación del QGP como son espectros de p_T de partículas identificadas,

producción de resonancias, etc. El estudio del QGP es importante para entender aspectos fundamentales de QCD como el confinamiento y el rompimiento de la simetría quiral [24].

La libertad asintótica en la cromodinámica cuántica inmediatamente sugiere dos métodos para la creación del QGP pues si calentamos un conjunto de hadrones a una temperatura muy alta la distancia entre quarks disminuye, a la par que también disminuye la constante de acoplamiento α_s , y la interacción fuerte se vuelve menos intensa y los quarks y gluones tienen mucha energía térmica y/o densidad encontrándose casi libres.

1.4.1. ¿Cómo crear el plasma de quarks y gluones?

A alta temperatura

Colocamos un gran número de hadrones dentro de una caja (ver Figura 1.5) y empezamos a calentarla. De esta manera, los hadrones tales como piones, kaones, protones, etc, son térmicamente excitados. Dado que los hadrones tienen más o menos el mismo tamaño (alrededor de 1 fm) estos comienzan a solaparse entre sí a una cierta temperatura crítica T_c (temperatura a la cual la materia puede pasar del estado confinado al desconfinado) y los hadrones se disuelven en un sistema de quarks y gluones [21]. En este estado el número de quarks es igual al número de antiquarks, es decir $n_q = n_{\bar{q}}$, varios modelos (teóricos y simulaciones) indican que esta temperatura crítica tienen un valor alrededor de $T_c = 150 \sim 160$ MeV que es muy alta en comparación con la temperatura en el centro del Sol, que sería aproximadamente 2 billones de grados lo cual corresponde a una temperatura 100,000 veces más alta que aquella en el centro del Sol.

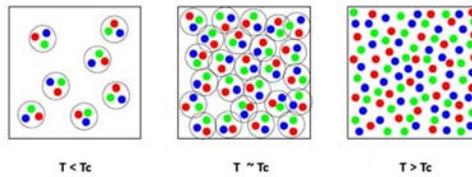


Figura 1.5: Formación del plasma de quarks y gluones a alta temperatura.

A alta densidad

Colocamos un gran número de hadrones dentro de un cilindro (ver Figura 1.6) tapado con un pistón, empezamos a comprimir el sistema adiabáticamente $T \sim 0$, estos hadrones se comienzan a solapar a una cierta densidad crítica ρ_c y se disuelven en un sistema degenerado formado únicamente por materia de quarks. Este sistema se forma a una alta densidad bariónica en donde el número de quarks es mayor que el número de antiquarks, esto es $n_q \gg n_{\bar{q}}$, varios modelos calculan que la densidad crítica es de 10 a 20 veces mayor que la densidad bariónica de la materia nuclear normal, esto es $\rho_c = \rho_{nm}^{10 \sim 20}$, donde $\rho_{nm} = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ es la densidad bariónica de la materia nuclear normal [21].

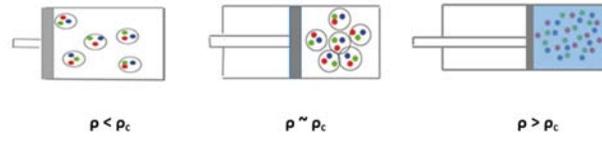


Figura 1.6: Formación del plasma de quarks y gluones a alta densidad.

1.4.2. ¿Dónde se puede encontrar el plasma de quarks y gluones?

Como ya sabemos para tener un plasma de quark y gluones debemos tener un sistema con alta temperatura y/o densidad y esto lo encontramos en [21] :

- i) el Universo temprano,
- ii) el centro de estrellas de neutrones, y
- iii) en el laboratorio, estado inicial de las colisiones relativistas de iones pesados a altas energías.

El punto de interés en este trabajo es el (iii), pues este plasma de quarks y gluones puede ser creado en condiciones de laboratorio a través de las colisiones relativistas iones pesados [21]. Empezamos por acelerar dos núcleos pesados como el plomo a energías relativistas/ultrarelativistas y causar una colisión frontal como se ve en la Figura 1.7(a); a estas energías relativistas los núcleos se contraen (contracción de Lorentz) como hotcakes, es decir, se aplanan. La energía en el centro de masa por nucleón es alrededor de 100 GeV. Los núcleos que chocan tienen que pasar uno a través del otro y la materia producida entre los núcleos en retroceso es alta en densidad de energía y temperatura pero baja en densidad bariónica, como se puede apreciar en el esquema de la figura 1.7(a).

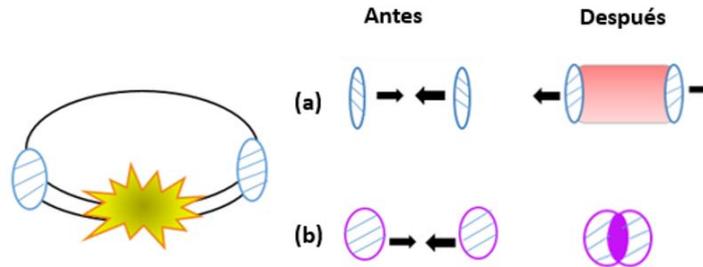


Figura 1.7: (a) Formación del QGP a alta temperatura por medio de una colisión relativista de iones pesados. (b) Formación del QGP a alta densidad bariónica por medio de colisiones menos energéticas que en (a).

Por otra parte cuando la energía se encuentra a unas pocas decenas de giga-electronvolts (GeV) por nucleón, los núcleos que chocan tienden a permanecer el uno con el otro como se muestra en la figura 1.7(b), en este caso el medio no sólo tiene alta temperatura sino también alta densidad bariónica.

En los colisionadores más grandes del mundo como el colisionador de iones pesados relativistas RHIC⁵ y el gran colisionador de hadrones LHC⁶ se hacen colisionar iones pesados de 200 GeV hasta 5.02 TeV, respectivamente [21].

1.5. Colisiones de iones pesados

En los últimos años los científicos han tratado de recrear aquel plasma de quarks y gluones que existió unas microsegundos después de la gran explosión (Big Bang), esto se ha logrado en los colisionadores mas grandes del mundo como lo son LHC y RHIC en donde chocan entre si núcleos de átomos con niveles energéticos lo bastante altos como para producir temperaturas más altas que la necesaria para desconfinar o derretir a los hadrones [25] pues bajo estas condiciones los neutrones y los protones se funden liberando así los quarks y gluones que forman a estos hadrones. En este caso los quarks se encuentran casi libres y después de 1 fm/c la temperatura va disminuyendo siendo menor que la crítica, así el sistema se va enfriando rapidamente y estos quarks forman hadrones los cuales pueden ser detectados por los experimentos (ver Figura 1.8).

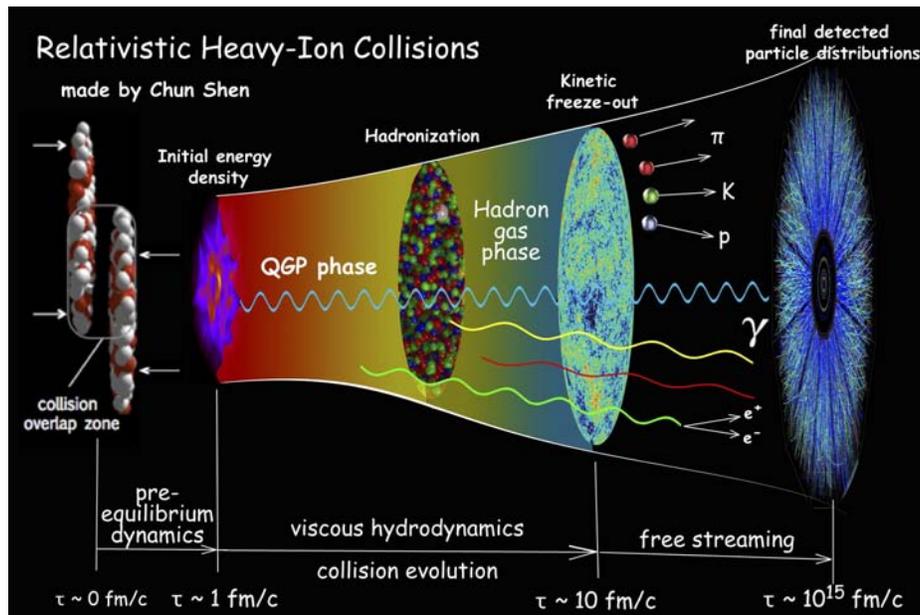


Figura 1.8: Etapas de una colisión de iones pesados.

Etapa 1 Plasma de quarks y gluones (bola de fuego)

Es el estado que se produce inmediatamente después de la colisión y solo dura 1 fm/c, aquí la materia

⁵The Relativistic Heavy Ion Collider

⁶The Large Hadron Collider

tiene una temperatura mayor que la crítica ($T_c \approx 160\text{MeV}$) donde los quarks se encuentran casi libres y su masa tiende a cero (rompimiento de la simetría quiral) formando una masa compuesta de quarks y gluones también llamada bola de fuego, en esta fase la constante de acoplamiento decrece pues la distancia entre quarks se hace muy pequeña y la energía térmica de los quarks es muy grande, lo que trae como consecuencia que la interacción fuerte disminuya tanto a tal grado que ya no une quarks con otro/s quarks para formar hadrones, en este estado ya no hay confinamiento de color pues no hay formación de ningún hadrón en esta etapa.

Etapa 2 Hadronización (transición de fase del QGP al gas de hadrones)

En esta etapa la temperatura en el sistema comienza a disminuir hasta alcanzar la temperatura crítica ($T_c \approx 160\text{MeV}$) [24], pasando del estado desconfinado al confinado pues la constante de acoplamiento crece y con esto la interacción fuerte formando hadrones, en esta etapa también se restaura el confinamiento de color ya que todas las partículas que se forman tienen carga total neutra (blanca), es decir hay una gran formación de hadrones llamada también gas de hadrones, al final de esta etapa la temperatura del sistema es de $\approx 150\text{ MeV}$, además en esta etapa algunas partículas chocan entre si dando como resultado redispersiones y colisiones inelásticas entre partículas. También hay formación de resonancias como lo son: $\rho, \Delta, \phi, K^{*0}, \Xi, \Lambda, \Sigma, \Omega$, etc [24].

Etapa 3 Enfriamiento químico

En esta etapa la temperatura del sistema llega a ser $\approx 140\text{ MeV}$ y en esta ya no hay mas colisiones inelásticas y se fija la composición química del evento, es decir, el número de partículas [24].

Etapa 4 Fase hadrónica (gas de hadrones)

En esta etapa ocurren interacciones entre resonancias y hadrones que traen consigo procesos de regeneración como lo son las dispersiones pseudo-elásticas de los productos del decaimiento de la resonancia con los hadrones del medio, un ejemplo de esta interacción se puede ver en la Figura 1.9, en donde una resonancia llamada K^* que decae en un pión y un kaón $K^* \rightarrow \pi K$ (primer escenario), estos productos de decaimiento pueden ser dispersados por otro hadrón como lo es el π y finalmente genera los mismos productos de decaimiento que la K^* original, $\pi K \rightarrow K^* \rightarrow \pi K$ (segundo escenario), pero también puede ocurrir que uno de los productos del decaimiento de la K^* como lo es el π es dispersados por otro π generando una resonancia ρ que decae finalmente en 2π , este proceso es: $K^* \rightarrow \pi K, \pi\pi \rightarrow \rho \rightarrow \pi\pi$ (tercer escenario).

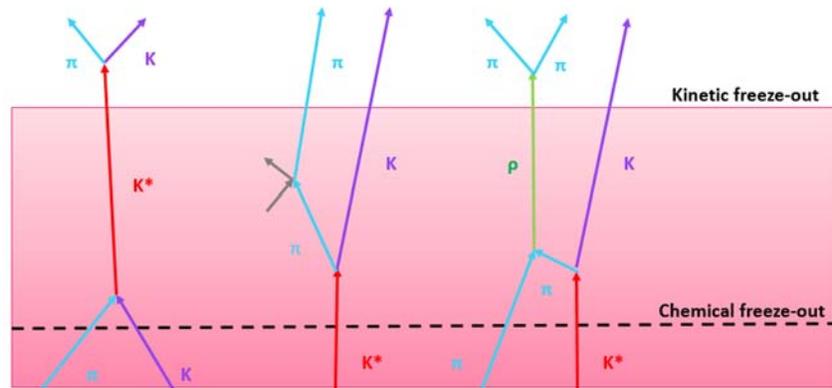


Figura 1.9: Dispersiones entre resonancias y partículas en el medio hadrónico.

Etapa 5 Enfriamiento cínético

La temperatura que tiene el sistema en esta etapa es de ≈ 95 MeV y ya han pasado aproximadamente 10 fm/c ya no hay más dispersiones ni redispersiones de ningún tipo entre partículas y se fija el espectro de momento transversal (p_T) de estas partículas y finalmente pueden ser medidos por los detectores utilizando cualquiera de los métodos de detección (pérdida de energía, tiempo de vuelo, radiación de transición, radiación Cherenkov, etc) [24].

1.6. Señales de QGP

Las colisiones de iones pesados relativistas son procesos dinámicos que duran aproximadamente 10 fm/c. El QGP se forma en el estado inicial de la colisión y este sistema se enfría rápidamente y se expande emitiendo radiación, jets, fotones y dileptones como se puede ver en la Figura 1.10, finalmente este sistema decae en muchos hadrones que tienen carga de color neutro.

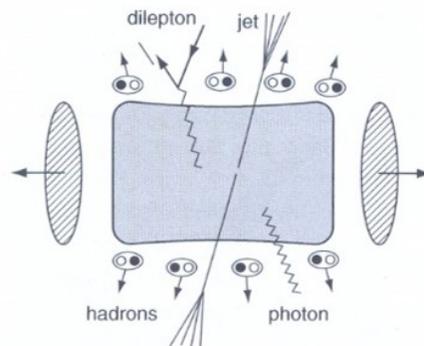


Figura 1.10: Después de la colisión se forma un medio en el que hay radiación y partículas.

Para probar la existencia de este estado de la materia es necesario observar las señales que nos deja este QGP para esto es necesario observar las emisiones posibles de partículas/radiaciones después de la formación inicial de este. A continuación listaré algunas de las señales que darían evidencia del QGP (ver Figura 1.11) como función de la densidad de energía ε [21]:

- (1) El segundo aumento del promedio del momento transversal (p_T) de hadrones debido a un salto en la densidad de entropía en la transición de fase.
- (2) Aumento del volumen de la bola de fuego medido por interferometría de partículas con hadrones idénticos.
- (3) Aumento de la producción de extrañeza y de encanto respecto al “vacío”.
- (4) Aumento en la producción de antipartículas en QGP.
- (5) Flujo elíptico (v^2) de hadrones como una consecuencia de la configuración inicial anisotrópica.
- (6) Disminución de fluctuaciones evento por evento de la conservación de la carga.
- (7) Disminución de hadrones de alto p_T debido a la pérdida de energía de los partones en QGP.
- (8) Modificación de las propiedades de mesones pesados ($J/\psi, \psi', \Upsilon, \Upsilon'$) en QGP.
- (9) Modificación de la masa y el ancho de mesones vectoriales ligeros debido a la restauración de simetría quiral.
- (10) Aumento de la emisión de fotones termales y dileptones debido al desconfinamiento del QCD.

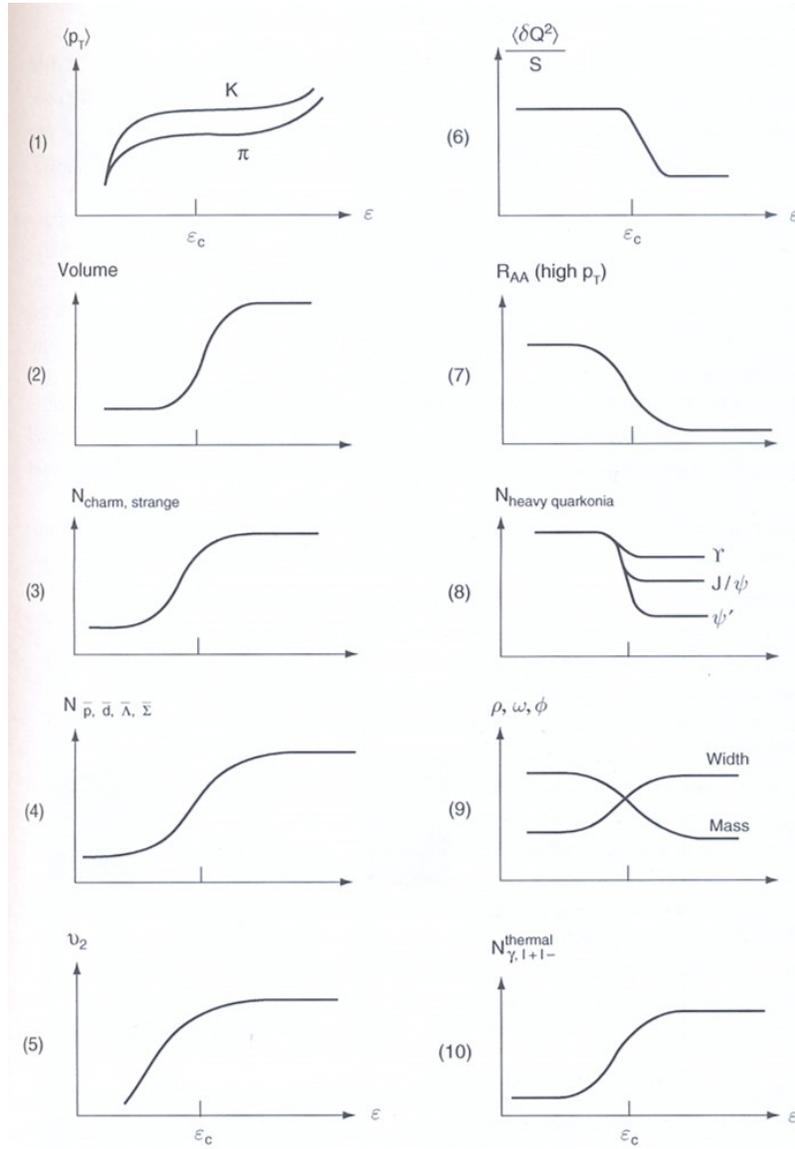


Figura 1.11: Señales características que dan evidencia del QGP como función de la densidad de energía ε en colisiones de iones pesados relativistas. Tomada de [21].

Estas son las posibles pruebas de QCD en la transición de fase del estado desconfinado al confinado, las cuales están relacionadas con la energía transversa por unidad de rapidez, ε_c que corresponde a la energía crítica del QCD esperado, pues lo que observamos son los residuos hadrónicos y leptónicos del estado transitorio del QGP.

Entre algunas pruebas están los leptones que llevan información sobre el espectro de fluctuaciones electromagnéticas en el QGP y la abundancia de quarkonia $\Psi, \Psi', \Upsilon, \Upsilon'$ (también se observó a través de l^+l^-) la cual lleva información acerca de las fluctuaciones del sistema [25], el gran número de pruebas hadrónicas son: $\pi, K, p, \bar{p}, \Lambda, \Xi, \Omega, \phi, \rho, \dots$ estas proporcionan información sobre la química del sabor

del quark y el transporte del número bariónico, pues la teoría sugiere que los decaimientos como lo son $\rho \rightarrow e^+e^-$ nos proporcionan información de las propiedades de hadronización y el rompimiento de la simetría quiral ya que pueden estudiarse las distribuciones de $\pi\pi$, $K K$, PP , $\Lambda\Lambda$.

Los quarks extraños aparecen en abundancia en la fase desconfiada del QGP, la extrañeza fue una de las primeras pruebas propuestas para probar la existencia del QGP [25], pues esta abundancia de quarks extraños (s y \bar{s}) es sensible a las condiciones de estructura y dinámica de la fase del desconfiamiento del QGP. Se ha observado en colisiones protón-protón que la producción de partículas que contienen quarks extraños es fuertemente suprimida en comparación con la producción de partículas que contienen quarks u y d. Se piensa que esta supresión se debe a la gran masa del par quark-antiquark $s\bar{s}$. La supresión aumenta con el contenido de quarks extraños en las partículas producidas en las colisiones protón-protón.

En la formación del QGP los pares $s\bar{s}$ pueden ser producidos a través de las interacciones de dos gluones o dos pares $q\bar{q}$. Sin embargo, el tiempo estimado de equilibrio puede no ser suficiente para causar una rápida saturación en la producción de hadrones extraños antes del enfriamiento del QGP, algunos ejemplos de partículas extrañas son [17]:

- Los bariones Ξ también llamadas partículas cascadas, en general estas partículas están compuestas de uno a dos quarks extraños, por ejemplo: $\Xi^0(uss)$, $\Xi^-(dss)$, $\Xi^0(1530)(uss)$, $\Xi^-(1530)(dss)$, $\Xi_c^+(usc)$ y $\Xi_c^0(dsc)$, otro ejemplo son
- Los bariones omegas las cuales llegan a tener hasta tres quarks extraños, $\Omega^-(sss)$, $\Omega_c^0(ssc)$, $\Omega_b^-(sbb)$, $\Omega_c^+(scc)$, $\Omega_{cb}^0(scb)$ y $\Omega_{bb}^-(sbb)$ y finalmente
- El meson ϕ el cual está compuesto de dos quarks extraños ($s\bar{s}$), esta es la partícula más ligera con contenido de extrañeza, en este trabajo se estudiará la producción de una resonancia llamada $\phi(1020)(s\bar{s})$ la cual sirve como una evidencia para confirmar la fase desconfiada del QGP.

1.6.1. Resonancias

Las resonancias son hadrones pesados de corta vida (unos pocos fm/c) que decaen rápidamente por medio de la interacción fuerte en otras partículas más ligeras, es por esta causa se les considera como estados excitados con una energía superior a la del estado fundamental de otras partículas.

Por lo tanto las resonancias no son partículas independientes aunque inicialmente fueron interpretadas así por tener una masa diferente a la del estado fundamental. Estas resonancias son producidas en colisiones muy energéticas dentro de los aceleradores más grandes del mundo como LHC (CERN, Francia-Suiza), RHIC (Brookhaven National Laboratory, New York) y TEVATRON (FermiLab, EUA). La creación de resonancias se produce unos pocos fm/c después de la colisión ocurrida entre iones pesados, durante la transición (a temperatura crítica $T \approx 160$ MeV) del plasma de quark y gluones a la fase de regeneración hadrónica. El tiempo de vida de las resonancias es comparable con el tiempo de vida de la bola de fuego [14] (unos pocos fm/c) esto es importante para estudiar la evolución de las colisiones de iones pesados en los primeros 10 fm/c además de ayudarnos a comprender los mecanismos

de producción de hadrones en el medio hadrónico. Entre algunos ejemplos de resonancias se encuentran: ρ , ϕ , K^{*0} , Δ , Σ , Ω , etc. El tiempo de vida de estas resonancias son del orden de $10^{-22\sim-24}$ segundos.

1.6.2. Motivaciones físicas para estudiar las resonancias $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$

La medición de la producción de la resonancia $K^*(892)^0$ en colisiones ultrarelativistas de iones pesados proporcionan información sobre la evolución de las propiedades físicas del medio hadrónico en diferentes etapas.

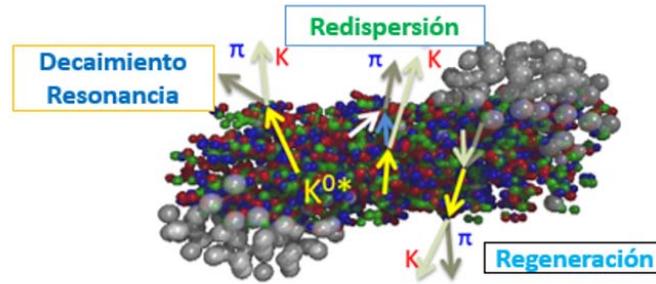


Figura 1.12: Debido a su corto tiempo de vida ($\tau \sim -24$ s) la $K^*(892)^0$ es ideal para estudiar la evolución del medio hadrónico.

Como esta resonancia tiene un corto tiempo de vida (~ 4.0 fm/c) es sensible a efectos de redispersión y regeneración en el medio hadrónico como se puede ver esquemáticamente en la Figura 1.12, permitiendo estimar el lapso de tiempo del medio hadrónico entre el enfriamiento químico y cinético, además ayuda a entender los mecanismos de producción de hadrones.

Al estudiar $K^*(892)^0$ tenemos tres escenarios posibles (ver Figura 1.13):

- 1.-Escenario usual: Decaimiento al final de la fase hadrónica.
- 2.-Redispersión: Decaimiento al inicio de la fase hadrónica en la cual sus hijas $K^{+-}\pi^{-+}$ son redispersadas.
- 3.-Regeneración: En la fase hadrónica un kaón y un pión son dispersados pseudo-elásticamente originando una $K^*(892)^0$, la cual decae después de la fase hadrónica probando así la duración de la etapa hadrónica.

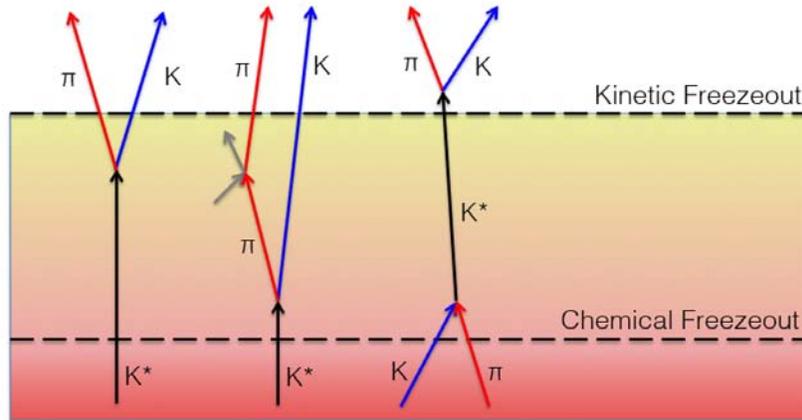


Figura 1.13: En el medio hadrónico la $K^*(892)^0$ puede: decaer usualmente, ser redispersada o regenerada.

La resonancias $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ tienen masas muy cercanas pero tiempo de vida diferentes por un factor alrededor de 10 y su contenido de extrañeza o número de quarks extraños difieren por una unidad.

La resonancia $\phi(1020)$ al tener un tiempo de vida de (~ 46 fm/c) puede escapar del medio hadrónico casi sin redispersión (ver Figura 1.14) y por esta causa esta resonancia es un buen candidato para estudiar restauración de simetría quiral en el tiempo de formación.

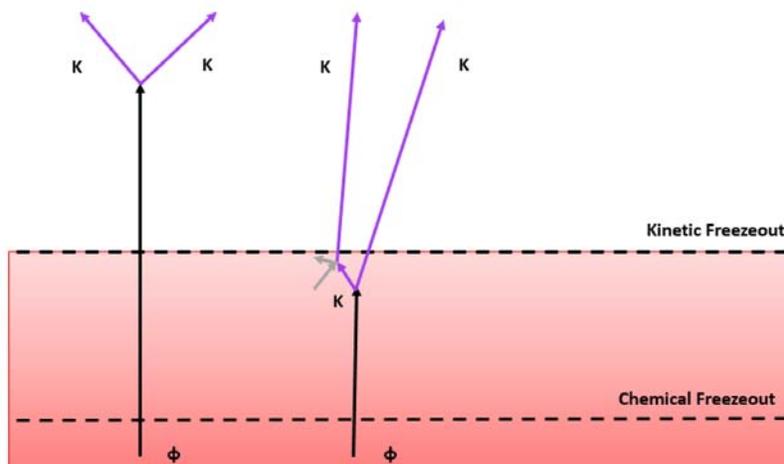


Figura 1.14: La $\phi(1020)$ puede decaer usualmente a los ~ 46 fm/c, aunque a veces puede ser redispersada al final del periodo hadrónico.

Además la $\phi(1020)$ es de gran ayuda para probar la producción de extrañeza, siendo el mesón vectorial

más ligero compuesto de quarks del mar ($s \bar{s}$).

Es importante mencionar que en esta tesis se llevó a cabo un análisis usando datos de colisiones p-Pb. Originalmente este se consideraba un experimento de control en el que el QGP se creía ausente. Sin embargo recientemente se han encontrado efectos parecidos a las señales del QGP. Por lo que el estudio de $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ en estos sistemas ayudara a entender cuál es el origen de tales efectos.

1.7. Interacción de la radiación con la materia

Cuando una partícula atraviesa la materia esta interactúa con los electrones y los núcleos que forman el material y a veces también interactúa con el medio como un todo (radiación Cherenkov, Bremsstrahlung). A grandes rasgos las partículas se clasifican en dos tipos; las que interactúan fuertemente como son los hadrones y las que interactúan electromagnéticamente como son los electrones, fotones y muones.

Si la partícula interactúa fuertemente, ésta es dispersada elásticamente cuando la energía es baja (unos pocos MeV), pero a alta energía ($E \gg m_p c^2 \sim 1\text{GeV}$) la reacción es inelástica y produce una o más partículas.

Desde el punto de vista de la partícula incidente, la energía se considera como pérdida o absorbida por el material. En el caso de las interacciones electromagnéticas, la partícula incidente pierde su energía ($E \rightarrow E - \Delta E$) por ionización. Si una partícula es lo suficientemente energética, producirá partículas secundarias por interacciones fuertes o electromagnéticas induciendo una serie de reacciones inelásticas, produciendo una lluvia de partículas, varios de estos procesos de interacción se detallaran a continuación.

1.7.1. Pérdida de energía de partículas cargadas pesadas debida a colisiones atómicas

Cuando las partículas cargadas pasan a través de la materia estas interactúan con los núcleos y electrones de los átomos que forman el material y como consecuencia de esta interacción se presentan dos escenarios principales [26]:

- 1) Pérdida de energía de la partícula.
- 2) Desviación de la partícula respecto a la dirección incidente.

Estos efectos son ante todo el resultado de dos procesos:

- colisiones inelásticas con los electrones atómicos del material.
- dispersiones elásticas con los núcleos.

Sin embargo estos no son las únicas reacciones que pueden ocurrir, otros procesos incluyen:

- 3) Emisión de radiación Cherenkov.
- 4) Reacciones nucleares.
- 5) Bremsstrahlung (pero estas son raras comparadas con las colisiones atómicas).

Las partículas cargadas se pueden separar principalmente en tres clases: 1) electrones y positrones, 2) partículas más pesadas que el electrón como son los muones, piones, protones, partículas alfa y otros núcleos ligeros y 3) iones pesados.

De los dos procesos electromagnéticos las colisiones inelásticas son casi exclusivamente responsables de la pérdida de energía de las partículas cargadas en la materia, en estas colisiones ($\sigma \simeq 10^{-17} - 10^{-16} \text{ cm}^2$) la energía se transfiere de la partícula al átomo causando una ionización ó excitación de este último. La cantidad de energía transferida de cada colisión es generalmente una fracción muy pequeña de la energía cinética total de la partícula incidente. Sin embargo en un material normalmente denso el número de colisiones por unidad de longitud de la trayectoria de la partícula es tan grande que una pérdida de energía acumulada se observa en capas relativamente mas delgadas del material.

Las colisiones atómicas con los electrones son habitualmente divididas dentro de dos grupos:

- i) Colisiones suaves en el que sólo ocurre una ionización.
- ii) Colisiones duras en las que la energía transferida al electrón es suficiente grande como para causar otra ionización. En algunas reacciones pesadas con suficiente energía, el electrón provoca una cantidad substancial de ionización secundaria.

Las dispersiones elásticas con núcleos no ocurren tan frecuentemente como las colisiones inelásticas con electrones. En estas dispersiones la partícula cargada transfiere muy poca energía ya que la masa del núcleo de muchos materiales es usualmente grande comparada con la partícula incidente. De esta manera la mayor parte de pérdida de energía es debida a las colisiones con los electrones atómicos.

1.7.2. Pérdida de energía por ionización

Cuando las partículas cargadas pasan a través de la materia estas interactúan electromagnéticamente con los electrones y los núcleos que forman el material y como consecuencia de esta interacción los átomos pueden ser excitados o ionizados.

Los electrones liberados de los átomos pueden absorber mucha energía y producir más ionizaciones que trae como consecuencia la producción de mas electrones, estos electrones se conocen como electrones δ^7 , así cuando una partícula cargada atraviesa la materia deja un rastro de ionizaciones a lo largo de su trayectoria, siendo así la ionización la contribución principal a la pérdida de energía de partículas cargadas pasando a través del material y esta forma de pérdida de energía se usa como método de detección en varios detectores centrales en los experimentos de colisiones de partículas.

La pérdida de energía promedio por unidad de longitud esta dada por la ecuación de Bethe-Bloch [17]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1.6)$$

⁷los electrones δ son los producidos por ionización

En esta ecuación I es la energía de ionización promedio $\simeq 16Z^{0.9}$ eV, A es el número de masa atómica del material, Z el número atómico del material, z es la carga de la partícula o número atómico de la partícula (las partículas que identificó en el análisis de la presente tesis son kaones y piones que tienen carga 1) K es $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071$ MeV cm²/g, aquí N_A es el número de Avogadro = 6.022×10^{23} g⁻¹, γ es el factor de Lorentz, r_e es el radio del electrón = $e^2 / (4\pi\epsilon_0 m_e c^2) \simeq 2.82 \times 10^{-13}$, m_e la masa del electrón, c la velocidad de la luz en el vacío, $\delta(\beta\gamma)$ es un efecto de corrección de densidad, donde $\beta\gamma = p/mc$, siendo p el momento de la partícula y $\beta = \frac{\beta\gamma}{\sqrt{1+(\beta\gamma)^2}}$ [26].

Esta fórmula describe la pérdida de energía media en la región de $0.1 < \beta\gamma < 1000$ para materiales con un número atómico Z intermedio con una buena precisión. A energías más altas, las pérdidas de radiación debido a Bremsstrahlung y la creación de pares llega a ser muy alto, tal que para los hadrones (π , p , etc) las interacciones fuertes se vuelven dominantes a altas energías antes de los procesos de radiación.

Para todas las partículas, la pérdida de energía decrece a medida que aumenta la energía de la partícula incidente, este comportamiento continúa hasta un cierto valor de $\beta\gamma$ (ionización mínima). Aproximadamente a partir de $\beta\gamma \approx 3.6$ el término $\delta(\beta\gamma)$ se vuelve relevante. Este término es una corrección debida a que la polarización eléctrica del material, por lo cual atraviesan las partículas, afecta considerablemente la cantidad de energía perdida por la partícula incidente.

Un ejemplo de la curva de Bethe Bloch se muestra en la Figura 1.15, en donde para la región de bajo valor de $\beta\gamma$, la función se comporta como $1/\beta^2$ alcanzando su mínimo en un valor específico dependiendo del tipo de partícula, a esta región se le conoce como *MIP*⁸. Pasando esta región la función se incrementa siguiendo un comportamiento aproximadamente logarítmico ($\ln\gamma$). A esto se le conoce como subida relativista, la cual está asociada con la máxima energía en retroceso de los electrones en la dispersión de Rutherford de la partícula.

⁸Minimum Ionizing Particle, por sus siglas en inglés

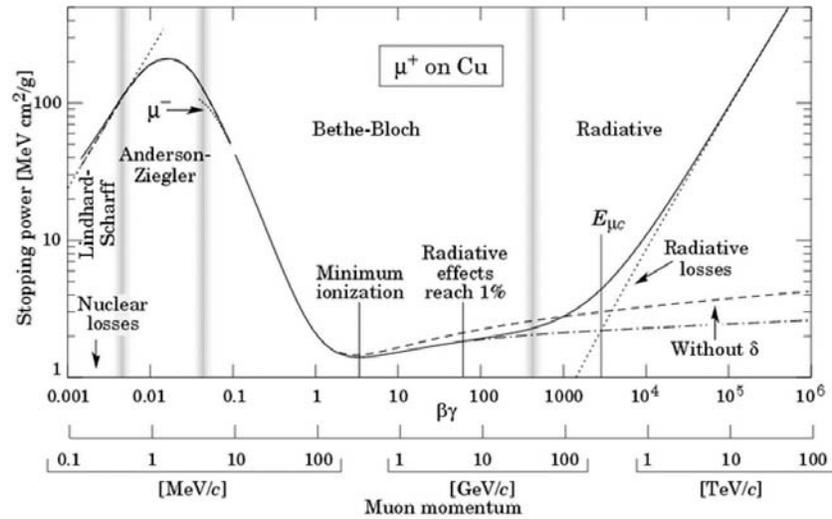


Figura 1.15: Interacción de las partículas con la materia, en donde se puede observar que la región de Bethe-Bloch va de 1 a 1000 GeV/c. Tomada de [17].

A muy altas energías las pérdidas de radiación se vuelven mucho más importantes que las pérdidas por ionización. La energía crítica corresponde al punto donde las pérdidas de energía por ionización son iguales a las pérdidas por radiación. La pérdida de energía por ionización es determinada principalmente por detectores gaseosos o detectores de estado sólido en los que la señal se presenta como un pulso con cierta altura proporcional a la ionización primaria producida en el detector.

En la Figura 1.16 se muestra la pérdida de energía en varios materiales.

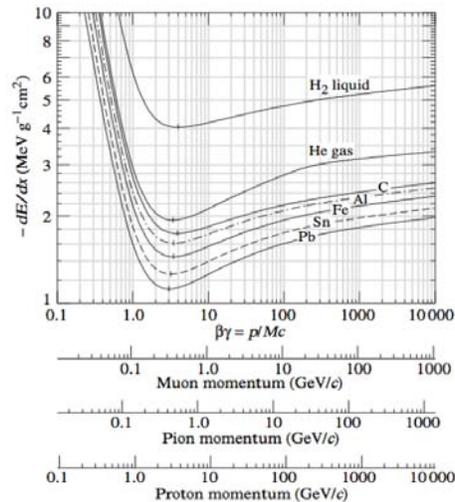


Figura 1.16: Pérdida de energía en diversos materiales en función del momento de tres partículas diferentes. Tomada de [17].

Los electrones también pierden energía al colisionar con electrones atómicos. En este caso la fórmula de Bethe-Bloch se debe modificar para tomar en cuenta la pequeña masa del electrón que da origen a deflexiones de su trayectoria [26]. En este caso hay otras correcciones para $\langle dE/dx \rangle$ las cuales son:

- Landau Vavilov

Esta corrección se usa cuando el material absorbedor es muy delgado por lo que el número de colisiones es muy pequeño y la distribución de energía toma una forma asimétrica, esta distribución tiene una cola larga donde el promedio de la energía media no se encuentra en el pico de esta distribución debido a que la media de la distribución de energía se encuentra en las colas.

- Gaussiano

Esta corrección se usa cuando el material absorbedor es muy grueso donde el número de colisiones es muy grande y la función de la pérdida de energía toma una forma gaussiana.

1.7.3. Radiación Cherenkov

La radiación Cherenkov es un tipo de radiación electromagnética que ocurre cuando una partícula cargada viaja más rápido en un medio que la velocidad de la luz en el mismo medio. Esta velocidad está dada por [26]:

$$\beta c = v = c/n \quad (1.7)$$

donde n es el índice de refracción y c es la velocidad de la luz en el vacío. Una partícula emite radiación Cherenkov cuando tiene una velocidad de:

$$v_{part} > c/n \quad (1.8)$$

Los átomos del material son excitados en la vecindad por la cual pasó la partícula y éstos se polarizan y emiten radiación a un ángulo característico. En la Figura 1.17 se muestra los frentes de onda formando el llamado cono de Mach el cual se produce a consecuencia del paso de una partícula cargada en estas condiciones. La partícula viaja la distancia AB en el mismo tiempo t que le toma a la luz llegar al punto C con una velocidad c/n .

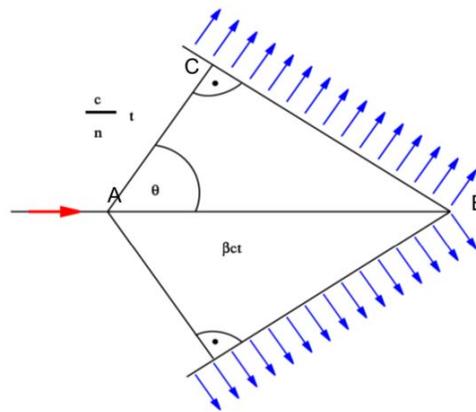


Figura 1.17: Comportamiento de las ondas en el efecto Cherenkov.

El ángulo al que salen los fotones esta determinado por la ecuación

$$\cos\theta_{\text{Ch}} = \frac{AC}{AB} = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n} \quad (1.9)$$

Existe una velocidad umbral $\beta_t = 1/n$ debajo de la cual no hay radiación emitida, al aumentar la velocidad de la partícula por arriba de $\beta_t = 1/n$ el ángulo al que se emite la partícula aumenta hasta un ángulo máximo $\theta_{\text{max}} = \cos^{-1}(1/n)$ el cual ocurre cuando $\beta = 1$, este ángulo se llama ángulo Cherenkov y mediante la medición de este podemos conocer la masa de la partícula con la siguiente formula:

$$m = p\sqrt{n^2\cos\theta_{\text{Ch}} - 1} \quad (1.10)$$

La energía transportada por la radiación Cherenkov se calculó por primera vez por Tamm y Frank obteniendo:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2}{c^2} \int \omega d\omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (1.11)$$

donde la integración es sobre aquellas frecuencias para las cuales $\beta n(\omega) > 1$ esta pérdida de energía ya está incluida en la fórmula de Bethe-Bloch y es mayor a velocidades relativistas, para materiales condensados tenemos que esta formula es:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c \simeq 10^{-3} \text{MeVcm}^2 \text{g}^{-1} \quad (1.12)$$

Para gases como H_2 tenemos:

$$-\frac{dE}{dx} \simeq 0,1 \text{MeVcm}^2 \text{g}^{-1} \quad (1.13)$$

Mientras que para el H_e y los gases de mayor Z:

$$-\frac{dE}{dx} = 0,01 \text{MeVcm}^2 \text{g}^{-1} \quad (1.14)$$

La dependencia del ángulo de emisión de radiación Cherenkov en la velocidad de las partículas ha sido utilizada por los físicos de partículas en forma de contadores de Cherenkov para poder determinar que tipo de partícula están detectando.

1.7.4. Radiación de Transición

La radiación de transición es producida cuando una partícula cargada atraviesa la interfaz entre dos medios con diferentes propiedades dieléctricas [52].

Por ejemplo si en un medio como el vacío colocamos una lámina dieléctrica con un espesor L y una partícula cargada que atraviese esta lámina emitira un fotón, tomamos en cuenta que la partícula viaja muy rápido a velocidades relativistas, por lo que la energía de esta partícula viene dada por $E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$, si $p \gg m$, entonces $E \sim pc$.

Cuando la partícula atraviese la lámina emitirá un fotón, de esta manera, el número de fotones por unidad de energía esta dada por:

$$\frac{dI}{dE} = \hbar\omega \frac{dN}{dE} = \frac{\alpha}{\pi} \left[\left\{ 1 + 2 \left(\frac{\omega}{\gamma\omega_p} \right)^2 \right\} \ln \left\{ 1 + \left(\frac{\gamma\omega_p}{\omega} \right)^2 \right\} - 2 \right] \quad (1.15)$$

$$= \frac{\alpha}{\pi} 2 \ln(\gamma \omega_p / \omega) \quad (1.16)$$

cuando $\omega / \gamma \omega_p \ll 1$ y

$$= \frac{1}{6} (\gamma \omega_p / \omega)^4 \quad (1.17)$$

Cuando $\omega / \gamma \omega_p \gg 1$. Al analizar la ecuación 1.15 el espectro diverge logarítmicamente a bajas energías y disminuye rápidamente para $\omega > \omega_p$, donde $\hbar \omega_p \approx 20$ eV. Los fotones son emitidos en el rango de 2 a 20 keV que corresponde al rango de los rayos X, sin embargo nuestro interés se enfoca a partículas que viajan muy rápido a velocidades relativistas, es decir, $\gamma \gtrsim 1000$. Es importante señalar que una partícula menos masiva como el electrón emite mas radiación que una partícula mas masiva como un hadrón.

La pérdida de energía por radiación de transición representa solo una pequeña parte de la pérdida de energía total de las partículas cargadas. Sin embargo, una característica importante de la radiación por transición es que los fotones emitidos se incrementan conforme el factor de Lorentz ($\gamma = E/mc^2$), es decir, conforme la energía de la partícula y no solo proporcional a su velocidad [52].

La radiación de transición es de gran importancia para la identificación de partículas a altas energías en la región donde los procesos como pérdida de energía por ionización, tiempo de vuelo, radiación Cherenkov, son difíciles de aplicar ya que dependen de la velocidad de la partícula.

Los fotones producidos en la radiación de transición son observados en la región de rayos X. El ángulo al que es emitida la radiación de transición es inversamente proporcional al factor de Lorentz de la partícula $\theta = \frac{1}{\gamma_{part}}$.

1.7.5. Pérdida de energía de electrones y positrones

Los electrones y positrones sufren pérdida de energía cuando alguno de ellos se acerca al núcleo atómico de algún material, este electrón es desviado por el campo eléctrico de un núcleo atómico, esta desaceleración del electrón produce una radiación electromagnética llamada Bremsstrahlung [26] como se muestra esquemáticamente en la Figura 1.18.

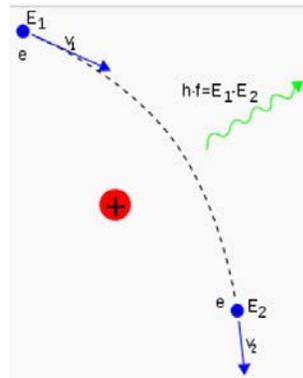


Figura 1.18: Emisión de radiación Bremsstrahlung debido a la desaceleración de un electrón.

A esta radiación también se le conoce como radiación libre por que lo produce una partícula cargada que esta libre antes y después de la desaceleración que produce la emisión.

1.7.6. La interacción de los fotones

El comportamiento de fotones en la materia (en nuestro caso rayos X y rayos γ) es muy diferente que el de las partículas cargadas. Las principales interacciones con la materia son [26]:

- 1) Efecto fotoeléctrico,
- 2) Dispersión Compton (incluye Thomson y dispersión Rayleigh) y
- 3) Producción de pares.

Las características principales de los rayos X y γ :

- Son mucho más penetrantes en la materia que las partículas cargadas.
- En un haz de fotones la energía no se degrada a medida que pasa a través de un espesor de material, solamente atenúa su intensidad.

Dado que los fotones que pasan directamente no han sufrido alguna interacción y por tanto, conservan su energía original pero conforme van interactuando van atenuando su energía. La atenuación sufrida por un haz de fotones puede ser exponencial con respecto al espesor, es decir:

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (1.18)$$

donde I_0 es la intensidad del haz incidente; x espesor de absorción; μ coeficiente de absorción. El coeficiente de absorción es la cantidad de absorción del material y esta directamente relacionado con la sección transversal de interacción.

1.7.7. Calorímetro electromagnético

La función de un calorímetro electromagnético es principalmente la identificación de partículas como electrones, muones y fotones, además la medición de energía de las partículas que generan chubascos electromagnéticos como electrones, fotones y π^0 's. Los muones no son absorbidos dentro del calorímetro debido a que presentan ionización en el material, sin embargo si se obtiene una señal de ellos en un calorímetro debido a la ionización que producen.

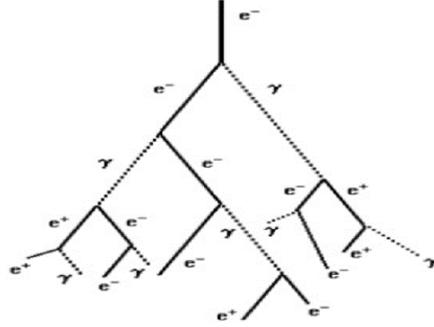


Figura 1.19: Un chubasco electromagnético se produce por electrones y fotones que interaccionan con la materia.

Un chubasco electromagnético como el que se muestra en la Figura 1.19 es producido por electrones y fotones altamente energéticos, el chubasco se forma cuando los electrones y positrones pasan cerca de un núcleo, éstos se aceleran debido a la carga positiva de los protones y una partícula cargada que se acelera emite radiación electromagnética (Bremsstrahlung), por lo que se emiten fotones que llevan gran cantidad de la energía inicial del electrón y esto permite la producción de pares, con lo cual se produce otro par electrón-positrón. El proceso de producción de partículas continua hasta que la energía de los fotones no es suficiente para alcanzar el umbral de la producción de pares y la pérdida de energía por radiación deja de dominar, así finalmente el número de chubascos de partículas decaen exponencialmente.

1.7.8. Medición del tiempo de vuelo

Una manera de identificar a una partícula en los detectores es por medio del tiempo de vuelo, es decir, el tiempo que le lleva a una partícula atravesar una cierta distancia L , la cual se puede definir como la distancia desde el punto donde ocurrió la colisión hasta las capas sensitivas de este detector utilizando dos contadores que proveen una señal inicial y otra final cuando atraviesa una partícula entre ellos. En la identificación de partículas por tiempo de vuelo si se tiene dos partículas con el mismo momento pero con masas diferentes y que ambas recorren la misma distancia L , su diferencia en el tiempo de vuelo sera [27]:

$$\Delta t = L \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right) \quad (1.19)$$

Utilizando el hecho de que $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ se obtiene que:

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left(\frac{\gamma_1^2}{\gamma_1^2 - 1} - \frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - 1} \right) \quad (1.20)$$

Ahora sustituyendo $\gamma = E/m_0c^2$ en la ecuación anterior se obtiene que

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{m_1 c^2}{E_1} \right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{m_2 c^2}{E_2} \right)^2} \right) \quad (1.21)$$

De esta manera utilizamos el tiempo de vuelo que le toma a una partícula ir desde el vertice primario (punto donde ocurre la colisión) hasta los pads sensitivos del detector, las mediciones de tiempo de vuelo la realizan los Multi-Resistive Plate Chambers en los detectores del ALICE que se describiran en el capítulo 2.

1.8. Identificación de partículas

En una colisión se producen muchos eventos, donde cada evento produce una gran cantidad de partículas las cuales son medidas en los detectores en donde para cada partícula se determina la energía, el momento, la posición espacial y el tiempo de respuesta de cada partícula entrante a los detectores. Estos detectores son construidos en capas, teniendo cada capa una determinada funcionalidad, las más internas son las menos densas, mientras que las exteriores son las más densas y compactas como se ve en la Figura 1.20.

Algunas partículas masivas tienen típicamente una vida muy corta, decayendo rápidamente en otras partículas más ligeras ya conocidas. Después de una colisión cientos de partículas como electrones, protones, piones, kaones, fotones, muones y otras, vuelan a través del detector con velocidades próximas a la de la luz. Los detectores usan esas partículas para poder deducir la breve existencia de las primeras partículas más pesadas y de vida muy corta.

Las trayectorias de las partículas cargadas son desviadas en trayectorias curvadas por campos magnéticos, y los radios de curvatura son utilizados para calcular la razón de carga/momento, cuanto más alta es la energía más abierta es la curvatura. Por lo tanto partículas con mucha energía cinética presentan una suficiente trayectoria a través del detector como para poder medir su radio de curvatura y su momento. Otras partes del detector son los calorímetros destinados a medir la energía de las partículas (tanto de las cargadas como de las no cargadas).

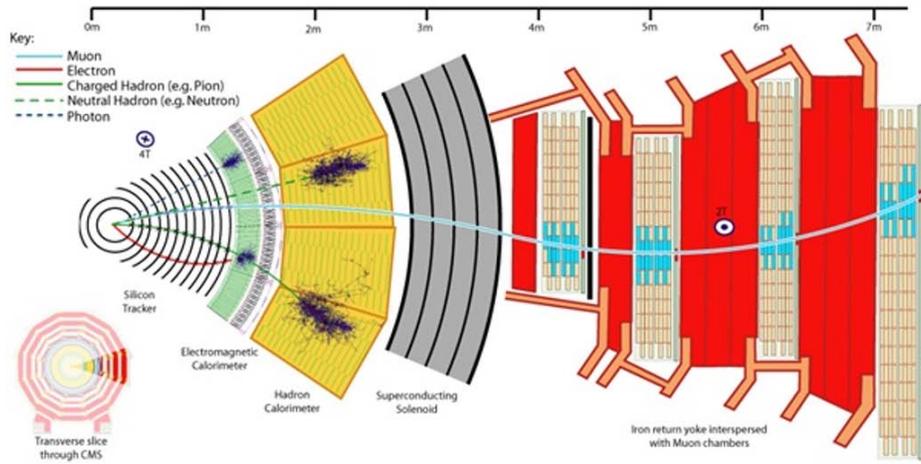


Figura 1.20: Trayectorias de las partículas dejadas por hadrones cargados, electrones, fotones, muones y hadrones neutros en las capas de el detector CMS, en donde vemos que los detectores son construidos en capas, teniendo cada capa una determinada funcionalidad, las mas internas son las menos densas y las mas externas son las más densas y compactas [28].

Los calorímetros también deben de ser lo suficientemente grandes para absorber la máxima energía posible, por estas razones los detectores usados en los experimentos de colisiones de partículas son tan grandes [28].

Los detectores rodean el punto de interacción para recoger información de la energía de las partículas y el balance de los momentos de cada evento para reconstruirlo a detalle combinando información de las diferentes capas y así determinar el tipo de partícula que dejó su traza en cada capa.

Las partículas (ver Figura 1.21) como electrones, muones y protones dejan trazas por ionización, los electrones son muy ligeros y por tanto pierden su energía muy rápidamente, mientras que los protones, piones y kaones penetran más profundamente en el detector. Los fotones no dejan trazas por si mismos pero en el calorímetro los convierten en pares electrón-positrón, cuyas energías pueden ser medidas. Los muones son las únicas partículas que alcanzan y son detectadas por las capas más externas del detector.

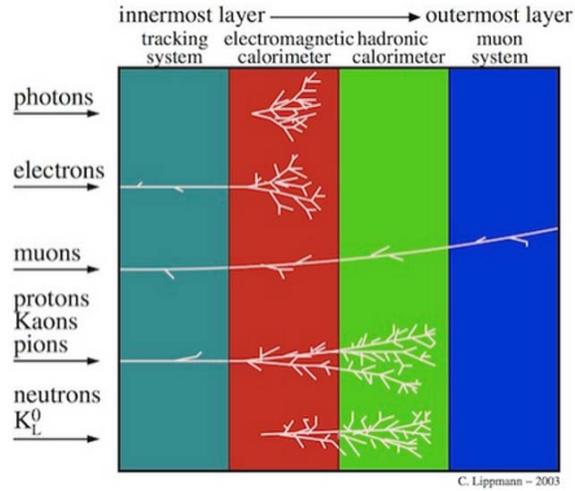


Figura 1.21: Representación de las trazas dejadas por las partículas que entran al detector. Tomada de [30].

Cada parte del detector está conectado a un sistema de lectura electrónica a través de miles de cables. En el instante en el que un pulso es producido el sistema registra el lugar y momento exactos enviando la información al sistema de computo, pues cientos de computadoras trabajan conjuntamente para combinar esa información. La identificación de partículas en los detectores centrales de ALICE se realiza mediante la combinación de información proporcionada por estos detectores, pues en su conjunto todos estos detectores son capaces de identificar hadrones, leptones y fotones en un amplio rango de momento que va desde $0.1 \text{ GeV}/c$ hasta $100 \text{ GeV}/c$. Dos tipos de detectores relevantes para el análisis de esta tesis son los detectores TPC y TOF los cuales se describen con más profundidad en las secciones 2.3.4 y 2.3.6 respectivamente, estos detectores logran separar la señales de las partículas para su identificación:

- TPC posee un gran número de clusters por partícula pues provee una buena resolución que permite separar π de K hasta un momento de aproximadamente $0.6 \text{ GeV}/c$ y separa p de K hasta $1 \text{ GeV}/c$.
- TOF identifica a las partículas midiendo el tiempo de vuelo, siendo capaz de separar π de K hasta un momento de $2 \text{ GeV}/c$ y p de K hasta $2.5 \text{ GeV}/c$ aproximadamente.

Capítulo 2

El Experimento ALICE en el LHC

En este capítulo se empezará por describir a grandes rasgos el gran colisionador de hadrones, también conocido como el LHC¹ su historia, su funcionamiento y los experimentos que lo conforman, haciendo una descripción más detallada sobre el experimento ALICE y de los detectores que lo componen, de los cuales tres de ellos serán utilizados más adelante, para el análisis.

2.1. El Gran Colisionador de Hadrones: LHC

El gran colisionador de hadrones del Centro Europeo para la Investigación Nuclear (CERN²) comenzó como una idea a mediados de los 80s y fue aprobado en 1994. Así, el LHC fue construido en el mismo lugar donde se encontraba el LEP³ (gran colisionador electrón-positrón) pues se reutilizó el tunel construido entre 1984 y 1989 para este colisionador, el cual funcionó de 1989 hasta el año 2000, para dar paso a la construcción del LHC.

El LHC tiene una circunferencia de 27 km y como se puede ver en la Figura 2.1 se encuentra ubicado en la frontera Franco-Suiza muy cerca de Ginebra enterrado a una profundidad de entre 50 y 175 metros bajo tierra [29].

¹Por sus siglas en inglés Large Hadron Collider

²Por sus siglas en francés de Centre Européen pour la Recherche Nucleaire

³Por sus siglas en inglés Large ElectronPositron Collider



Figura 2.1: El LHC ubicado en la frontera Franco-Suiza.

Funcionamiento del LHC

El LHC es un colisionador de partícula-partícula que cuenta con dos anillos en donde circulan los haces en direcciones contrarias. A continuación (ver Figura 2.2) describiré el proceso que sigue para el caso de colisiones protón-protón [30].

Este proceso comienza desde la obtención de protones a partir de núcleos de hidrógeno a los que se les han removido los electrones, después estos protones pasan a un acelerador lineal LINAC2 el cual los acelera hasta una energía de 50 MeV, luego estos protones son enviados al primer sincrotrón⁴ el Proton Sychroton Booster (PSB), que los acelera hasta alcanzar una energía de 1.4 GeV. Luego los protones pasan a un segundo sincrotrón llamado Proton Synchrotron (PS) de 628 m de circunferencia proporcionando una energía a estos de 25 GeV. Luego le sigue el Super Proton Synchrotron (SPS) el cual es un acelerador de 7 km de circunferencia que toma los protones proveniente del PS y los acelera hasta una energía de 450 GeV y finalmente los protones pasan al Large Hadron Collider donde son acelerados en un tunel de 27 km de circunferencia alrededor de 20 minutos hasta alcanzar una energía mayor.

⁴El sincrotrón es un acelerador de partículas en el cual las partículas se mantienen en una orbita cerrada

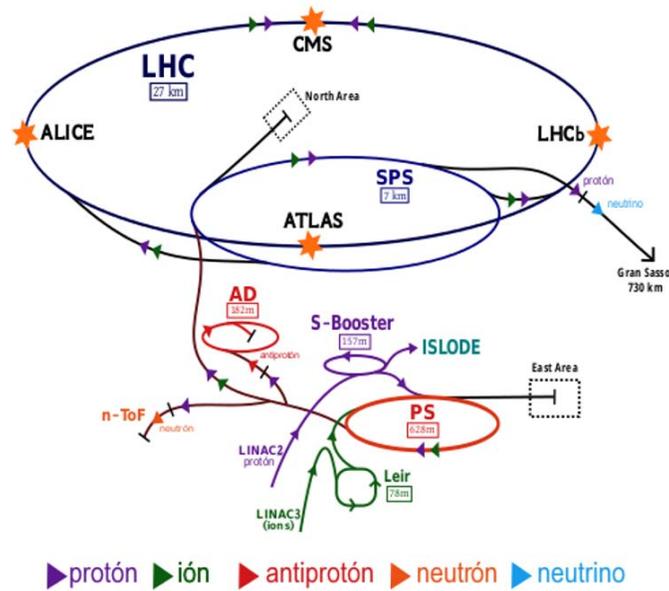


Figura 2.2: Distribución de los aceleradores del CERN los cuales aceleran haces de protón o plomo hasta alcanzar altas energías en la colisión.

Para el caso de colisiones plomo-plomo, primero los iones son obtenidos a partir de una fuente vaporizada de plomo que entra al LINAC3, después estos iones son enviados al Low Energy Ion Ring (LEIR) y de aquí en adelante los iones (208 Pb) siguen la misma ruta de aceleración que los protones [30].

Fue hasta el 10 de septiembre del 2008 que circuló el primer haz de protones dentro del LHC.

A partir de entonces se ha incrementado la energía, en el 2010 para colisiones Pb-Pb la energía fue de 2.76 TeV por nucleón y para colisiones pp fue de 7 TeV , en el 2011 para colisiones pp de 7 TeV , en el 2012 para colisiones pp de 8 TeV , en el 2013 para colisiones p-Pb de 5.02 TeV y en el 2015 para colisiones Pb-Pb fue de 5.02 TeV por nucleón y para colisiones pp fue de 13 TeV la cual es la energía más grande alcanzada en el LHC.

Para mantener los haces enfocados y acelerados hasta el momento de la colisión, el acelerador tiene que guiarlos a lo largo del anillo. Para lograr esto el LHC cuenta con 1232 dipolos (ver Figura 2.3) de 14.3 m de longitud, que desvían la trayectoria de las partículas, estos dipolos contienen magnetos superconductores que operan a una temperatura de 1.9 K , lo cual está 0.8 K por debajo de la temperatura de fondo cósmico de microondas del Universo (2.7 K), esta temperatura se logra utilizando helio en estado superfluido. Para enfocar los haces, se tienen 392 cuadrupolos con una longitud entre 5 y 7 metros [30].

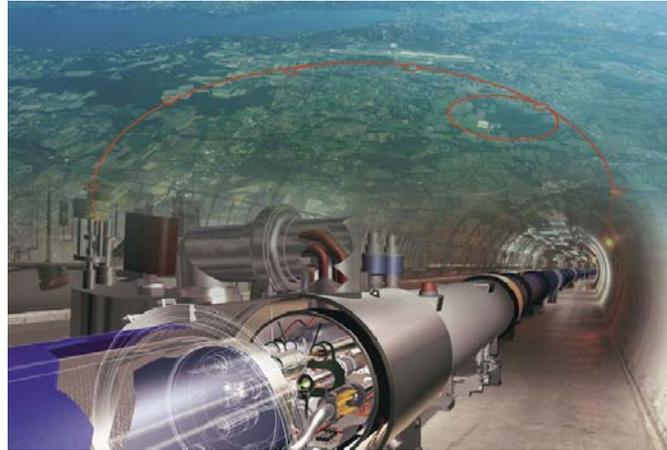


Figura 2.3: Esquema de un dipolo magnético dentro del tunel del LHC. Tomada de [29].

Otro tipo de magneto se utiliza justo antes de la colisión para enfocar los haces de partículas, logrando así un incremento en la probabilidad de colisión.

Los magnetos operan con una corriente máxima de 11.7 kA y proveen un campo magnético que va desde 0.535 T, para la inyección de partículas (energía de 450 GeV), hasta 8.33 T para el momento de la colisión.

La luminosidad es una medida del número de colisiones que pueden producirse en un detector por cm^2 y por segundo, en base a esta luminosidad se puede observar en la Figura 2.4 que en los octantes 1 (ATLAS) y 5 (CMS) se encuentran los experimentos diseñados para altas luminosidades, esperando obtener en ambos una luminosidad máxima de $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

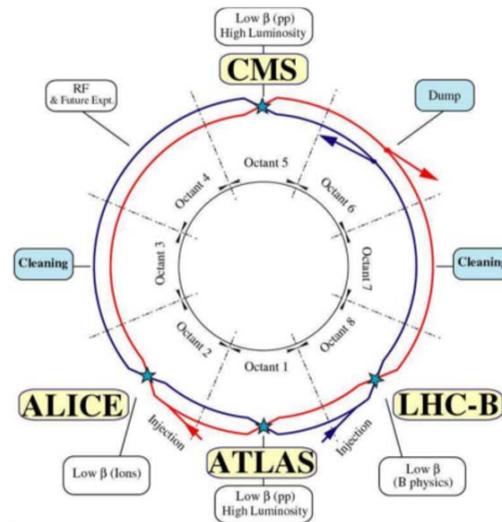


Figura 2.4: Distribución esquemática del LHC en octantes. Tomada de [31].

Los otros dos experimentos se diseñaron para luminosidades menores, en el punto 2 (ALICE) se busca una luminosidad máxima de $L = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para colisiones Pb-Pb y $L = 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para colisiones pp y en el punto 8 (LHCb) se busca una luminosidad máxima de $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

2.2. Los Experimentos del LHC

En el LHC hay cuatro experimentos principales los cuales son: ATLAS, CMS, LHCb y ALICE. A continuación se describirá la física que estudia cada uno de estos experimentos.

Aparato Toroidal del LHC: ATLAS

ATLAS⁵ es el experimento más grande del LHC mide 46 m de largo, 25 m de alto, pesa 7000 toneladas y consiste de 100 millones de sensores, gracias a este experimento en el 2013 se logró encontrar el bosón de Higgs, actualmente se espera estudiar más a profundidad las propiedades de este bosón como lo son las interacciones de las partículas con el campo de Higgs. Además también estudia los posibles candidatos que forman la materia y energía oscura en el Universo y busca dimensiones extra en el espacio-tiempo [32]. Está diseñado para ser capaz de descubrir nuevas partículas y nuevos fenómenos esperados como extensiones del Modelo Estándar. ATLAS es una colaboración mundial que involucra a unos 2100 científicos e ingenieros de 167 instituciones de 38 países.

El Solenoide Compacto de Muones: CMS

El experimento CMS⁶ está instalado a 100 metros bajo tierra, cerca de la villa francesa de Cessy, está ubicado diametralmente opuesto a ATLAS. También está diseñado con propósitos generales y al igual que ATLAS fue protagonista en el descubrimiento del bosón de Higgs. Actualmente busca estudiar nueva física como lo son las dimensiones extras en el Universo y las partículas de la teoría de supersimetría (SUSY) las cuales serán posibles candidatas para conformar la materia oscura [33], además también espera encontrar respuesta a la pregunta: ¿El mecanismo de Higgs es el responsable de la masa visible en el Universo?. CMS consta de un cilindro multicapa de unos 21 m de largo y 16 m de diámetro, con un peso total de mas de 13000 toneladas, la colaboración del CMS comprende un total de 2300 científicos e ingenieros de 159 instituciones de 37 países.

El Gran Colisionador de Hadrones beauty: LHCb

El experimento LHCb⁷ esta ubicado a unos 100 metros bajo tierra y del lado de Francia, es un detector de 21 m de largo, 10 m de alto y 13 m de ancho. Este experimento se dedica a analizar las colisiones protón-protón con la finalidad de observar evidencia de una nueva física en la violación de CP⁸, esto se logra de manera indirecta a través del estudio de los decaimientos raros de los hadrones con contenido de quarks bottom (b) y charm (c), como por ejemplo los bosones Bs y Ds [34]. Debido a que la violación de CP en interacciones débiles del Modelo Estándar no puede explicar la cantidad que existe de materia en el Universo, son necesarias nuevas formas de violación CP. Esto será más

⁵Por sus siglas en inglés A Toroidal LHC ApparatuS

⁶Por sus siglas en inglés Compact Muon Solenoid

⁷Por sus siglas en inglés Large Hadron Collider beauty

⁸Simetría de Carga-Paridad

visible en la física de sabores pesados pues hay nuevos modelos físicos que producen distintos tipos de violación y que pueden generar canales de decaimiento que están prohibidos en el modelo estándar. El interés por la violación CP no solamente está dirigido hacia las partículas elementales si no también hacia la cosmología, pues hay que explicar el dominio de la materia frente a la antimateria, el experimento LHCb mejorará significativamente los resultados obtenidos en otros experimentos (BELLE⁹ y BaBar¹⁰), tanto cualitativamente como cuantitativamente, gracias al gran número de diferentes clases de hadrones producidos a partir de las colisiones protón-protón en el LHC.

El Gran Experimento de Colisiones de Iones Pesados: ALICE

Es el experimento que se utiliza en esta tesis y se describe en la sección 2.3.

2.3. El Gran Experimento de Colisiones de Iones Pesados: ALICE

ALICE¹¹ es un experimento diseñado para estudiar las colisiones de iones pesados, el cual está construido y operado por una colaboración de más de 1000 miembros de unos 36 países siendo México uno de ellos [35].

El detector ALICE mide 16 m de alto y 26 m de largo y pesa aproximadamente 10,000 toneladas. Este experimento estudia la física que surge a partir de colisionar entre sí núcleos de iones pesados (Pb-Pb) a energías del LHC, permitiendo así el estudio de la física de equilibrio y del no equilibrio de la materia de la interacción fuerte a densidades del orden $\varepsilon \simeq 1 - 1000 \text{ GeV fm}^{-3}$ [28], este estudio es una cuestión clave en Cromodinámica Cuántica (QCD) para entender el principio de confinamiento[28] y la restauración de simetría quiral. El detector ALICE cubre una región de pseudorapidez de $|\eta| < 0.9$ (ver concepto de pseudorapidez en el Apéndice B), es decir casi completamente el ángulo azimutal. Los subdetectores que forman ALICE se muestran en la Figura 2.5.

⁹KEK-Tsukuba, Japón

¹⁰PEP-II-Stanford,USA

¹¹A Large Ion Collider Experiment, por sus siglas en inglés

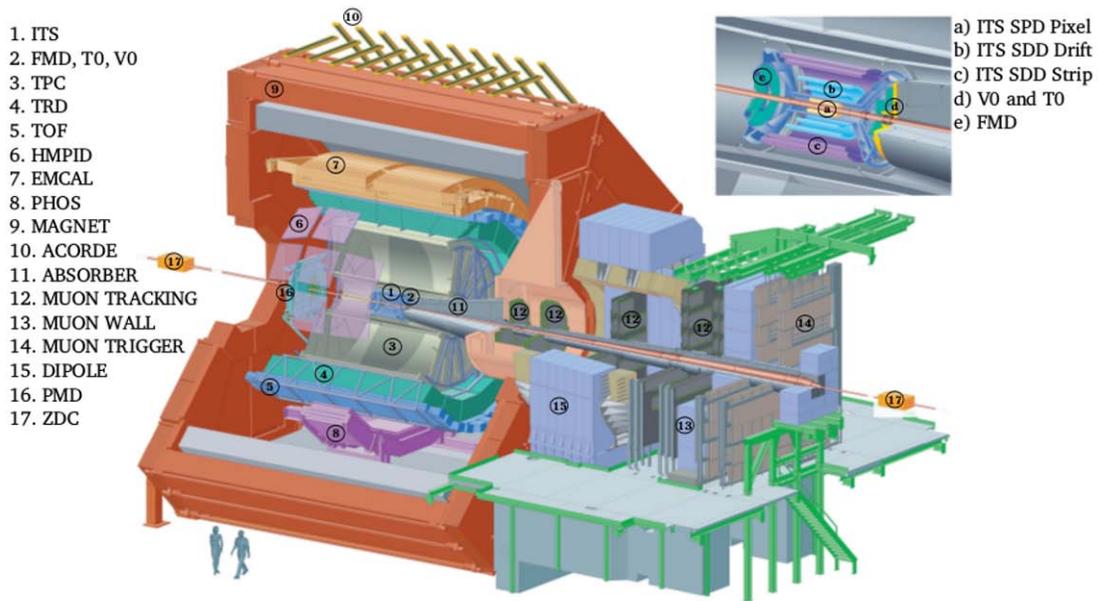


Figura 2.5: Composición del detector ALICE. Tomada de [36].

Los detectores del experimento ALICE identifican y miden la producción de hadrones, leptones y fotones en un amplio rango de momento que va desde $0.1 \text{ GeV}/c$ hasta $100 \text{ GeV}/c$, sus detectores utilizan técnicas de identificación como lo son la pérdida de energía por ionización, tiempo de vuelo, radiación Cherenkov y de transición, calorimetría electromagnética y filtro de muones (discutidos en el capítulo 1).

El detector ALICE [37] cuenta con un imán (L3) que provee de un campo magnético de 0.5 T , un sistema de rastreo interno (ITS¹²) el cual reconstruye el vértice primario con una resolución $\approx 100 \mu\text{m}$; un detector (T0¹³) el cual mide el tiempo de la colisión; un VZERO el cual provee de disparo a los eventos de sesgo mínimo; una cámara de proyección temporal (TPC¹⁴) la cual es el principal detector de rastreo e identificación de partículas; un detector de radiación por transición (TRD¹⁵) que distingue los electrones de los piones por arriba de $1 \text{ GeV}/c$; un detector de tiempo de vuelo (TOF¹⁶) el cual identifica a las partículas midiendo el tiempo en que la partícula se desplaza del vértice primario hasta la capa externa del TOF; el detector de identificación de partículas traza a traza de alto momento (HMPID¹⁷) cuya tarea principal es mejorar la identificación de partículas aumentando el rango de

¹²Inner Tracking System, por sus siglas en inglés

¹³llamado también tiempo 0

¹⁴Time Projection Chamber, por sus siglas en inglés

¹⁵Transition Radiation Detector, por sus siglas en inglés

¹⁶Time Of Flight, por sus siglas en inglés

¹⁷The High Momentum Particle Identification Detector, por sus siglas en inglés

momento no permitido para los otros detectores; un calorímetro electromagnético (EMcal¹⁸) el cual mide fotones de los decaimientos de π^0 y η ; un espectrómetro de fotones (PHOS¹⁹) hecho de cristales de PbWO4 cuyo principal objetivo es medir las propiedades térmicas y dinámicas de la fase inicial de la colisión a través de las señales dejadas por los electrones y fotones; y un detector de rayos cósmicos (ACORDE²⁰) el cual detecta muones atmosféricos provenientes de los rayos cósmicos.

En cuanto a regiones de pseudorapidez (ver concepto de pseudorapidez en el apéndice B) los detectores TPC, TRD, ITS y TOF cubren una región de $|\eta| < 0.9$, mientras que los detectores como PHOS, EMcal, HMPID y ACORDE abarcan una región menor en pseudorapidez que los detectores anteriores tal y como se muestra en la Figura 2.6.

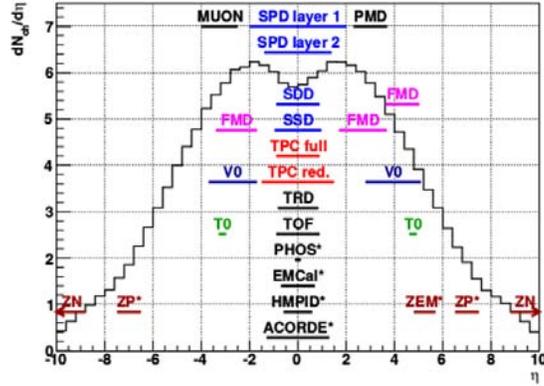


Figura 2.6: Intervalos de pseudorapidez que cubren los detectores del ALICE, los detectores marcados con asterisco no cubren completamente el ángulo azimutal.

2.3.1. Sistema de Rastreo Interno: ITS

El detector ITS [37] es el detector más interno de ALICE y esta compuesto de tres subdetectores, a su vez, cada uno de estos está formado de dos capas (ver Figura 2.7) localizadas a radios que van desde 3.9 hasta 43.6 cm. A continuación se describirá cada uno de estos.

¹⁸ThelectroMagnetic Calorimeter, por sus siglas en inglés

¹⁹The Photon Spectrometro, por sus siglas en inglés

²⁰The Alice Cosmic Ray Detector, por sus siglas en inglés

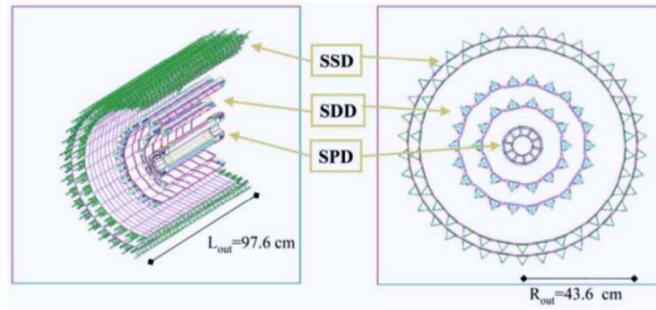


Figura 2.7: Esquema de los componentes del detector ITS: SPD, SDD y SSD

Detector Pixelado de Silicio: SPD

El detector SPD o detector pixelado de silicio consiste de dos capas con radios de 3.9 y 7.6 cm y tienen una longitud de 28.2 cm a lo largo del eje z (eje del haz), estas dos capas se basan en píxeles de silicio híbridos que consisten en diodos detectores de silicio con un espesor de $200 \mu\text{m}$ y cubren una aceptación de $|\eta| < 2.0$ y $|\eta| < 1.4$, respectivamente. Estas dos capas leen un total 9.8 millones de canales de una manera binaria, de esta manera, la información de la pérdida de energía no está disponible para el SPD y por lo tanto este no contribuye a la identificación de partículas.

Pero la información del SPD por si sola es suficiente para formar los llamados tracklets y con estos medir la multiplicidad de partículas cargadas. El SPD puede ser utilizado como nivel (L0) de disparo. Para llevar a cabo esta función cada uno de los 1,200 chips de lectura proporcionan una señal rápida que indica que al menos un píxel de un chip dado produce una señal. Estas señales se envían a un FPGA²¹ que es capaz de implementar funciones lógicas booleanas sobre ellos. Esto permite posibilidades que van desde el disparo de eventos de sesgo mínimo hasta otros con patrones más complejos, como el disparo de alta multiplicidad (HM).

Detector de Arrastre de Silicio: SDD

El detector SDD²² o detector de arrastre de silicio tiene dos capas de silicio con un grosor de $300 \mu\text{m}$ y un total de 133,000 canales de lectura, este detector es operado con un campo de deriva de 500 V/cm que resulta en una velocidad de arrastre de cerca de $6.5 \mu\text{m}/\text{ns}$ con un tiempo máximo de arrastre de alrededor de $5.3 \mu\text{s}$. Su resolución espacial de diseño esta cerca de $35 \times 25 \mu\text{m}^2$.

Detector de Tiras de Silicio: SSD

El detector SSD²³ o detector de tiras de silicio consiste de sensores equipados con micro tiras de silicio de doble cara y comprende un total de 2.6 millones de canales de lectura. Su resolución espacial es de $20 \times 830 \mu\text{m}$.

El detector ITS cubre un rango de pseudorapidez de $|\eta| < 0.9$ para todos los vértices localizados dentro de la longitud del diamante de interacción²⁴ ($\pm 1\sigma$, es decir $\pm 5.3 \text{ cm}$ a lo largo de la dirección del haz).

²¹Field Programmable Gate Array, por sus siglas en inglés

²²Silicon Drift Detector, por sus siglas en inglés

²³Silicon Strip Detector

²⁴Es la zona de interacción entre los dos haces, generalmente se forma un diamante ya que los haces son desviados

Las tareas principales del ITS son:

- Reconstrucción del vértice primario con una resolución mejor que $100 \mu\text{m}$.
- Reconstrucción del vértice secundario de los decaimientos hiperones y mesones D y B.
- Identificación de partículas de bajo momento $\approx 100 \text{ MeV}/c$.
- Reconstrucción de las trazas hasta un cierto límite de resolución de momento de aproximadamente $200 \text{ MeV}/c$.

De esta manera el ITS tiene la capacidad para identificar partículas en la región no relativista, siendo esta tarea de gran ayuda para complementar los otros detectores, pues las partículas de bajo momento (alrededor de $100 \text{ MeV}/c$) no llegan a detectores como la TPC.

2.3.2. El detector T0

El detector T0 [38] mide el tiempo de la colisión (el tiempo que transcurre desde que los haces de partículas colisionan hasta que a causa de esta colisión se forman muchas partículas) con una precisión de 25 ps, utilizando esta información como una referencia de tiempo (t_0) para el detector TOF y para determinar la posición del vértice con una precisión de alrededor de 1.5 cm, del cual se toma como referencia una región (ventana) en la cual se espera ver las colisiones (si la posición del vértice aparece afuera de esta región no se toma tal evento). Este detector tiene dos unidades situadas alrededor del tubo de haz a una distancia de 3.75 m (z positivo) y 0.73 m (z negativo) cada una de estas unidades posee doce contadores Cherenkov con radiadores de cuarzo.

2.3.3. El detector VZERO

El detector VZERO [39] consta de dos partes (VZEROA y VZEROC) localizados asimétricamente en cada lado del punto de interacción. El primero a 340 cm del vértice, en el lado opuesto del espectrómetro de muones. El segundo esta ubicado a 90 cm del otro lado del vértice, tanto el VZEROA como el VZEROC están segmentados en 32 contadores elementales distribuidos en 4 sectores, los anillos son divididos en ocho sectores de $\pi/4$ como se puede ver en la Figura 2.8. El contador elemental consiste de material centellador con fibras embebidas. La luz de las fibras es colectada por fibras claras y transportadas a tubos foto-multiplicadores instalados a 3.5 m desde los detectores. La resolución temporal de cada contador es mejor que 1 ns. Este detector se usa como disparo de los eventos de sesgo mínimo, así como para rechazar ruido relacionado con las interacciones que no son haz-haz.

antes de colisionar.

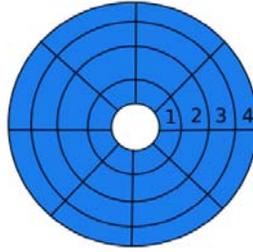


Figura 2.8: esquema del detector VZERO en el cual se muestra sus 4 anillos

La asimetría en la ubicación de los detectores tiene como propósito distinguir entre las interacciones haz-haz y haz-detector²⁵, por medio de la medición del tiempo de arribo de las partículas al detector, el cual es relativo al tiempo de cruce de los dos haces del LHC. En la construcción, diseño y operación del detector VZERO han trabajado varias decenas de científicos de todo el mundo. Entre ellos, un grupo de científicos mexicanos del Instituto de Ciencias Nucleares (ICN), del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM), el Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional (CINVESTAV) y Benemérita Universidad de Puebla (BUAB).

2.3.4. Cámara de Proyección Temporal: TPC

El detector TPC o cámara de proyección temporal [37] es el principal detector de ALICE utilizado para la reconstrucción e identificación. Tiene forma cilíndrica (ver Figura 2.9) y sus radios miden 84.8 cm (interno) y 246.6 cm (externo) con una longitud de 500 cm en la dirección del haz, eje z .

La TPC cubre una región de aceptación de $|\eta| < 0.9$, con un ángulo azimutal de 2π con excepción de las zonas muertas, este detector está optimizado para que junto con otros detectores realice las siguientes tareas:

- Medir el momento de las partículas cargadas (desde 0.1 GeV/ c hasta 100 GeV/ c).
- Identificar partículas: piones, kaones, protones, electrones, etc, utilizando el método de pérdida de energía por unidad de longitud de traza dE/dx .
- Determinar la posición del vértice primario.

²⁵las interacciones haz-detector ocurren cuando el haz de protones o iones colisiona con el material del detector, este tipo de eventos no son tomados en cuenta.

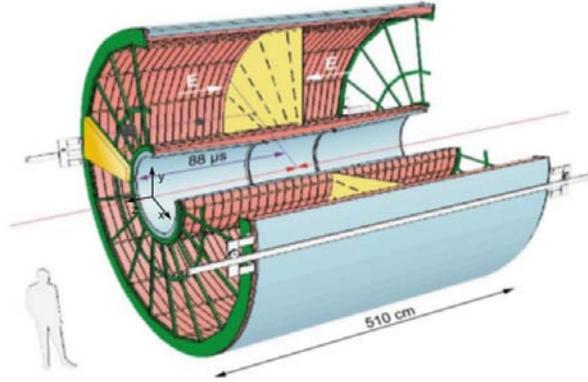


Figura 2.9: esquema del detector TPC

La TPC fue diseñada para hacer frente a las más altas multiplicidades de partículas cargadas predichas para colisiones centrales de Plomo-Plomo a energías del LHC, es decir, 8000 partículas cargadas por unidad de rapidez a una energía del centro de masa de 5.5 TeV. Sin embargo, es el detector más lento de ALICE debido al tiempo de arrastre de los electrones de cerca de $94 \mu\text{s}$. Dado que la TPC se encuentra dentro de un campo magnético, el momento transverso de la partícula puede ser determinado por medio de la curvatura.

La TPC es un detector que tiene en su interior una mezcla de gases que cubre un volumen de 90 cm^3 , este detector tiene dos partes: la jaula del campo y el electrodo central.

La jaula de campo es llenada con una mezcla de gases: Ne/CO₂/N₂(85%/10%/5%), el método de detección es mediante la ionización de la mezcla de gases (Neón, Nitrogeno y CO₂) pues las partículas cargadas que atraviesen este gas excitarán e ionizarán los átomos de la mezcla de los gases a lo largo de la trayectoria de la partícula quedando electrones libres y átomos con falta de electrones, y como consecuencia de esta ionización, las partículas irán progresivamente perdiendo energía por unidad de longitud de traza (dE/dx), la pérdida de energía es específica y característica según el tipo de partícula que está atravesando la TPC.

Hay una diferencia de potencial de 100 kV entre el electrodo central y las tapas externas del cilindro de la TPC, en el cual los electrones libres de la mezcla de gases ionizada son transportados a lo largo de 2.5 m hacia las tapas del cilindro de la TPC y estas tapas son las que detectan los electrones arrastrados desde el punto de ionización, pues cada tapa está conformada de 18 sectores trapezoidales que son detectores MWPC²⁶ (Cámara Proporcional de Multialámbrica). Estos consisten en una serie de rejillas de cátodos y ánodos a diferentes voltajes. Un ánodo está a un voltaje positivo de 1500 V, lo cual conlleva a una amplificación de electrones arrastrados, pues estos incrementan su energía debido al potencial, causando mayores ionizaciones y comenzando así una avalancha de electrones. La señal que recibe los pads son proporcionales al número de electrones y a la energía perdida de las partículas cargadas ionizantes.

²⁶Multi-Wire Proportional Chamber, por sus siglas en inglés

La TPC permite la reconstrucción en 3 dimensiones de las trayectorias de las partículas cargadas, las dos primeras dimensiones están determinadas por las señales inducidas del plano x-y en las celdas de la MWPC y la tercera dimensión corresponde a la coordenada z la cual es determinada midiendo el tiempo de arrastre de los electrones producidos en la ionización hasta los extremos de la TPC. Es importante mencionar que la distribución en dos dimensiones en el espacio-tiempo registrada en los pads es llamada cluster ya que la cantidad de clusters registrados por la TPC es un parámetro utilizado para la selección de trazas en ALICE [40].

2.3.5. Detector de Radiación de Transición: TRD

El TRD [41] o detector de radiación de transición es de forma cilíndrica y envuelve a la TPC cubriendo una misma región de aceptación de $|\eta| < 0.9$, este detector se encuentra dividido en 18 sectores donde cada uno de éstos está formado por 6 capas.

El detector TRD del experimento ALICE está por un radiador y la cámara de arrastre, el primero está compuesto por la mezcla de gases X_e/CO_2 (85 % y 15 %), la cual es la base de la transición de radiación. Los fotones producidos por radiación son absorbidos en el volumen de gas. Los electrones producidos por los fotones generados de la radiación de transición se superponen a los electrones producidos por la pérdida de energía por ionización, la cámara de arrastre está formada por un conjunto de láminas con un material de bajo número atómico, ya que de otra manera no escaparían los electrones del radiador. Los fotones producidos en la radiación de transición son guardados en un detector con alta eficiencia para fotones de rayos X, por lo que se utilizan cámaras proporcionales multialámbricas rellenas de Kriptón y Xenón debido a que son gases con alta eficiencia de fotoabsorción de rayos X.

Cuando una partícula cargada atraviesa el detector, ésta deposita energía por ionización y excitación. Esta pérdida de energía se superpone a la energía depositada por la radiación de transición, así para que se produzca radiación de transición es necesario un factor de Lorentz $\gamma \approx 1000$. Los piones con una energía menor que 140 GeV no produce radiación de transición, si no que solamente se detecta la señal proveniente de la pérdida de energía por ionización y excitación de los átomos del detector. Así es como se logra la identificación entre electrones y piones, como se muestra en la Figura 2.10.

La tarea principal de TRD es distinguir los electrones de los piones por arriba de 1 GeV/c lo cual no es posible hacerlo con la TPC.

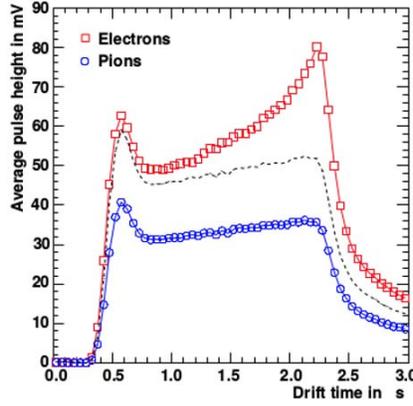


Figura 2.10: Identificación entre electrones y piones en el TRD.

Este detector junto con ITS y TPC provee una mejor identificación de electrones para medir la producción de resonancias de mesones vectoriales ligeros y pesados así como también la identificación de mesones J/ψ producidos por el decaimiento de mesones B.

2.3.6. El detector de Tiempo de Vuelo: TOF

TOF [42] o detector de tiempo de vuelo cubre una region central de pseudorapidez de $|\eta| < 0.9$ y su tarea principal es identificar partículas en un rango de momento intermedio de 0.4 a 2.5 GeV/c para piones y kaones o hasta 4 GeV/c para protones, con una separación mayor que 3σ entre π/K y K/p . Este detector tiene forma cilíndrica (ver Figura 2.11) con un radio interno de 370 cm y un radio externo de 399 cm, con una longitud de 745 cm en la dirección del haz (eje z), cubre ángulos polares entre 45° y 135° y un ángulo azimutal de 2π . Tiene una estructura modular con 18 sectores en ϕ , cada uno de estos sectores se divide en 5 módulos a lo largo de la dirección del haz. Los módulos contienen un total de 1638 elementos MRPC²⁷ con un grosor de (250 μm) conocidos como tiras de cámaras resisitivas multicapa que cubren un área de 160 m². La principal característica de estas cámaras es que su campo eléctrico es fuerte y uniforme en todo el volumen gaseoso del detector, produciendo ionizaciones ocasionadas por el paso de cualquier partícula cargada al atravesar el detector. Este proceso producirá avalanchas de electrones los cuales eventualmente generan señales observadas en los electrodos.

²⁷Multi - gap Resistive Plate Chamber, por sus siglas en inglés

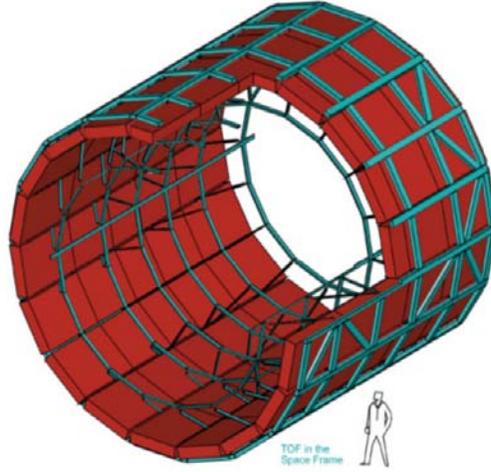


Figura 2.11: Esquema del detector TOF.

Debido a que no existe tiempo de arrastre asociado a los electrones en movimiento, a diferencia de la TPC donde sí existe, el tiempo de vuelo de las partículas detectadas es obtenido midiendo el retardo entre la señal del trigger proporcionada por el detector T0 y la señal del TOF.

Utilizando la longitud de traza l_i para cada partícula i que pasa por el TOF y conociendo el tiempo de vuelo de la partícula t_{TOF} , se obtiene: $\beta = l_i / (t_{TOF} \cdot c)$, donde c es la velocidad de la luz, con eso también queda definida $\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$. La identificación de partículas dentro del TOF se hizo utilizando la masa de cada partícula que pasa por ese detector. Sabemos que $\beta = p / mc$ y con $m = m_0 \gamma$ con m_0 la masa en reposo de la partícula, se tiene:

$$m_0 = \frac{p}{\beta \gamma c} = p \sqrt{\frac{1}{\beta^2 - 1}} \quad (2.1)$$

Mediante la masa definida en la ecuación anterior, se puede obtener la probabilidad de que una traza o partícula sea etiquetada como π , K y p, es por esto que el cálculo de la masa es pieza clave para la identificación de las partículas en el detector TOF.

2.3.7. Detector de identificación de partículas de alto momento: HMPID

El HMPID [43] o detector de identificación de partículas de alto momento, es un detector diseñado para mejorar la identificación de partículas (traza a traza) aumentando el rango de momento no permitido para los otros detectores, hasta 5-6 GeV/c para protones. Esto se logra haciendo uso de la radiación Cherenkov (ver sección 1.7.3). La aceptación en pseudorapidez que cubre ese detector es de $|\eta| < 0.6$ y 58° en ϕ (ángulo azimutal).

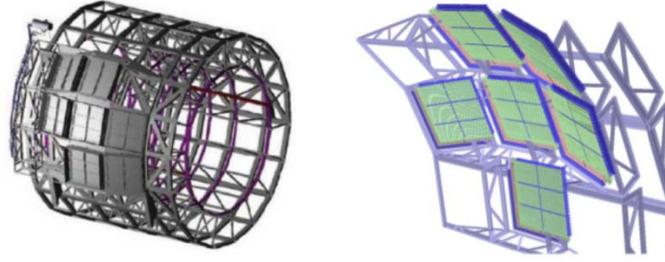


Figura 2.12: Esquema del detector HMPID

El diseño del HMPID se muestra en la Figura 2.12, este posee una superficie de 12 m^2 dividida en 7 módulos de detectores de anillos Cherenkov de $1.3 \text{ m} \times 1.3 \text{ m}$ para cada uno, se encuentra ubicado sobre el barril central a una distancia de 4.7 m del eje del haz.

En HMPID cuando una partícula cargada de gran energía atraviesa la capa de líquido radiador de C_6F_{14} (Perfluorohexano) de 1.5 cm de grosor, está emite fotones Cherenkov que llegan a una delgada capa (300 nm) de CsI, donde se producen fotoelectrones, las MWPC acumulan la carga introduciendo una carga positiva en el plano de cátodos (pads) donde se ubica la salida de la electrónica. La partícula cargada que atraviesa el radiador y los fotones asociados que producen fotoelectrones crean una señal en los pads del HMPID.

2.3.8. Espectrómetro de fotones: PHOS

El PHOS [44] o espectrómetro de fotones es un calorímetro electromagnético de alta resolución y granularidad hecho de cristales centelladores y celdas de detección de cristales de plomo y tungsteno mejor conocidas como $PbWO_4$, el PHOS está subdividido en 5 módulos independientes colocados en la parte baja de ALICE ubicado a 4.6 m de distancia radial del tubo del haz, con un área de 8 m^2 y cubre una pseudorapidez de $|\eta| < 0.12$ sus principales objetivos son:

- Medir las propiedades térmicas y dinámicas de la fase inicial de la colisión, a través de las señales dejadas por los electrones y fotones.
- Identificar fotones de los decaimientos de los mesones neutros π^0 y η .

2.3.9. Calorímetro electromagnético: EMcal

El EMcal[45] ó calorímetro electromagnético mide fotones de los decaimientos de π^0 y η al igual que el PHOS pero es más grande que este pues tiene una aceptación de aproximadamente el 23% de espacio fase en la region central pero ofrece menor granularidad y resolución que el detector PHOS, este detector se encuentra en posición opuesta al PHOS. Fue añadido después al experimento ALICE pues su construcción se inicio en el 2008.

2.3.10. El detector de rayos cósmicos del ALICE: ACORDE

ACORDE [46] o detector de rayos cosmicos del ALICE consta de 60 grandes centelladores que se utilizan como trigger L0 de rayos cósmicos, pues con este detector se puede detectar muones atmosféricos y eventos multi-muón permitiendo de esta manera estudiar rayos cósmicos muy energeticos. Otra tarea importante de este detector ha sido la calibración de la TPC.

En la construcción, diseño y operación del detector ACORDE han trabajado varias decenas de científicos de todo el mundo. Entre ellos, un grupo de científicos mexicanos del Instituto de Ciencias Nucleares (ICN), el Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM), el Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional (CINVESTAV) y Benemérita Universidad de Puebla (BUAB).

Capítulo 3

Marco de trabajo del experimento ALICE

En este capítulo se describirán las herramientas computacionales necesarias para el análisis de datos de ALICE. Después se explicarán las manera de identificar partículas en TPC y TOF.

3.1. Root

Root [47] es un software que tiene herramientas que permiten el procesamiento de datos siendo capaz de realizar diversas tareas como son: generación de eventos, simulación de los detectores, reconstrucción del evento, adquisición, análisis de datos, almacenamiento de datos, simulación del detector y visualización. Este software está compuesto de un conjunto da clases de C++ y un interprete de comandos en este lenguaje.

3.2. AliRoot

El marco de trabajo de ALICE, AliRoot [48], comenzó en 1998 y se ha desarrollado y mejorado continuamente gracias a los miembros de la Colaboración ALICE. AliRoot contiene información de los detectores y todas las herramientas para el análisis de datos permitiendo hacer estudios a nivel reconstrucción y simulación en ALICE. En este software también es posible hacer simulación de colisiones, transporte a través del detector y finalmente reconstrucción de los eventos.

El marco de trabajo de ALICE está esquematizado en la Figura 3.1, el proceso comienza en los puntos más altos de la izquierda y derecha que corresponde a los eventos generados y a los eventos reales respectivamente. A continuación explicare cada una de estas etapas [27].

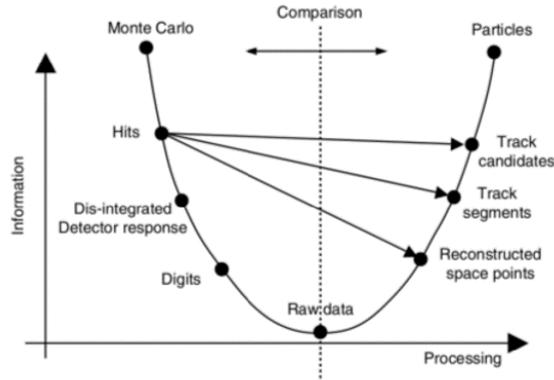


Figura 3.1: Representación esquemática de la cadena de procesamiento de datos simulados y reales donde cada uno de ellos siguen caminos paralelos [27].

- Fase de generación de eventos: Estos eventos pueden ser simulados o reales en la caso de simulaciones los datos son generados por medio de programas de simulación (ver extremo superior izquierdo de la parábola de la Figura 3.1) utilizando un generador de eventos como lo son Monte Carlo, PYTHIA, PHOJET y HERWING. La información producida por estos generadores de eventos nos permite conocer la cinemática de las partículas como lo son el momento, la carga, el proceso de producción, decaimientos, etc. Para el caso de eventos reales (ver extremo derecho de la curva de comparación de la Figura 3.1) obtenemos también la cinemática de las partículas producidas en la colisión las cuales son identificadas por medio de los detectores utilizando técnicas como: pérdida de energía por ionización, tiempo de vuelo, radiación Cherenkov y de transición, calorimetría electromagnética y filtro de muones.
- Fase de reconstrucción: En esta fase los datos son reconstruidos por medio de la señal que dejan las partículas al interactuar con varios elementos del detector en diferentes intervalos de tiempo. En esta fase las señales son combinadas para formar clusters, permitiendo determinar la posición o el tiempo de la partícula real. En el caso de partículas generadas cada una de estas partículas es transportada a través del material de los detectores mediante un simulador de transporte llamado Geant 3, que proporciona información de pérdida de energía, decaimientos, ionización y dispersión.
- Fase de digitalización: Si una partícula generada produce una señal en una parte sensitiva del detector se llama hit (como se puede ver en el punto Hits de la Figura 3.1), para el caso de partículas reconstruidas este hit corresponde a obtener información por medio de las señales Track candidates, Tracks segments y Reconstructed space points como se puede ver en la Figura 3.1. la correspondiente señal digital de salida del detector se almacena como un dígito sumable tomando en cuenta la función de respuesta del detector, los dígitos sumables permiten unir eventos sin la duplicación de ruido, en este último paso las datos son almacenados en un formato de hardware específico del detector, esto se conoce como raw data (ver el punto mínimo de la

curva de la Figura 3.1).

- Fase de reconstrucción de trazas: Como la mayoría de los detectores de ALICE son detectores de trazas, cada partícula cargada que atraviesa los detectores deja un número de señales que miden la posición de los puntos en el espacio por los que pasó la partícula. Los algoritmos de reconstrucción ajustan los puntos en el espacio para formar trazas, las trazas de las partículas se aproximan mediante una hélice¹ y están parametrizados por la curvatura y los ángulos respecto a los ejes coordenados.

3.3. Identificación de partículas con TPC

A partir de la información de pérdida de energía (dE/dx) para la traza de una partícula, en la TPC se obtiene el número de clusters asignados a esta traza, donde se puede tener hasta un máximo de 160 muestras extraídas del número de clusters. La distribución de la señal producida por la carga total Q_{tot} , es decir, la carga de cada línea de pads de la TPC, es una distribución de Landau debido a la gran transferencia de energía de los electrones δ . Al medir la pérdida de energía hay una tendencia hacia los valores de pérdida de energía más altos, esto conduce a un problema ya que el promedio total de la pérdida de energía (descrito en la sección 1.7.2) no sería un buen estimador de la pérdida de energía media, este problema se resuelve tomando en cuenta que su comportamiento sería más bien el de una distribución gaussiana, para obtener esta distribución se usa sólo una parte de la muestra utilizando el método de la media truncada. El método se define como el promedio sobre $m = \eta n$ que son los valores más bajos entre las muestras de $n_{cluster}$ [49].

$$\langle S \rangle_\eta = \frac{1}{m} \sum_{i=0}^m Q_i \quad (3.1)$$

Donde $i = 0, \dots, n$ y $Q_{i-1} < Q_i$ para toda i . Después de muchos procesos de optimización se ha fijado para la TPC de ALICE un valor de $\eta = 0.7$ con lo cual se obtienen valores de $\langle S \rangle_\eta$ que siguen una distribución Gaussiana. El valor obtenido de $\langle S \rangle_\eta$ se le conoce como señal de la TPC y representa la pérdida de energía (dE/dx) media en la TPC.

Para la identificación de partículas cargadas dentro de la TPC se hace uso de la pérdida de energía de la partícula al atravesar un medio pues en general cuando una partícula cargada atraviesa un medio esta ioniza a los átomos que hay a su paso teniendo la pérdida de energía de la partícula cargada y esta es característica de la partícula en cuestión pues conociendo la cantidad de energía pérdida se puede saber de que tipo de partícula se trata. De esta manera la pérdida de energía tiene un comportamiento descrito por la función de Bethe-Bloch (descrito en la sección 1.7.2). Para poder utilizar esta función como método de identificación, las constantes deben ser parametrizadas y optimizadas para el detector TPC. En ALICE se utiliza la parametrización de ALEPH propuesta por Blum y Rolandi [49].

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{P_0}{\beta^{P_3}} \left[p_1 - \beta^{P_3} - \ln \left(p_2 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{P_4}} \right) \right] \quad (3.2)$$

¹La hélice es la que describe la trayectoria de la partícula cargada moviéndose en un campo magnético uniforme cuyo radio es $R = \frac{mv}{qB}$

Los parámetros P_i dependen de la muestra de datos a analizar.

En el análisis que se presenta en este trabajo se utilizó la parametrización de Bethe Bloch (ALEPH) para identificar las partículas utilizando un corte en el número de desviaciones estándar ($N - \sigma$), donde si una partícula se encuentra dentro de $\pm 3\sigma$ de la curva predicha por ALEPH² se etiqueta como pión, kaón o protón; dependiendo del tipo de hipótesis de masa utilizada para la parametrización.

En la Figura 3.2 se muestra la pérdida de energía como función del momento, así como la parametrización de Bethe-Bloch para cada tipo de partícula, en donde se observan cinco partículas diferentes, las cuales son: electrones, piones, kaones, protones, deuterio y tritio, sin embargo, en este trabajo el interés se enfoca en piones y kaones.

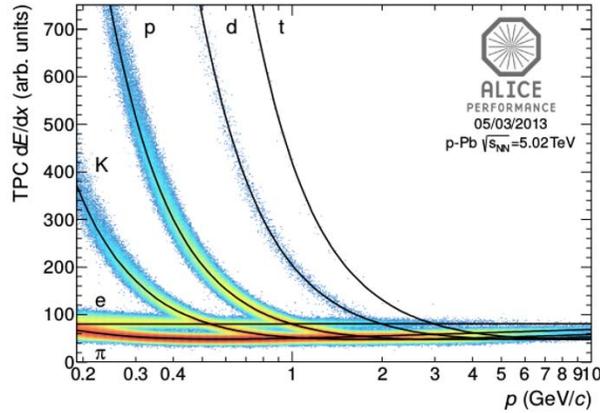


Figura 3.2: Espectro dE/dx del detector TPC, donde se muestran las curvas parametrizadas de Bethe-Bloch para cada partícula de las señales procedentes de colisiones p-Pb. Tomada de [49].

3.4. Identificación de partículas con TOF

Para el detector TOF la identificación de partículas está basada en el tiempo de vuelo que le toma a la partícula para ir desde el vértice primario a los pads sensitivos de TOF, la identificación de partículas en TOF se basa en la comparación entre el tiempo de vuelo medido por TOF (t_{TOF}) (es el tiempo que se mide desde que la partícula sale del vértice y llega al detector) y el tiempo esperado ($t_{exp,i}$), este tiempo esperado se calcula como la suma sobre k de pequeños incrementos de tiempo $\Delta t_{i,k}$ de una partícula de masa m_i y momento p_k que viaja a lo largo de cada etapa de propagación k (de longitud Δl_k) esto se expresa de la siguiente manera [49]:

$$(t_{exp,i}) = \sum_k \Delta t_{i,k} = \sum_k \frac{\sqrt{p_k^2 + m_i^2}}{p_k} \Delta l_k \quad (3.3)$$

²ALEPH fue uno de los cuatro detectores de partículas del Gran Colisionador Electrón-Positrón, (LEP) que funcionó entre 1989-2000 en el CERN.

Para llevar a cabo la identificación de partículas en TOF es necesario definir $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,i}$ donde se resta t_0 . La resolución para la hipótesis de masa i ($\sigma_{PID,i}$) es la combinación de las resoluciones: del tiempo del detector (σ_{TOF}), del tiempo cero (σ_{t_0}) y la de la traza σ_{texp} así, la expresión esta dada por:

$$\sigma_{PID,i} = \sigma_{TOF} + \sigma_{t_0} + \sigma_{texp} \quad (3.4)$$

Donde σ_{texp} esta definida como:

$$\sigma_{texp}^2 = \left(\frac{\Delta p \cdot t_{exp,i}}{1 + \frac{p^2}{mi^2}} \right)^2 \quad (3.5)$$

suponemos que la resolución sobre la longitud de la traza es insignificante con respecto al momento y Δp . La separación de las partículas se muestra en la Figura 3.3 la cual se basa en la diferencia entre el tiempo de vuelo observado ($t_{TOF} - t_0$) y el tiempo esperado ($t_{exp,i}$) para todos los tipos de partículas (π , K y p). La separación de las partículas esta dada en terminos de $n\sigma$ como:

$$n\sigma_i = \frac{t_{TOF} - t_0 - t_{exp,i}}{\sigma_{PID,i}} \quad (3.6)$$

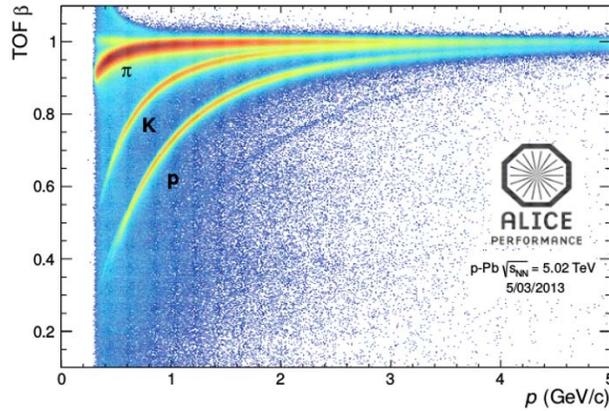


Figura 3.3: La señal del TOF como función del momento, las bandas claras corresponden a cada tipo de partícula. Tomada de [49].

Como ya sabemos t_{TOF} es el tiempo de vuelo que le toma a la partícula viajar desde el vértice reconstruido hasta la superficie sensitiva de TOF y L es la trayectoria descrita por la traza, en terminos de la longitud tenemos que la velocidad β se define como: ($\beta = L/t_{TOF} \cdot c$) donde c es la velocidad de la luz.

Capítulo 4

Análisis de datos: Medición de la producción de $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$

4.1. Análisis y Resultados

En este capítulo se describirán las características de selección de eventos y trazas de las partículas correspondientes para la identificación de las resonancias mesónicas $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$.

4.2. Selección de eventos

Se analizaron datos de colisiones p-Pb a una energía de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV reconstruidos por ALICE a inicios del 2013. Debido al diseño del magneto 2 en 1 del LHC la energía de los dos haces no se puede ajustar de forma independiente lo que lleva a tener diferentes energías por haz ocasionando que el centro de masa del sistema esté desplazado con respecto al sistema de laboratorio con una rapidez de $Y_N = -0.465$ en la dirección del haz del protón.

Se seleccionaron eventos que pasaron los siguientes cortes estándar:

- 1.- Los eventos son aceptados si tienen vértice primario reconstruido en el detector SPD.
- 2.- Que la coordenada z del vértice primario se encuentra entre ± 10 cm del punto nominal de interacción.

La multiplicidad en los eventos se obtiene en términos del porcentaje del estimador de multiplicidad proporcionado por el detector VZEROA (lado del pPb). Las clases de multiplicidad son: 0-5 %, 5-10 % (alta multiplicidad-colisiones más centrales), 10-20 %, 20-40 %, 40-60 %, 60-80 % (baja multiplicidad-colisiones más periféricas) y 0-100 % (sesgo mínimo). En la Figura 4.1 podemos ver que si graficamos el número de eventos contra la amplitud en el VZERO corresponde a tomar todos los eventos de la sección eficaz pero si solo tomamos un pequeño porcentaje de 0 a 5 % de la sección eficaz eso corresponde a las colisiones más centrales y que son las que ocurren con menos probabilidad mientras que las colisiones de 10 a 20 % ... 60 a 80 % ocurren con mayor probabilidad y corresponden a colisiones más periféricas.

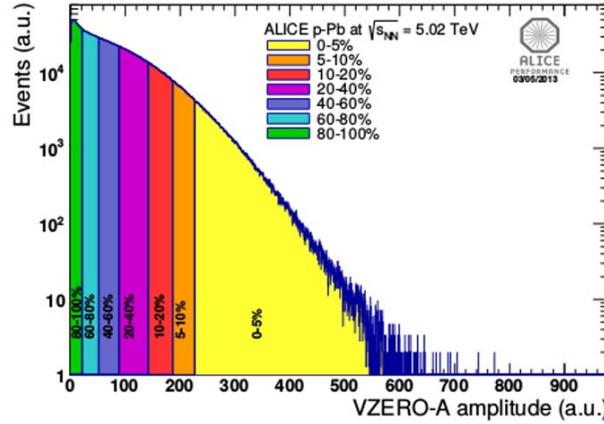


Figura 4.1: Número de eventos contra la amplitud en el VZERO de 0 a 100 % corresponde a tomar toda la sección eficaz. Tomada de 49.

La multiplicidad correspondiente a rapidez central en el análisis de esta tesis se muestra en la Tabla 4.1. Para sesgo mínimo se analizaron del orden de 20 millones de eventos.

Multiplicidad %	$\langle dN_{ch}/d\eta_{lab} \rangle$	Numero de eventos para la $K^*(892)^0$	Numero de eventos para la $\phi(1020)$
0-5	45 ± 1	$4.875e^{+6}$	$1.04112e^{+6}$
5-10	36.2 ± 0.8	$4.878e^{+6}$	$1.0457e^{+6}$
10-20	30.5 ± 0.7	$9.804e^{+6}$	$2.09599e^{+6}$
20-40	23.2 ± 0.5	$1.955e^{+7}$	$4.1877e^{+6}$
40-60	16.1 ± 0.4	$1.953e^{+7}$	$4.1874e^{+6}$
60-80	9.8 ± 0.2	$2.013e^{+7}$	$4.32264e^{+6}$

Tabla 4.1: El número de eventos de las resonancias $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ en cada clase de multiplicidad.

4.3. Selección de trazas

Para estudiar las resonancias mesónicas $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ fue necesario reconstruir algún canal de decaimiento.

- Para $K^*(892)^0$ utilizamos el decaimiento en un kaón y un pión $K^*(892)^0 \rightarrow K^{+-} \pi^{-+}$, que es el mas probable y cuya razón de decaimiento es, $BR^1 = 66.6\%$.
- Para $\phi(1020)$ utilizamos el decaimiento en dos kaones $\phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$ que tiene una razón de decaimiento, $BR = 48.9\%$.

¹Branching Ratio, por sus siglas en inglés, para algún modo de decaimiento es el cociente del número de decaimientos en ese canal entre el número de decaimientos en los diferentes canales.

Los piones y los kaones fueron seleccionados a través de trazas procedentes de un vértice común y que pasan los siguientes cortes de calidad estándar que se muestran en la Tabla 4.2:

Cortes de Calidad Estándar	
Corte solo en la traza	Análisis combinado TPC-TOF
Número de filas cruzadas en la TPC	> 70
Razón de filas cruzadas sobre los clusters en TPC	> 0.8
χ^2 por cluster en la TPC	< 4.0
χ^2 por trazas globales en la TPC	< 36.0
Rechaza a las hijas de los kinks	si
Requiere reajuste con ITS	si
Requiere reajuste con TPC	si
Número de clusters en el SPD	≥ 1
Distancia de mínimo acercamiento en el plano XY, $DCA_r(p_T)$	$< 0.0105 + 0.0350 * p_T^{-1,01}$
Distancia de mínimo acercamiento a lo largo del eje z, DCA_z	< 2.0 cm
Cortes cinemáticos y aceptación	
Rango de momento transverso, p_T	> 0.15 GeV
Rango de pseudorapidez, η	[0.8, -0.8]

Tabla 4.2: Cortes de calidad estándar. Tomada de [50].

Además las parejas reconstruidas han sido seleccionados en el rango de rapidez de $0.0 < y_{\text{CMS}} < 0.5$ ($-0.465 < Y_{\text{lab}} < 0.035$).

4.4. Identificación de partículas con TPC y TOF

Las trazas que sobrevivieron a los cortes de calidad estándar (ver tabla 4.2) fueron identificadas como piones o kaones combinando información de las señales de TPC y TOF, ambos detectores deben registrar la misma señal.

Para la $K^*(892)^0$ [50]:

- Si la señal se registra en el TOF, $\sigma^{\text{TOF}} \leq 3$ y $\sigma^{\text{TPC}} \leq 2$ para $p_T > 0.3$ GeV/c.
- Si la señal no se registra en el TOF, $\sigma^{\text{TPC}} \leq 2$, $p_T > 0.15$ GeV/c.

Utilizamos un corte en la TPC de 2σ en lugar de 3σ ya que mejora significativamente la extracción de la señal [49].

Para la $\phi(1020)$ utilizamos la estrategia del PID combinado [49]:

Se combina la señal de TOF y de la TPC. De esta manera la TPC proporciona información de la traza a bajo momento transverso $p_T < 1$ GeV/c y TOF contribuye a reducir el ruido de alto momento

trasverso $p_T > 5\text{GeV}/c$. Entonces cuando una traza es identificada con TOF se toma en cuenta y cuando este no es el caso se toma la información de la TPC. Para los kaones se utiliza el corte en $N\sigma$ de $|n\sigma_{K,TPCTOF}| < 3$ [53].

4.5. Masa Invariante

Después de identificar a los kaones y los piones con el método de $N - \sigma$, como parte de la información obtenida es la energía (E) y el momento (p) de cada una de las hijas, con esto se puede calcular la masa invariante de $K^*(892)^0$ y de $\phi(1020)$ como función de la energía y el momento de cada una de sus dos hijas. Si a cada una de ellas se les designa por los subíndices 1 y 2 respectivamente, entonces la ecuación de la masa invariante esta dada por [49]:

$$M_{inv}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\bar{P}_1 + \bar{P}_2)^2 \quad (4.1)$$

Donde \bar{P}_1 y \bar{P}_2 representa el momento de cada una de las hijas. Las Figuras 4.2, 4.3 y 4.4 muestran la distribución masa invariante de la $K^*(892)^0$ junto al ruido de eventos mixtos (ver sección 4.6) y mismo signo (ver sección 4.6) en los rangos de p_T desde 0.10 hasta 12.00 GeV/c , en todos estos rangos de momento transversal se puede ver que hay un pico prominente alrededor de $M_{K\pi} \approx 0.896 \text{ GeV}/c$ correspondiente al rango de masa de esta resonancia. En las figuras 4.5 y 4.6 se muestra la distribución de masa invariante de $\phi(1020)$ en los rangos de p_T desde 0.4 hasta 10.00 GeV/c , en estos rangos de momento transversal se puede ver que hay un pico prominente alrededor de $M_{KK} \approx 1.02 \text{ GeV}/c$ correspondiente al rango de masa de esta resonancia.

4.6. La extracción de la señal

Las señales de $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ se obtienen por medio de la masa invariante y esta es reconstruida a través de su principal canal de decaimiento. La señal se forma a través de los pares de signo contrario, es decir $K^+\pi^-$ para la $K^*(892)^0$ y K^+K^- para $\phi(1020)$, estos pares son identificados en los mismos eventos en función del momento transversal y de la multiplicidad. Alrededor de la señal podemos ver ruido que provienen de combinaciones aleatorias de partículas que apuntan al mismo vértice de producción. Por lo tanto para modelar el ruido se pueden seguir dos estrategias [51]:

Mismo signo

Este tipo de ruido es proveniente de pares de partículas con el mismo signo pues si la $K^*(892)^0$ decae en un pión y un kaon de signo opuesto, el ruido sería: $K^+\pi^+$ o también $K^-\pi^-$, de igual manera para el caso de la $\phi(1020)$ el ruido proviene de K^+K^+ o bien de K^-K^- , este ruido es construido por separado y después se combina por medio de una media geométrica, de acuerdo con la fórmula:

$$LS = 2\sqrt{y_{++}y_{--}} \quad (4.2)$$

Donde y_{++} y y_{--} es el número de pares $++$ y $--$ respectivamente, la incertidumbre asociada a este ruido viene dada por:

$$\delta LS = \sqrt{\frac{y_{++}^2(\delta y_{--})^2 + y_{--}^2(\delta y_{++})^2}{y_{++}y_{--}}} \quad (4.3)$$

El ruido del método mismo signo no se tiene que normalizar y se puede restar directamente de la señal reconstruida de pares de diferente signo $K^{+-}\pi^{+-}$ para la $K^*(892)^0$ y los pares de K^+K^- para la $\phi(1020)$.

Eventos mixtos

En este método la construcción del ruido se basa principalmente en mezclar eventos, cada evento analizado es mezclado con otros cinco eventos, en los que para un par de eventos se requiere que [49]:

- 1.-La diferencia de la componente z del vértice primario sea menor que 1cm.
- 2.-La diferencia porcentual en multiplicidad sea menor de 10 %.

Este tipo de ruido es normalizado de tal manera que las entradas de la distribución resultante después de la substarcción de este ruido son positivos (teniendo una distribución positiva).

Las Figuras 4.2, 4.3 y 4.4 muestran la distribución de masa invariante de $K^*(892)^0$ junto al ruido de eventos mezclados y mismo signo en los bins de p_T desde 0.10 hasta 12.00 GeV/c, en todos estos rangos de momento transversal se puede ver que hay un pico prominente alrededor de $M_{K\pi} \approx 0.896$ GeV/c correspondiente al rango de masa de esta resonancia.

Por otro lado las figuras 4.5 y 4.6 muestran la distribución de masa invariante de $\phi(1020)$ junto con el ruido de eventos mezclados y mismo signo en los bins de p_T desde 0.4 hasta 10.00 GeV/c, en estos rangos de momento trasverso se puede ver que hay un pico prominente alrededor de $M_{KK} \approx 1.02$ GeV/c correspondiente al rango de masa de esta resonancia.

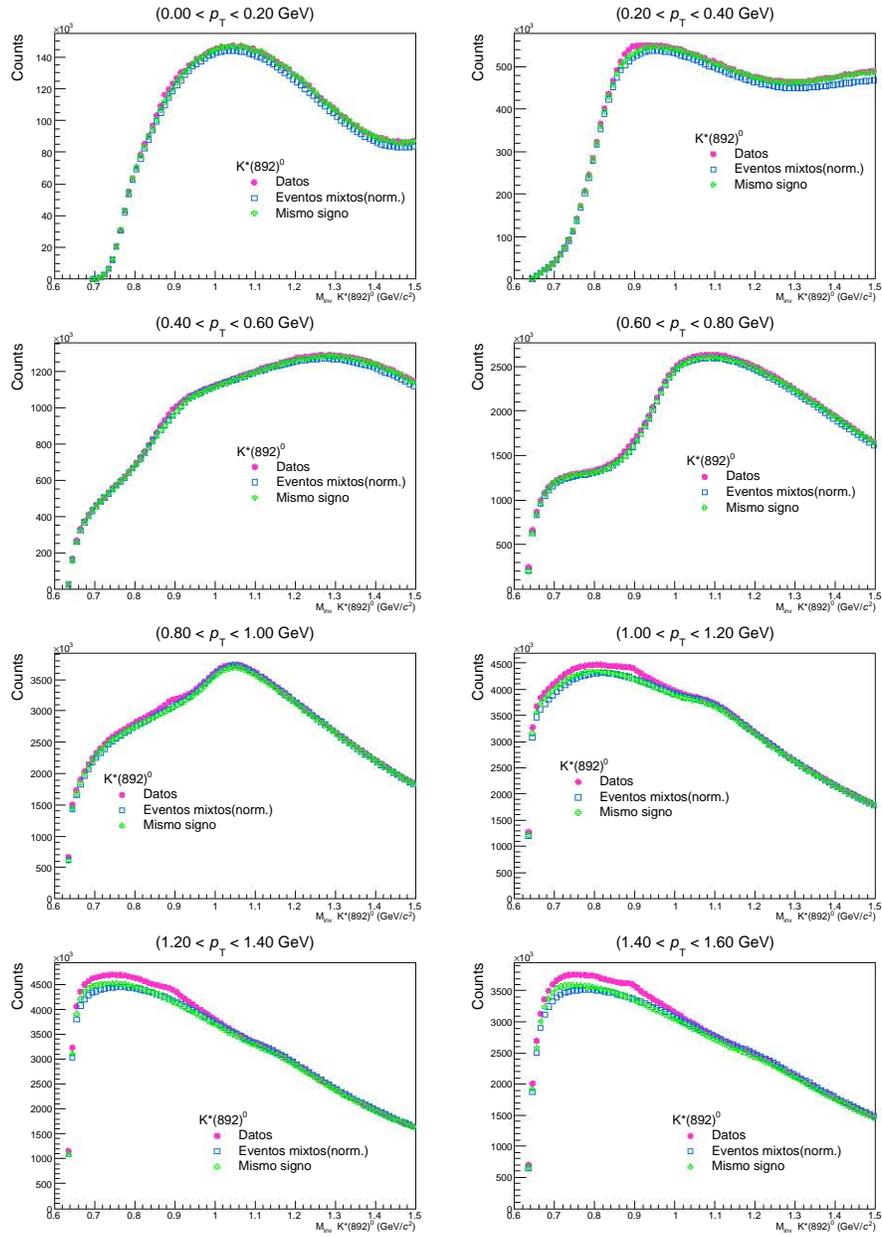


Figura 4.2: La figura muestra diferentes intervalos de p_T desde 0.20 hasta 1.60 GeV/c , en donde se aprecia las distribuciones de pares de diferente signo $K^{+-}\pi^{-+}$ (rosa), el ruido de mismo signo (verde) y el ruido de eventos mixtos (azul) para la clase de multiplicidad de 0 a 100% (sesgo mínimo).

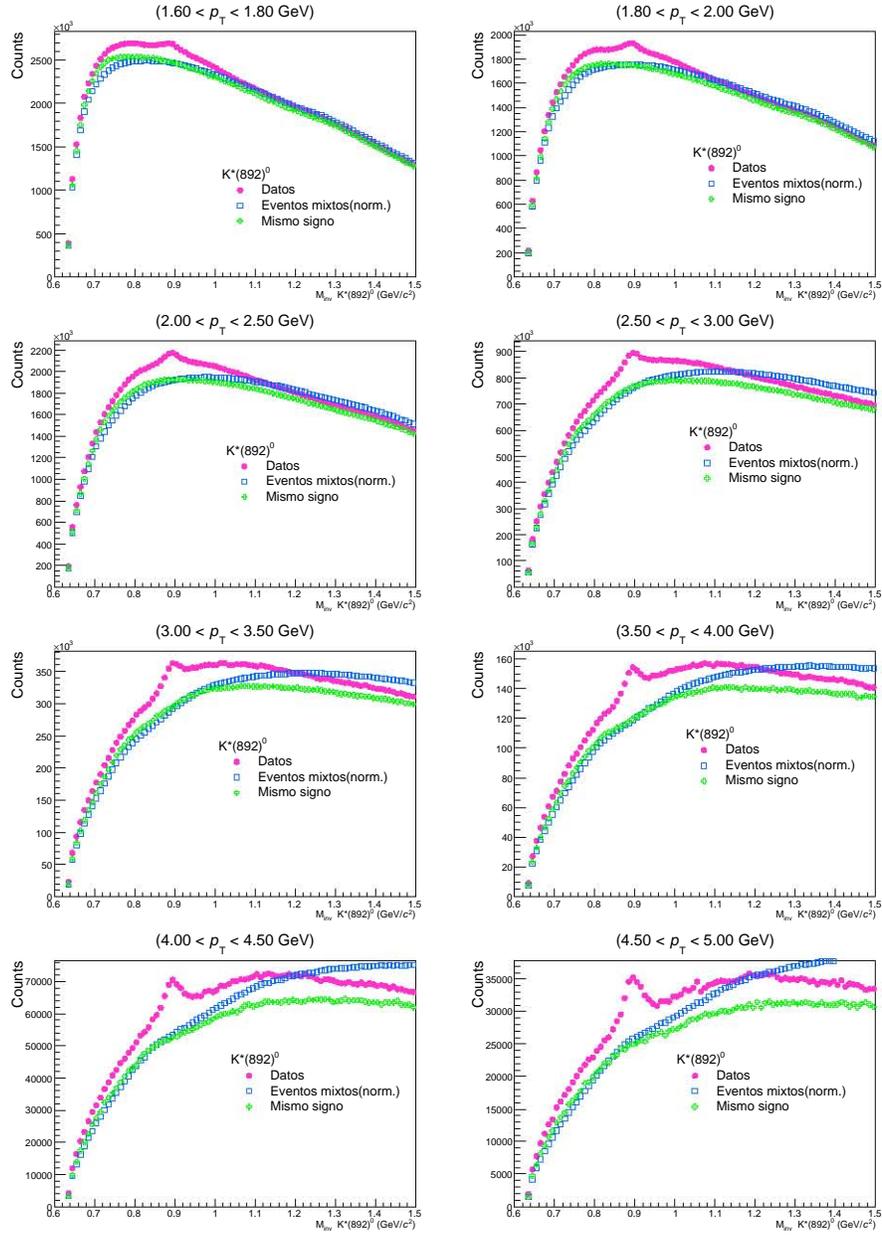


Figura 4.3: La figura muestra diferentes intervalos de p_T desde 1.60 hasta 5.00 GeV/c , en donde se aprecia las distribuciones de pares de diferente signo $K^+\pi^-$ (rosa), el ruido de mismo signo (verde) y el ruido de eventos mixtos (azul) desde p_T para la clase de multiplicidad de 0 a 100 % (sesgo mínimo).

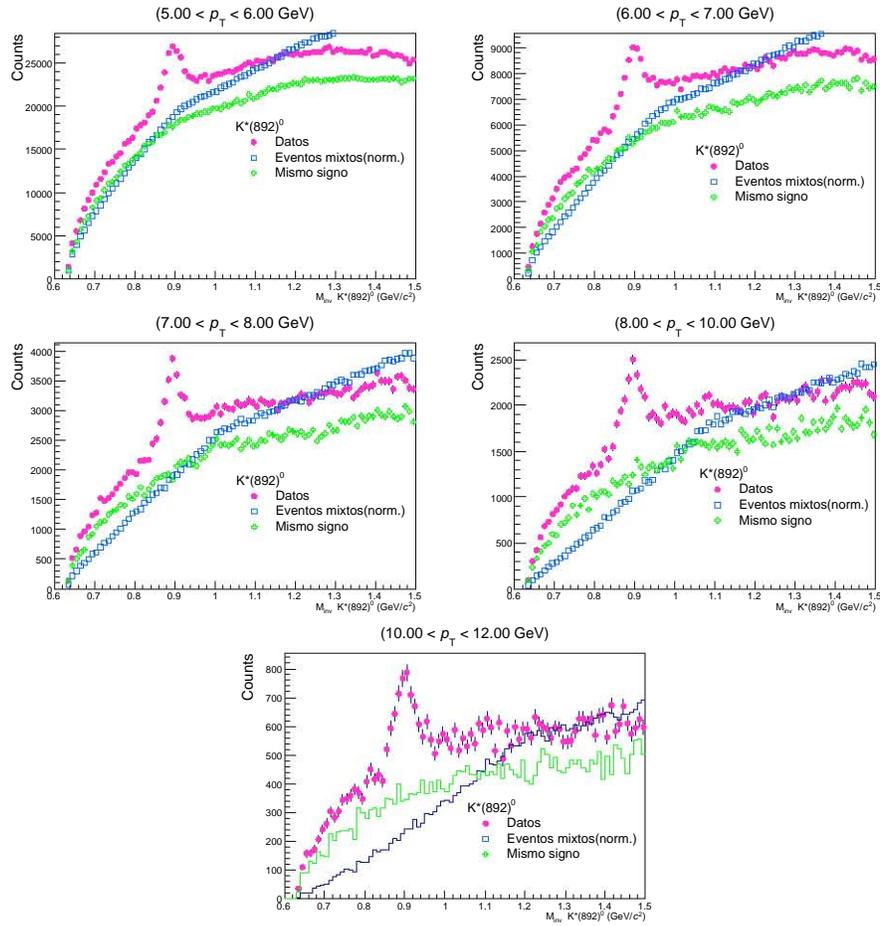


Figura 4.4: La figura muestra diferentes intervalos de p_T desde 5.00 hasta 12.00 GeV/c, en donde se aprecia las distribuciones de pares de diferente signo $K^{+-}\pi^{-+}$ (rosa), el ruido de mismo signo (verde) y el ruido de eventos mixtos (azul) para la clase de multiplicidad de 0 a 100 % (sesgo mínimo).

Durante el análisis de $K^*(892)^0$ se logró apreciar la señal a bajo momento transversal p_T , desde 0.1 GeV/c hasta 12.00 GeV/c, también se intentó con un rango de momento transversal de 12.00 a 15.00 GeV/c pero la estadística no fue la suficiente como para extraer una buena señal en este rango. Para el análisis de $\phi(1020)$, las Figuras 4.5 y 4.6 muestran la señal junto con los dos tipos de (ruido mismo signo y eventos mezclados) en todos los bins de p_T que va desde 0.4 hasta 10.0 GeV/c.

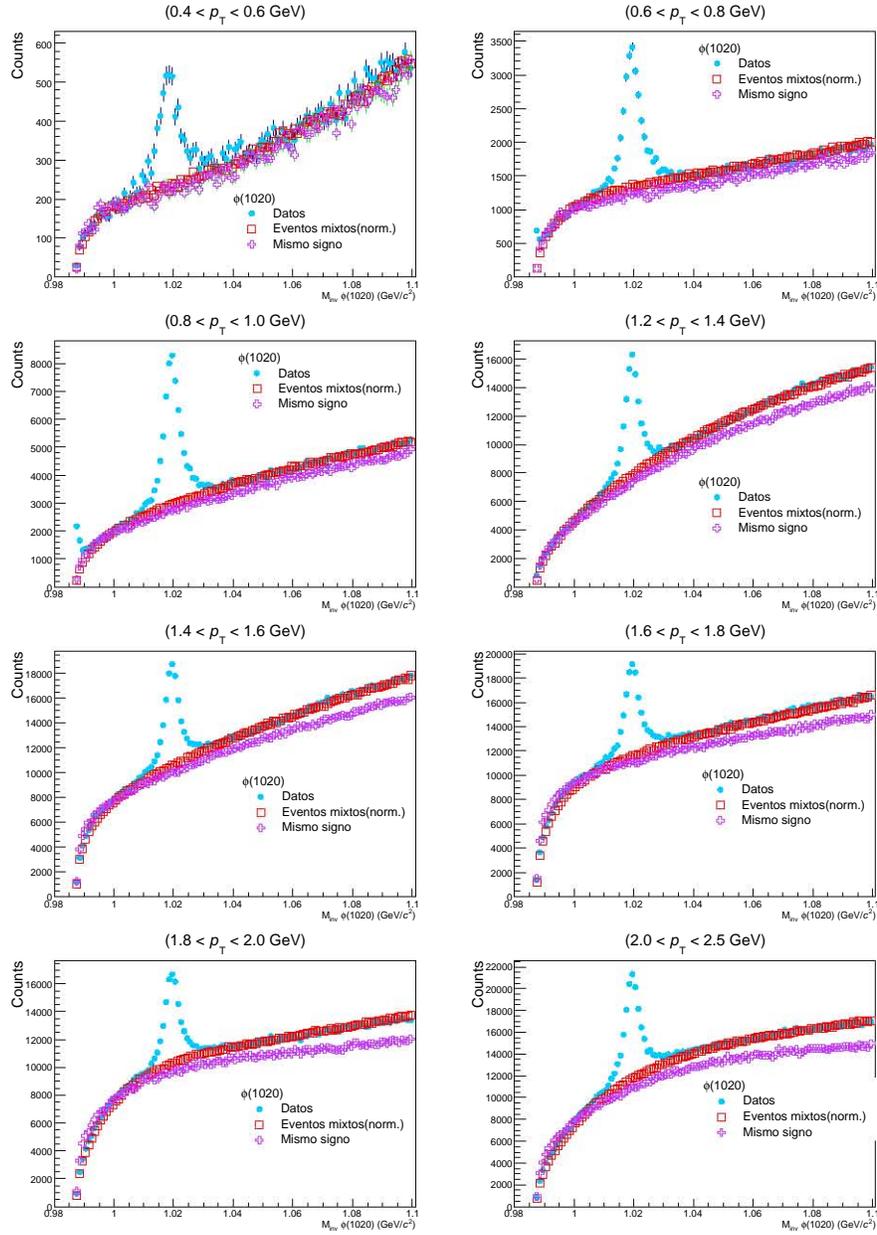


Figura 4.5: La figura muestra diferentes intervalos de p_T desde 0.4 hasta 2.5 GeV/c, en donde se aprecia las distribuciones de pares de diferente signo $K^+ K^-$ (azul), el ruido de mismo signo (morado) y el ruido de eventos mixtos (rojo) para el análisis de TPC-TOF PID para la clase de multiplicidad de 0 a 100 % (sesgo mínimo).

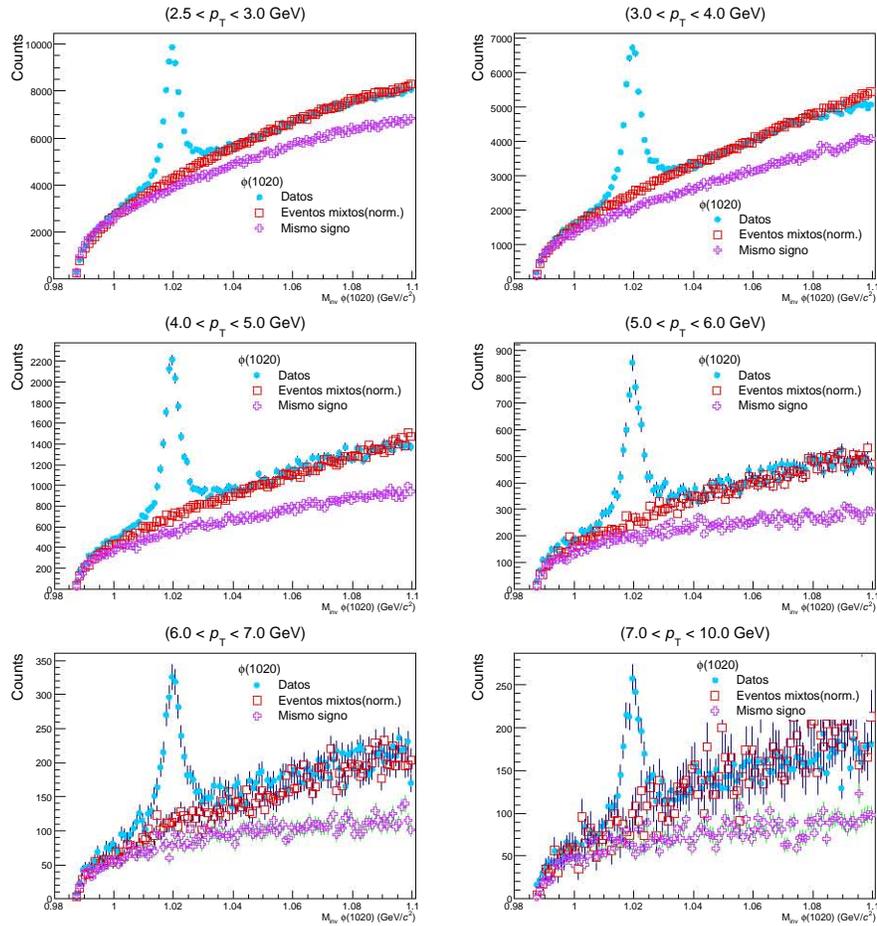


Figura 4.6: La figura muestra diferentes intervalos de p_T desde 2.5 hasta 10.0 GeV/c, en donde se aprecia las distribuciones de pares de diferente signo $K^+ K^-$ (azul), el ruido de mismo signo (morado) y el ruido de eventos mixtos (rojo) para el análisis de TPC-TOF PID para la clase de multiplicidad de 0 a 100% (sesgo mínimo).

4.7. Ajustes de la señal y el ruido residual

A pesar de sustraer el ruido a la señal utilizando alguno de los dos métodos (mismo signo o eventos mixtos) aún esta presente algo de ruido llamado ruido residual y este tiene que ser sustraído de la señal ajustando a este ruido una función polinómica.

Para sustraer este ruido residual es necesario primero ajustar el pico de la resonancia con alguna función que describa el comportamiento de la distribución de energía de esta, en este análisis utilizamos las funciones Breit-Wigner[52] y Voigtian [49].

Diferentes funciones son las que se ajustaron para tratar de describir este ruido residual desde polinomios de primer, segundo y tercer grado hasta funciones exponenciales, siendo el polinomio de segundo grado el que mejor describe a este ruido residual.

A continuación voy a describir las funciones que se utilizaron para ajustar el pico de las distribuciones de masa invariante.

4.7.1. Breit-Wigner

La función Breit-Wigner [52] describe la distribución de masa invariante de las resonancias en términos de energía, esto se debe a que la incertidumbre en la energía o en la masa es mayor en las resonancias que en un hadrón común.

El principio de incertidumbre de Heisenberg tiene la siguiente forma:

$$\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar \quad (4.4)$$

El cual sugiere que para partículas con muy corta vida habrá una incertidumbre significativa en la energía medida.

Por ejemplo si un π decae en un μ y un ν y el promedio de su vida media es de $2.6 \times 10^{-8} s$, esto significa que hay una incertidumbre en el tiempo dada por $\Delta t \sim \tau$, como tenemos una incertidumbre en el tiempo también tenemos una incertidumbre en la energía o en la masa del sistema, esto es:

$$\Delta m c^2 \sim \Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t} \sim \frac{6.58 \times 10^{-22} MeV \cdot s}{2.6 \times 10^{-8} s} \quad (4.5)$$

$$\frac{\Delta m}{m} \sim \frac{2.5 \times 10^{-14}}{140} \sim 2 \times 10^{-16} \quad (4.6)$$

Donde vemos que este Δm es despreciable respecto a su masa m y la incertidumbre relativa es pequeña. Si representamos en un gráfico la distribución de energía de este pión tenemos que la anchura de esta distribución es muy pequeña, tendiendo a cero como se puede ver en la Figura 4.7.

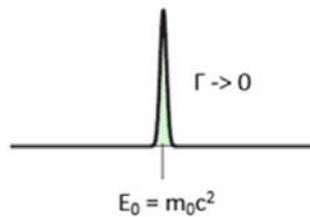


Figura 4.7: Distribución de energía para una partícula estable

Sin embargo, para el caso de un meson ρ su tiempo de vida es de $\sim 4.2 \times 10^{-24}$ y la incertidumbre de la masa es:

$$\Delta m \sim \frac{6.58 \times 10^{-22} MeV \cdot s}{4.2 \times 10^{-24}} \sim 160 MeV/c^2 \quad (4.7)$$

en el cual esta Δm no se puede despreciar en comparación de su masa $780 MeV/c^2$ y la incertidumbre relativa es muy grande $\frac{\Delta m}{m} \sim 0.21$

Ahora si graficamos esta distribución de energía (ver Figura 4.8) tenemos la forma de Lorentz o fórmula de la resonancia de Breit-Wigner para la distribución de energía (o masa) de partículas inestables como lo es la ρ , ϕ , K^{*0} , Λ , Ω , Ξ , entre otras resonancias.

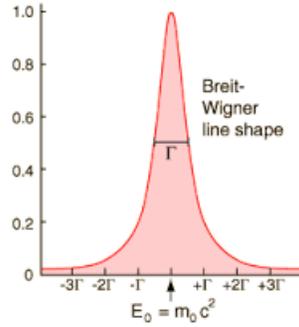


Figura 4.8: Distribución de energía para una hadrón inestable, es decir, de corta vida.

La función relativista Breit-Wigner es una distribución de probabilidad continua y tiene la siguiente función de densidad de probabilidad:

$$f(E) = \frac{k}{(E^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2} \quad (4.8)$$

Donde k es una constante de proporcionalidad igual a :

$$k = \frac{2\sqrt{2}M\Gamma\gamma}{\pi\sqrt{M^2 + \gamma}} \quad (4.9)$$

donde γ es

$$\gamma = \sqrt{M^2(M^2 + \Gamma^2)} \quad (4.10)$$

Frecuentemente esta ecuación se utiliza para modelar las resonancias en física de altas energías.

En este caso E es la energía en el centro de masa que produce la resonancia, M es la masa de la resonancia, Γ es la anchura de la resonancia (o anchura de decaimiento) que está relacionada con su vida media de acuerdo a su relación $\tau = 1/\Gamma$. De esta manera la probabilidad de producir una resonancia a una energía E esta dada por $f(E)$, de modo que si graficamos la distribución de energía de esta obtenemos una función Breit-Wigner (ver figura 4.8), para valores de E frente a un máximo en la masa M tenemos que $|E^2 - M^2| = M\Gamma$ donde $E - M = \Gamma/2$ para $M \gg \Gamma$). En el límite cuando $\Gamma \rightarrow 0$ la partícula se vuelve estable y queda descrita por una distribución Lorentziana (ver figura 4.7) y su anchura se agudiza infinitamente a $2M\delta(E^2 - M^2)$.

La forma de la distribución relativista Breit-Wigner surge de la del propagador de partícula libre que tiene un denominador de la forma $p^2 - M^2 + iM\Gamma$, este propagador en un sistema en reposo que es proporcional a la amplitud del decaimiento en mecánica cuántica es utilizado para reconstruir la resonancia.

$$k = \frac{\sqrt{k}}{(E^2 - M^2) + iM\Gamma} \quad (4.11)$$

La distribución de probabilidad resultante es proporcional al cuadrado de la amplitud por lo que la anterior distribución relativista Breit-Wigner tiene la ya descrita función de densidad de probabilidad.

4.7.2. Voigtian

La función Voigtiana [49] es un perfil resultante a partir de la convolución de dos mecanismos, uno de los cuales sólo producirá un perfil Gaussiano y el otro producirá un perfil de Lorentz.

El perfil Lorentziano describirá la señal de la resonancia ideal y el perfil de Gauss describirá la resolución del detector.

$$\frac{dN}{dm_{kk}} = \frac{A\Gamma}{(2\pi)^{3/2}\sigma} X \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(m_{kk} - m')^2}{2\sigma^2}\right] \frac{1}{(m' - M_0)^2 + \Gamma_0^2/4} dm' \quad (4.12)$$

En las Figuras 4.9, 4.10 y 4.11 se muestra los ajustes de la resonancia $K^*(892)^0$ por medio de una función Breit-Wigner + polinomio cuadrado, donde Breit-Wigner describe las distribuciones de energía de la resonancia, y el ruido residual es descrito mediante el polinomio cuadrado. El pico de la resonancia es fijado en un intervalo de $0.892 < m < 0.896$ GeV/ c^2 y el valor de la anchura $\Gamma_{K^*(892)^0} = 48.7 \pm 0.8$ MeV de acuerdo con el reportado en el PDG [17].

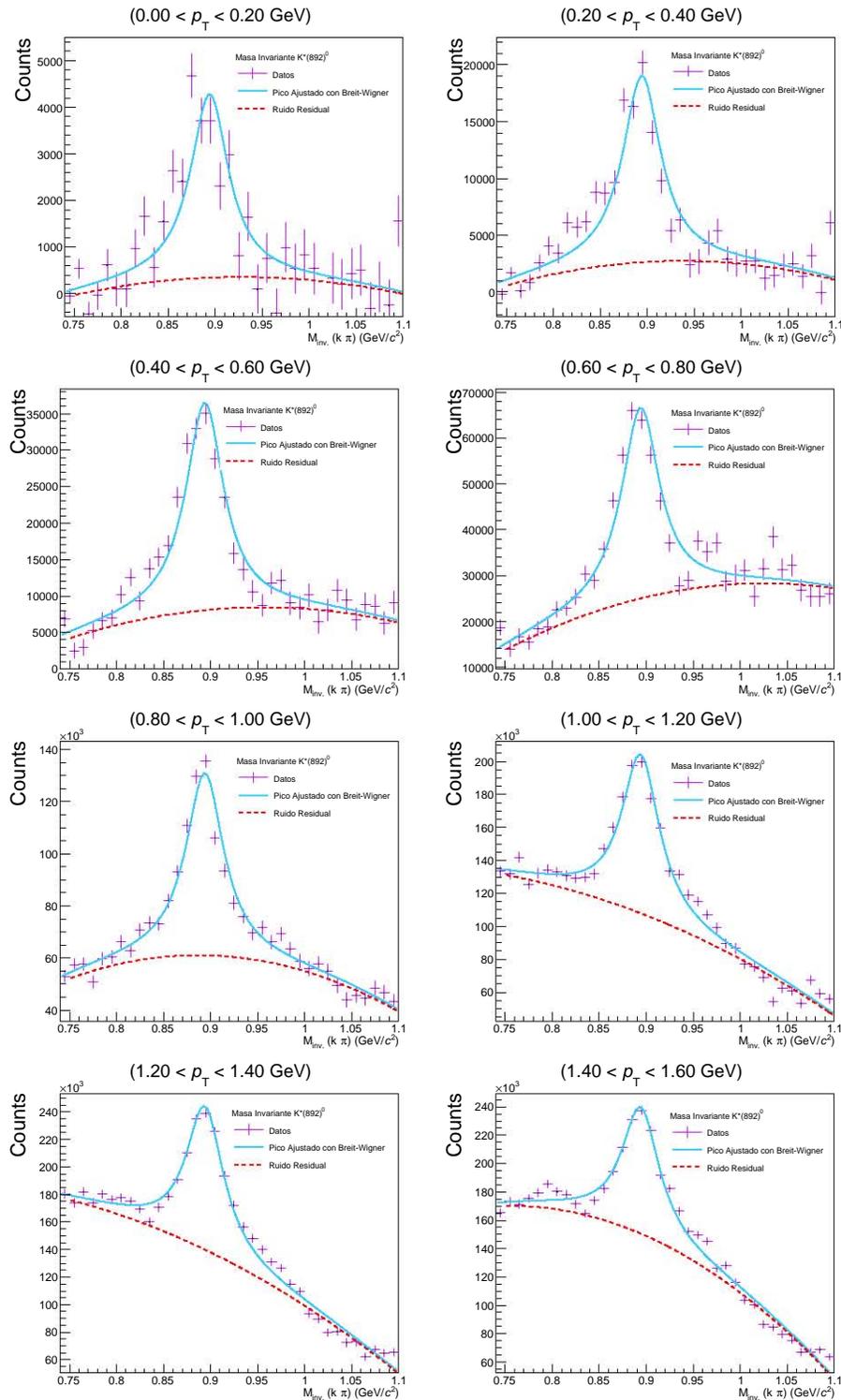


Figura 4.9: La figura muestra las distribuciones de masa invariante después de restarle el ruido de mismo signo de la $K^*(892)^0$ (violeta), el ajuste de esta distribución mediante una función Breit Wigner+polinomio cuadrado (azul) y el ruido residual es descrito por una polinomio cuadrado (rojo) para diferentes intervalos de p_T desde 0.20 hasta 1.60 GeV/c , para la clase de multiplicidad de 0 a 100% (sesgo mínimo).

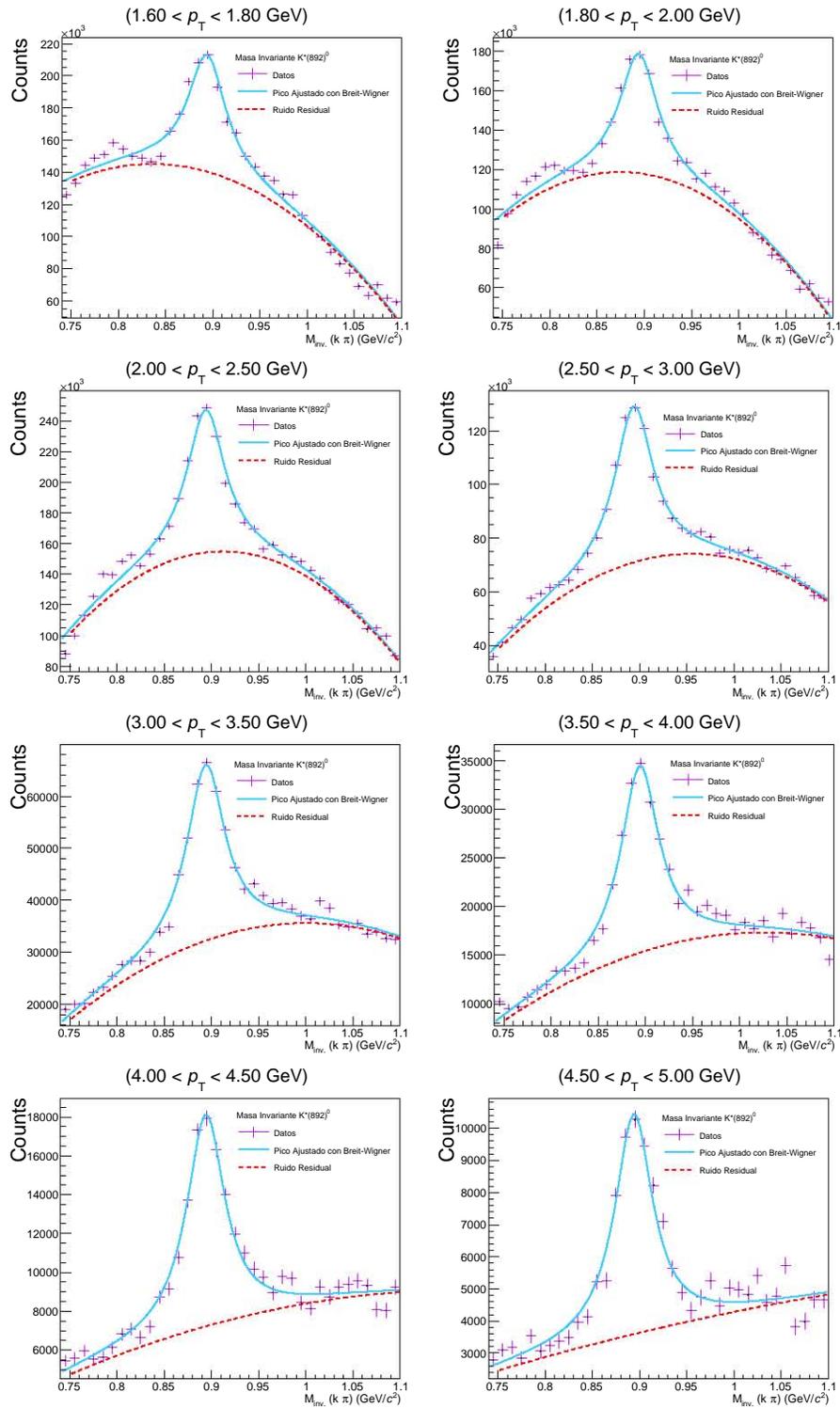


Figura 4.10: La figura muestra las distribuciones de masa invariante después de restarle el ruido de mismo signo de la $K^*(892)^0$ (violeta), el ajuste de esta distribución mediante una función Breit Wigner+polinomio cuadrado (azul) y el ruido residual es descrito por una polinomio cuadrado (rojo) para diferentes intervalos de p_T desde 1.60 hasta 5.00 GeV/c para varios rangos de p_T para la clase de multiplicidad de 0 a 100 % (sesgo mínimo).

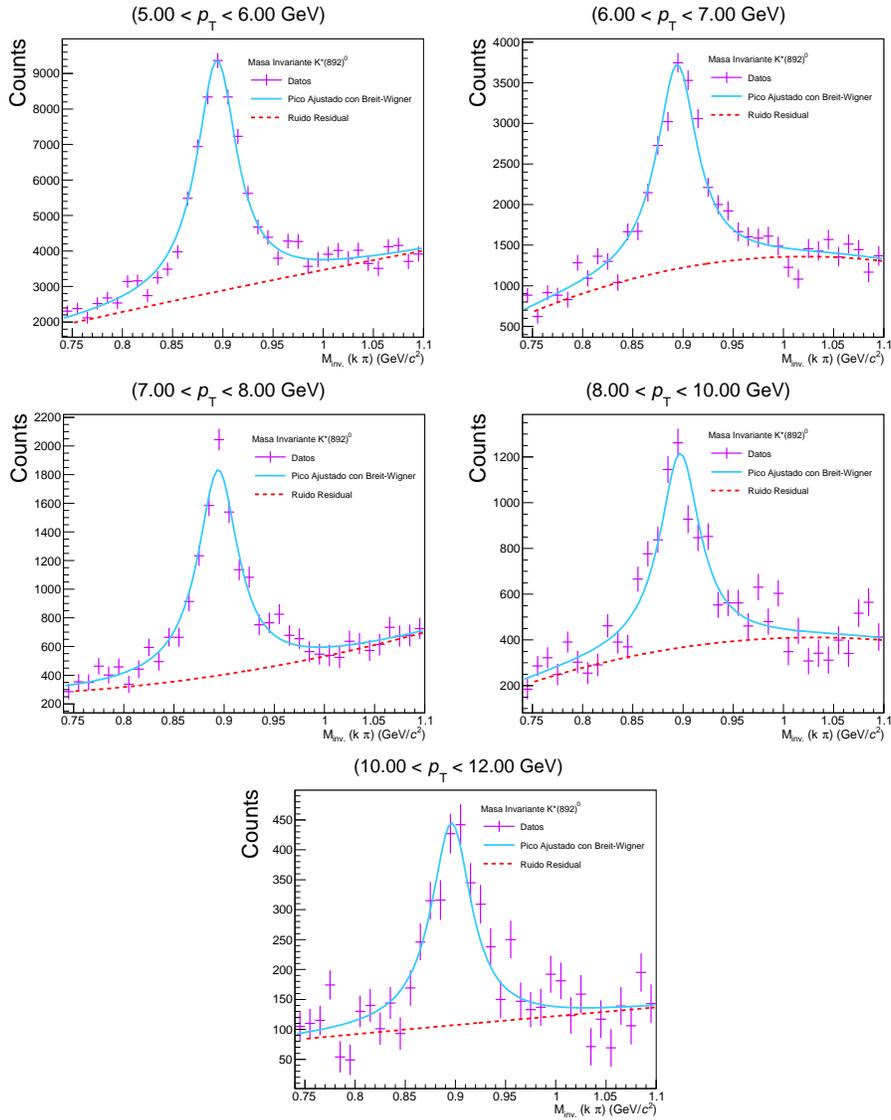


Figura 4.11: La figura muestra las distribuciones de masa invariante después de restarle el ruido de mismo signo de la $K^*(892)^0$ (violeta), el ajuste de esta distribución mediante una función Breit Wigner+polinomio cuadrado (azul) y el ruido residual es descrito por una polinomio cuadrado (rojo) para diferentes intervalos de p_T desde 5.00 hasta 12.00 GeV/c para la clase de multiplicidad de 0 a 100 % (sesgo mínimo).

En estas distribuciones ajustadas se puede observar la presencia de un pico muy pequeño en el intervalo de 1.20 a 2.50 GeV/c se piensa que este pequeño pico son efectos de ruido aun presente en el análisis, a pesar de haber substraído el ruido con el método de mismo signo [50], a este pequeño pico no se le realiza ningún ajuste ya que no es de nuestro interés estudiarlo solamente lo ignoramos y realizamos los ajustes de Breit Wigner + polinomio cuadrado a la resonancia de nuestro interés.

En las Figuras 4.12 y 4.13 se muestra los ajustes de la resonancia $\phi(1020)$ por medio de una función

Voigtian + polinomio cuadrado, donde la función Voigtiana describe las distribuciones de energía de la resonancia y el ruido residual es descrito mediante el polinomio cuadrado.

El pico de la resonancia es fijado en un intervalo de $1.01 < m < 1.03 \text{ GeV}/c^2$ y el valor de la anchura en $\Gamma_{\phi(1020)} = 4.26 \pm 0.04 \text{ MeV}$ de acuerdo con el reportado en el PDG [17].

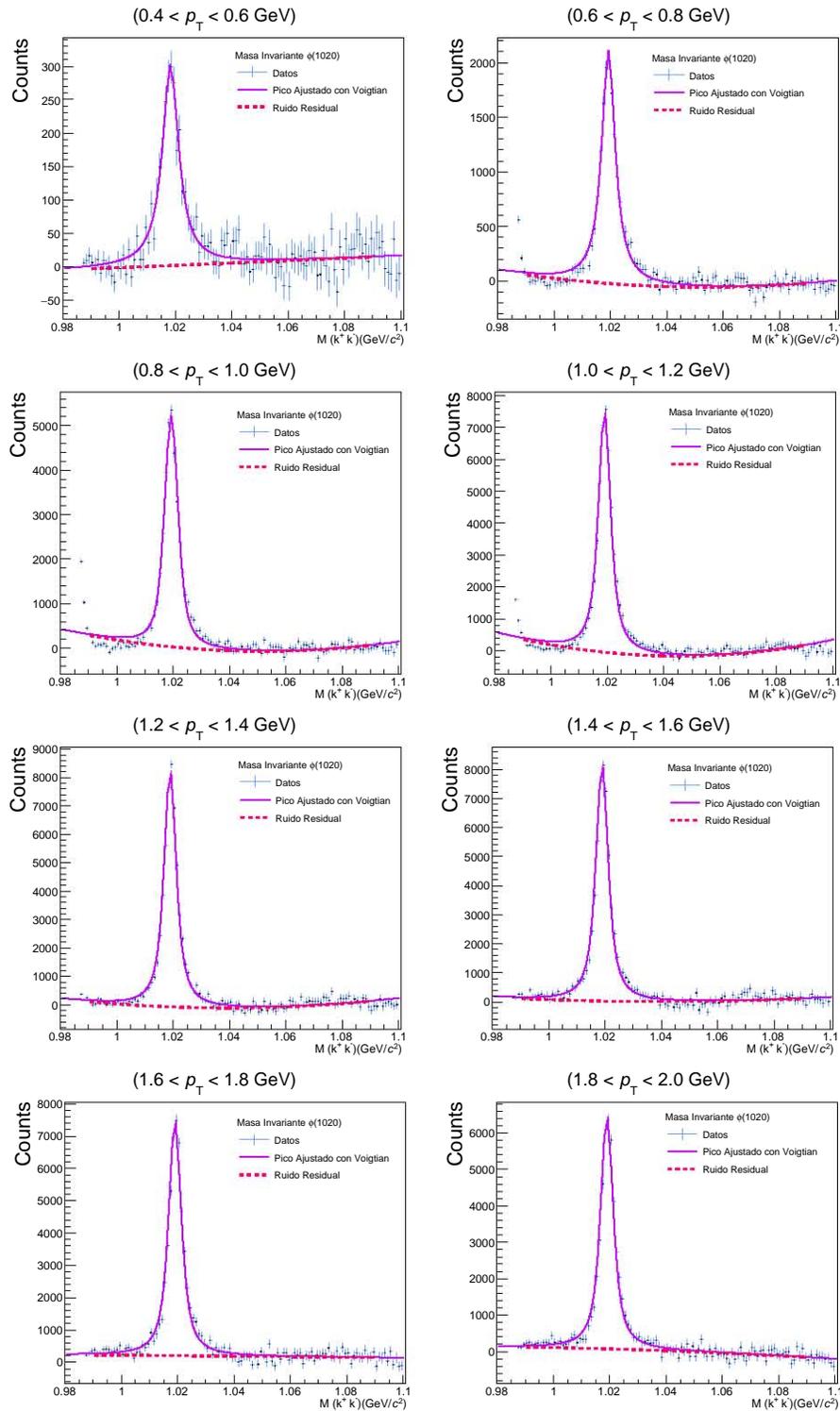


Figura 4.12: La figura muestra las distribuciones de masa invariante después de restarle el ruido de eventos mixtos de la $\phi(1020)$ (azul), el ajuste de esta distribución mediante una función Voigtiana+polinomio cuadrado (violeta) y el ruido residual es descrito por una polinomio cuadrado (rojo) para diferentes intervalos de p_T desde 0.4 hasta 2.0 GeV/c en el análisis combinado TPC-TOF para la clase de multiplicidad de 0 a 100% (sesgo mínimo).

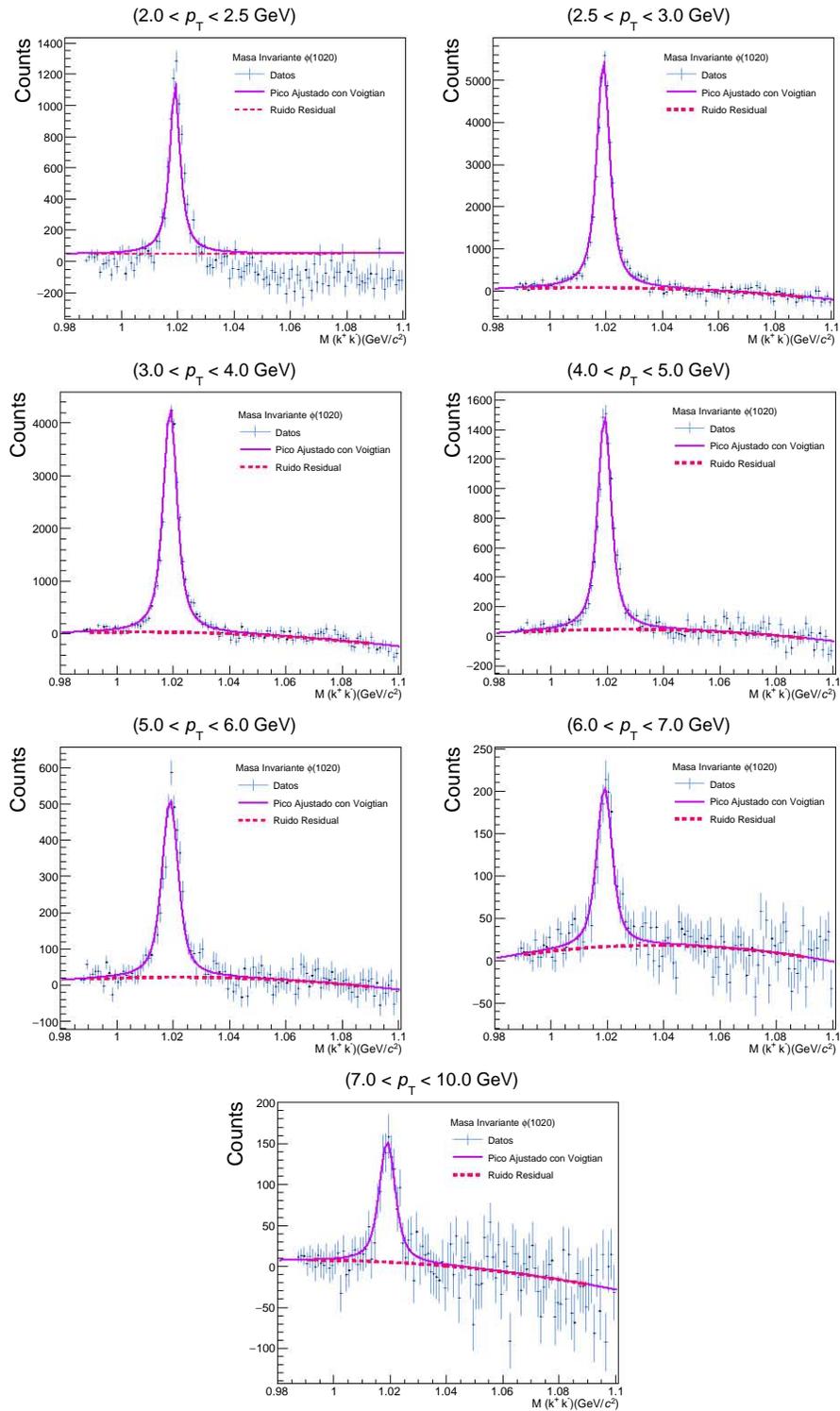


Figura 4.13: La figura muestra las distribuciones de masa invariante después de restarle el ruido de eventos mixtos de la $\phi(1020)$ (azul), el ajuste de esta distribución mediante una función Voigtiana+polinomio cuadrado (violeta) y el ruido residual es descrito por una polinomio cuadrado (rojo) para diferentes intervalos de p_T desde 2.0 hasta 10.0 GeV/c en el análisis combinado TPC-TOF para la clase de multiplicidad de 0 a 100% (sesgo mínimo).

4.8. Eficiencia en la reconstrucción

Se analizaron datos simulados con el fin de obtener información necesaria para completar el análisis de datos reales de la $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$, como lo es obtener el producto de la eficiencia x aceptación en la reconstrucción de estas resonancias. Estos datos se obtuvieron con el generador de eventos Monte Carlo DPMJET-III [54] el cual se basa en el modelo partónico dual (DPM) y se utilizaron los mismos cortes en los eventos y en las trazas que los utilizados en los datos reales tomando en cuenta efectos del detector. El número de eventos seleccionados es de 1.32×10^8 .

Al analizar datos reales sabemos que perdemos muchas $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ que no llegan a ser detectadas por efectos del detector, esto se trata de corregir utilizando simulaciones Monte Carlo. De esta manera se calcula la eficiencia x aceptación en función de p_T [14] y es simplemente la razón del número de partículas reconstruidas y el número de partículas generadas en cada intervalo de p_T , es decir:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{Reconstruida}}}{N_{\text{Generada}}} \quad (4.13)$$

En donde, $N_{\text{Reconstruida}}$ es el número de partículas reales reconstruidas por los detectores y N_{Generada} es el número de partículas virtuales generadas en Monte Carlo DPMJET-III del cual se toma cuenta los mismos efectos del detector y los cortes en eventos y trazas en el intervalo de rapidez de $-0.5 < y_{\text{CMS}} < 0$. En la Figura 4.14 se puede ver la eficiencia x aceptación para cada bin de p_T .

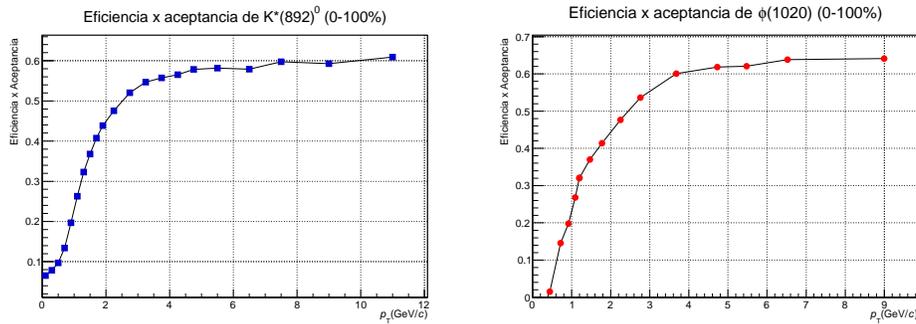


Figura 4.14: Correcciones por eficiencia y aceptación por bin de p_T .

Capítulo 5

Resultados: Producción de $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$

5.1. Medición de la producción

Después de realizar los ajustes a las señales y ruido residual, el rendimiento se puede calcular como:

$$N_{\text{raw}} = N_{\text{fit}} - \text{Integral}^{\text{pol}2} \quad (5.1)$$

Donde N_{fit} es la integral de la función de ajuste de la resonancia en una región alrededor del pico de esta y $\text{Integral}^{\text{pol}2}$ es el valor de la integración del polinomio cuadrado en la misma región del pico. Las regiones de integración en la masa de cada una de estas resonancias son:

- Para $K^*(892)^0$ la función se integró en la región de masa de $0.895 < m < 0.897 \text{ GeV}/c^2$, de tal manera que el valor de la masa invariante sólo varía en $\pm 1\sigma$ respecto al valor reportado en el PDG [17].
- Para $\phi(1020)$ la función Voigtian + polinomio cuadrado, se integró en la región de masa es $1.01 < m < 1.03 \text{ GeV}/c^2$, de tal manera que el valor de la masa invariante sólo varía en $\pm 1\sigma$ respecto al valor reportado en el PDG [17].

La incertidumbre estadística para el cálculo del rendimiento y esta se determina como: $\sqrt{A^2 + \text{Integral}_{\text{stat}}^2}$ del cual $A^2 = \sqrt{\sum_{n=i} \delta_n^2}$ donde δ_n^2 es el error estadístico de la señal después de haber sustraído el ruido y $\text{Integral}_{\text{stat}}^2$ es el error estadístico de la integral del polinomio utilizado [53].

La producción de las resonancias $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ en cada rango de multiplicidad (0-5 %, 5-10 %, 10-20 %, 20-40 %, 40-60 % y 60-80 %) se calcula por medio de la siguiente expresión:

$$\frac{1}{N_{\text{evt}} 2\pi p_T} \frac{d^2 N_{\text{raw}}}{dp_T dy} \frac{1}{BR\epsilon} \quad (5.2)$$

En la ecuación 5.2 cada uno de los términos son respectivamente:

N_{evt} = numero de eventos (es dependiente de cada rango de multiplicidad).

$p_T = \frac{p_T^{max} - p_T^{min}}{2}$ es el p_T al cual se mide el rendimiento.

N_{raw} es el rendimiento el cual es la diferencia de la integracion del fit de la señal - fit de background residual.

$\Delta y = 0.5$ es el intervalo de rapidez utilizado.

BR = es la razón de decaimiento.

ϵ = aceptancia x eficiencia.

Utilizando la ecuación anterior graficamos el espectro invariante de cada una de las resonancias para cada rango de multiplicidad, en la Figura 5.1 se muestran los espectros invariantes de la $K^*(892)^0$ mientras que en la Figura 5.2 se muestran estos espectros para la $\phi(1020)$.

A cada curva correspondiente a una clase de multiplicidad se le llama espectro invariante, de esta manera tenemos el espectro invariante de $K^*(892)^0$ con multiplicidad de 0-5%, luego el espectro invariante con multiplicidad de 5-10% y así sucesivamente para cada clase de multiplicidad de manera análoga se obtiene los espectros invariantes para la $\phi(1020)$.

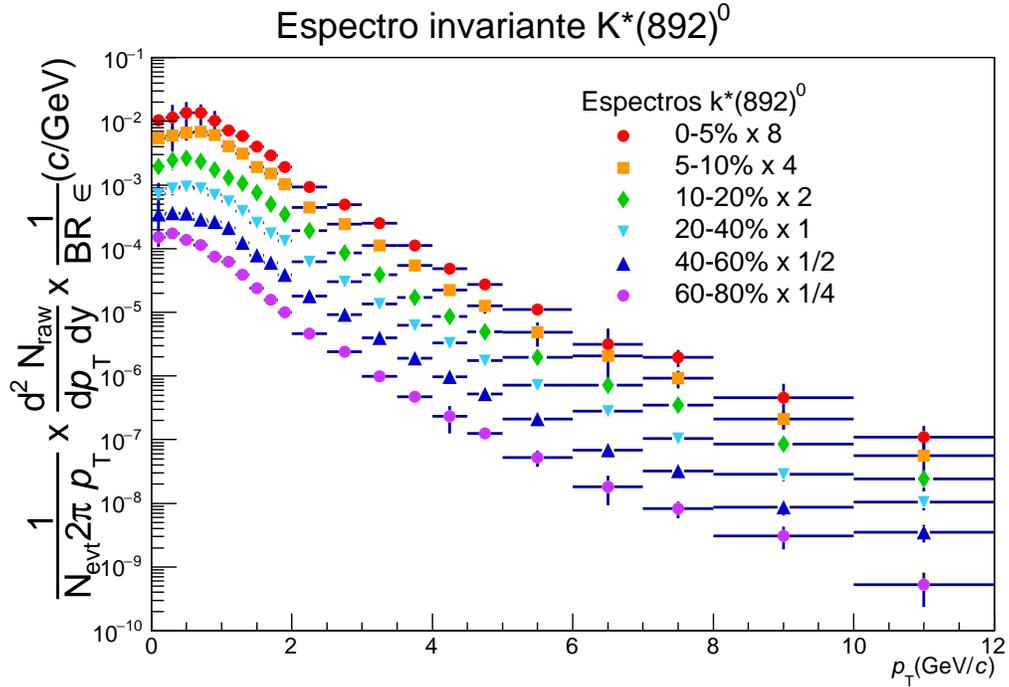


Figura 5.1: Espectro invariante de la $K^*(892)^0$ en los rangos de multiplicidad de 0-5 %, 5-10 %, 10-20 %, 20-40 %, 40-60 % y 60-80 %, con errores estadísticos.

En estos espectros invariantes de $K^*(892)^0$ podemos apreciar que al incrementar la multiplicidad los espectros se ven planos, en cambio para colisiones periféricas los espectros se muestran curvos. Este efecto se ha observado en colisiones de iones pesados donde se tiene evidencia de la formación de QGP. En tales sistemas el efecto se atribuye al flujo radial.

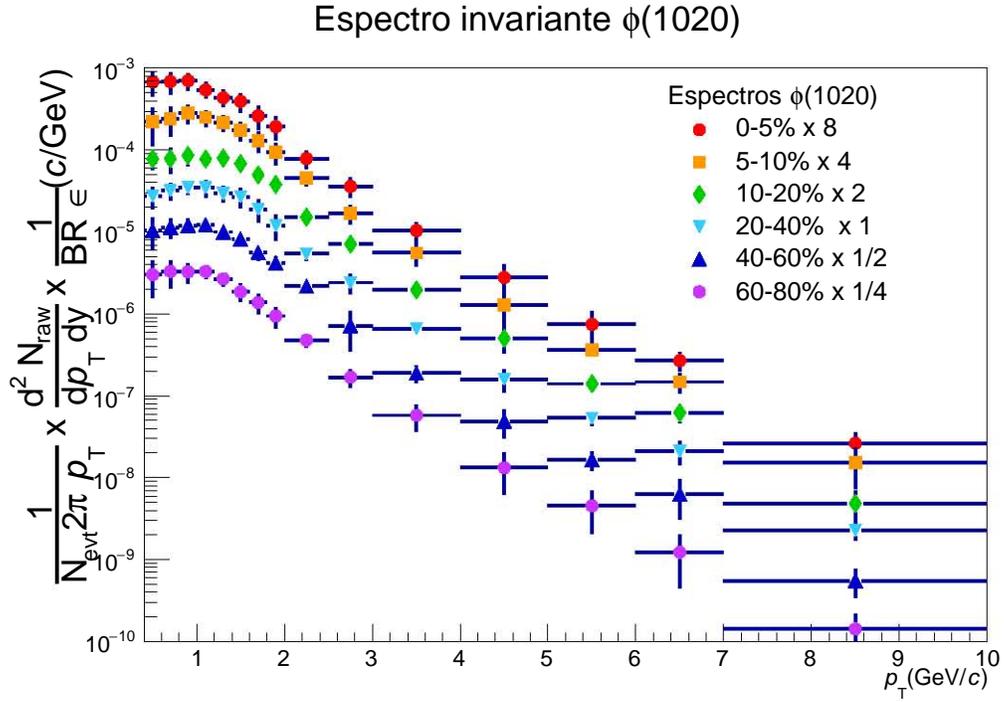


Figura 5.2: Espectro invariante de la $\phi(1020)$ en los rangos de multiplicidad de 0-5 %, 5-10 %, 10-20 %, 20-40 %, 40-60 % y 60-80 %, con errores estadísticos.

Nuevamente vemos este efecto en los espectros de p_T para la $\phi(1020)$. Después se obtuvieron los valores de p_T promedio en función de la multiplicidad, para ello se utilizó la expresión:

$$\langle p_T \rangle = \frac{\sum Y_i \cdot p_{Tj}}{\sum Y_i} \quad (5.3)$$

Donde Y_i es el rendimiento para un p_{Tj} dado.

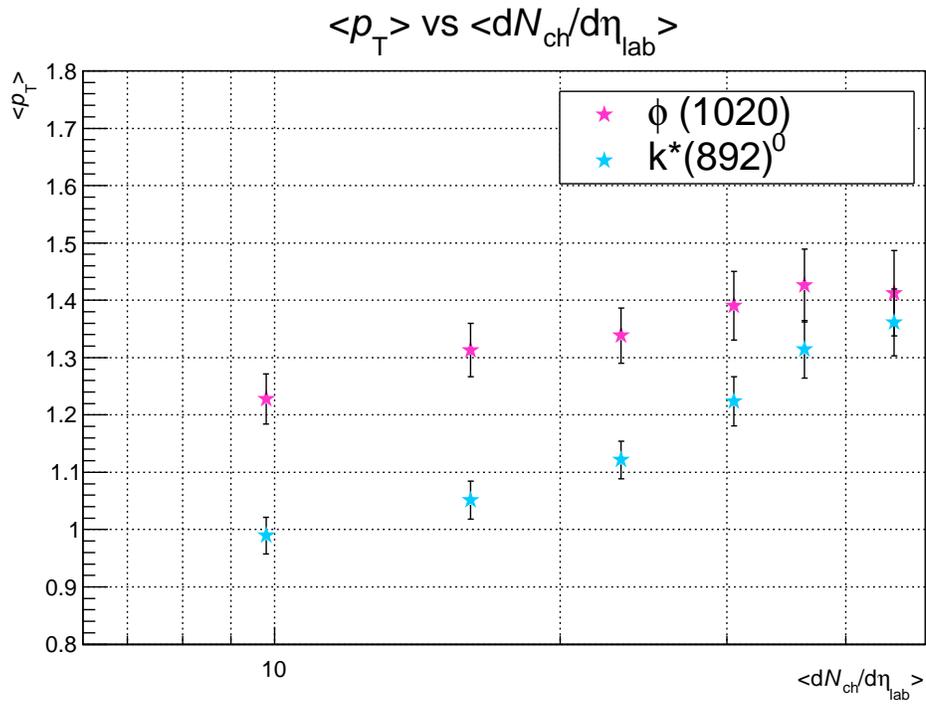


Figura 5.3: El p_T promedio $\langle p_T \rangle$ de las resonancias $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$

En la Figura 5.3 se observa como el $\langle p_T \rangle$ para $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ aumenta con la multiplicidad, además que el $\langle p_T \rangle$ de $\phi(1020)$ es más alto que el de $K^*(892)^0$. Es decir, estamos viendo un ordenamiento de masas; partículas más masivas presentan $\langle p_T \rangle$ mayores que las menos masivas, además en resultados oficiales de la colaboración ALICE [14] se ha observado que resonancias con masas similares presentan $\langle p_T \rangle$ similares y también que resonancias más masivas presentan $\langle p_T \rangle$ mayores que las resonancias menos masivas, esto sucede en todos los sistemas de colisión (p-p, p-Pb y Pb-Pb).

Conclusiones

En este trabajo se midió la producción de las resonancias mesónicas $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$ en colisiones p-Pb a una energía de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, en la región de rapidez de $-0.5 < y_{CMS} < 0$ en el experimento ALICE. Para la $K^*(892)^0$ se estudió el canal de decaimiento en un pión y un kaón cargados, el cual tiene una probabilidad de decaimiento de 66.6 % y para la $\phi(1020)$ se estudio el canal de decaimiento a dos kaones cargados el cual tiene una probabilidad de decaimiento de 48 %. Utilizando las capacidades de identificación de partículas de los detectores TPC-TOF y del software AliRoot se logró calcular la masa invariante de cada una de las resonancias, después de calcularla se le resto el ruido por medio del método del mismo signo para la $K^*(892)^0$ y para la $\phi(1020)$ se uso el método de eventos mezclados, obteniendo para cada una de las resonancias una señal mas limpia casi sin ruido, después a estas distribuciones de masa invariante se les ajustó una suma de funciones para la señal y para el ruido residual, siendo para la $K^*(892)^0$ la suma de funciones Breit-Wigner+Polinomio cuadrado y para la $\phi(1020)$ Voigtian+Polinomio cuadrado. Después de realizar este ajuste, se integraron las funciones en un rango de masa de $\pm 1\sigma$ respecto al valor reportado en el PDG, esto se hizo con el fin de obtener la producción, misma que se calcula de la diferencia de la integral de la señal menos la integral del ruido en el mismo rango de masa antes mencionado. Al tener la producción esta se corrige por el producto de eficiencia x aceptación y finalmente calculamos los espectros invariantes de cada una de las resonancias. Para cuantificar la evolución de las formas de las distribuciones de p_T con la multiplicidad calculamos el $\langle p_T \rangle$ de cada una de estas resonancias.

En ambas resonancias vemos que las distribuciones de los espectros invariantes se van aplanando conforme se incrementa la multiplicidad, lo cual es compatible con la presencia de algún mecanismo que produce flujo radial.

También se encontró que para ambas resonancias el $\langle p_T \rangle$ tiene una tendencia creciente en función de la multiplicidad y aparentemente sigue una jerarquía de masas, este comportamiento de el aumento del $\langle p_T \rangle$ con respecto a la multiplicidad se ha observado en todas las especies de partículas y en todos los sistemas de colision (p-p, p-Pb y Pb-Pb)[14], de la misma manera también se ha observado que resonancias con masas similares presentan $\langle p_T \rangle$ similares, este comportamiento se puede atribuir a la presencia de flujo radial.

La medición del $\langle p_T \rangle$ para otras especies hadrónicas podrian arrojar mas luz sobre si el efecto observado se debe a la naturaleza mesónica o bariónica de las partículas, esta observación es consistente con las expectativas de los modelos hidrodinámicos donde la masa de las partícula impulsa las formas espectrales.

Apéndice A

A.1. Grupo de simetría

En matemáticas un grupo unitario especial de grado n es el grupo de matrices unitarias $n \times n$ con determinante igual a 1 con entradas en los números complejos y con la operación de grupo dada por la multiplicación de matrices. Se escribe como $SU(n)$, el cual es un subgrupo del grupo unitario $U(n)$. En la física de partículas elementales la teoría de grupos ha resultado ser una herramienta poderosa y de gran simplicidad para obtener resultados directos haciendo uso únicamente de las propiedades y de los patrones que poseen estas partículas que pertenecen a cierto grupo de simetría sin necesidad de hacer un extenso cálculo sobre la dinámica de estas.

A.1.1. El grupo de simetría $SU(2)$

El grupo de simetría $SU(2)$ es utilizado en la descripción de las simetrías en mecánica cuántica como lo son el espín o el isospín en el caso de cantidades que puedan tener dos grados de libertad. Para ello discutiremos la parametrización del grupo $SU(2)$.

Un elemento de $SU(2)$ es una matriz unitaria de 2×2

$$u = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

donde los elementos a , b , c y d son números complejos, i.e. existen ocho parámetros reales. Además se cumple la condición

$$\det u = 1. \quad (\text{A.2})$$

La inversa de (A.1) es

$$u^{-1} = \begin{pmatrix} d & -b \\ -c & a \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Y por la condición de unitariedad $u^\dagger = u^{-1}$ se requiere que $d = a^*$ y que $c = -b^*$, entonces tenemos que u puede expresarse de la forma

$$u = \begin{pmatrix} a & b \\ -b^* & a^* \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

por lo que ahora contiene solamente cuatro parámetros. Si se utiliza además la condición

$$aa^* + bb^* = 1 \quad (\text{A.5})$$

lo que sólo nos deja con tres parámetros libres.

Para una transformación infinitesimal es muy útil introducir las siguientes parametrizaciones

$$a = 1 - \frac{i}{2}a_{11}, \quad b = -\frac{1}{2}b_{12} - \frac{i}{2}a_{12} \quad (\text{A.6})$$

la cual es consistente con $\det u = 1$. Así entonces podemos escribir en forma matricial que

$$\begin{aligned} u &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \frac{i}{2}a_{11} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} - \frac{i}{2}a_{12} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} - \frac{b_{12}}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \\ &= \mathbf{1}_2 - \frac{i}{2}a_{11}\sigma_z - \frac{i}{2}a_{12}\sigma_x - \frac{i}{2}b_{12}\sigma_y \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

donde $\mathbf{1}_2$ es la matriz unitaria de 2×2 y σ_x , σ_y y σ_z son las matrices de Pauli

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Si usamos el hecho de que este operador se puede expresar como un operador infinitesimal podemos entonces identificar los tres generadores de $SU(2)$ con las tres componentes de espín

$$J_i = S_i = \frac{1}{2}\sigma_i, \quad (i = x, y, z) \quad (\text{A.9})$$

A.1.2. El grupo de simetría $SU(3)$

La representación fundamental del grupo $SU(3)$ es una matriz unitaria de 3×3 . En la vecindad de la unidad, la transformación se puede escribir como

$$u = \mathbf{1}_3 + i\rho \quad (\text{A.10})$$

donde $\mathbf{1}_3$ es la matriz unitaria de 3×3 y ρ es una matriz de 3×3 con entradas complejas que satisface la propiedad

$$\rho = \rho^\dagger \quad (\text{A.11})$$

que es requerida por la condición de unitariedad. Entonces, si $\rho_{ij} = a_{ij} + ib_{ij}$, debemos tener

$$a_{ij} = a_{ji}, \quad b_{ij} = -b_{ji} \quad (\text{A.12})$$

lo cual significa que $b_{ii} = 0$. En este caso es muy conveniente trabajar con una base esférica donde las coordenadas de un punto se definen como x_1 , x_0 y x_{-1} cuya regla de transformación es

$$x_1 = -\frac{1}{\sqrt{2}}(x + iy) = r \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/2} Y_{11} \quad (\text{A.13})$$

$$x_0 = z = r \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/2} Y_{10} \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(x - iy) = r \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/2} Y_{1-1} \quad (\text{A.15})$$

que son mostradas en terminos de los armónicos esféricos¹, Y_{lm} . Entonces la transformación unitaria introducida arriba cambia x_i en x'_i como

$$\begin{pmatrix} x'_1 \\ x'_0 \\ x'_{-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + ia_{11} & ia_{10} - b_{10} & ia_{1-1} - b_{1-1} \\ ia_{10} + b_{10} & 1 + ia_{00} & ia_{0-1} - b_{0-1} \\ ia_{1-1} + b_{1-1} & ia_{0-1} + b_{0-1} & 1 + ia_{-1-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_0 \\ x_{-1} \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

Aquí, tratamos con la transformación especial, i.e. $\det u = 1$. Los parámetros de una transformación especial infinitesimal entonces tiene que cumplir con la restricción (terminos de segundo orden en ρ_{ij} son anulados)

$$a_{11} + a_{10} + a_{-1-1} = 0 \quad (\text{A.17})$$

Así, eliminando a_{-1-1} , la matriz de transformación en (A.16) depende de ocho parámetros independientes a_{11} , a_{00} , a_{10} , b_{10} , a_{1-1} , b_{1-1} , a_{0-1} y b_{0-1} y el orden de SU(3) es ocho. Bajo una transformación infinitesimal, una función escalar F cambia a

$$\begin{aligned} F(x'_1, x'_0, x'_1) &= SF(x_1, x_0, x_1) = F(x_1, x_0, x_1) + \sum_i (x'_i - x_i) \frac{\partial F}{\partial x_i} \\ &= \left[1 + ia_{11} \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_1} - x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_{-1}} \right) + ia_{00} \left(x_0 \frac{\partial}{\partial x_0} - x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_{-1}} \right) \right. \\ &+ ia_{10} \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_0} + x_0 \frac{\partial}{\partial x_1} \right) + ia_{1-1} \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_{-1}} + x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_1} \right) + ia_{0-1} \left(x_0 \frac{\partial}{\partial x_{-1}} + x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_0} \right) \\ &+ b_{10} \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_0} - x_0 \frac{\partial}{\partial x_1} \right) + b_{1-1} \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_{-1}} - x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_1} \right) \\ &\left. + b_{0-1} \left(x_0 \frac{\partial}{\partial x_{-1}} - x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_0} \right) F \right]. \quad (\text{A.18}) \end{aligned}$$

Hecho esto, vamos a identificar los siguientes operadores con el fin de simplificar el álgebra como

¹Las funciones Y_{lm} están definidas por

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \left[\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right]^{1/2} P_l^m(\cos\theta) e^{im\varphi}$$

donde P_l^m son los polinomios asociados de Legendre.

$$\begin{aligned}
\hat{X}_{11} &= \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_1} - x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_{-1}} \right), & \hat{X}_{00} &= \left(x_0 \frac{\partial}{\partial x_0} - x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_{-1}} \right) \\
\hat{X}_{10} &= \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_0} + x_0 \frac{\partial}{\partial x_1} \right), & \hat{Y}_{10} &= -i \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_0} - x_0 \frac{\partial}{\partial x_1} \right) \\
\hat{X}_{1-1} &= \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_{-1}} + x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_1} \right), & \hat{Y}_{1-1} &= -i \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_{-1}} - x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_1} \right) \\
\hat{X}_{0-1} &= \left(x_0 \frac{\partial}{\partial x_{-1}} + x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_0} \right), & \hat{Y}_{0-1} &= -i \left(x_0 \frac{\partial}{\partial x_{-1}} - x_{-1} \frac{\partial}{\partial x_0} \right).
\end{aligned} \tag{A.19}$$

Para cada una de esos operadores podemos asociar una matriz. Por ejemplo,

$$\hat{X}_{11} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_0 \\ x_{-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_0 \\ x_{-1} \end{pmatrix}, \text{ etc.} \tag{A.20}$$

Las matrices resultantes están relacionadas con las ocho matrices de Gell-Mann $\lambda_i (i = 1, \dots, 8)$ como siguen

$$\begin{aligned}
X_{11} + X_{00} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} = \sqrt{3}\lambda_8 & X_{11} - X_{00} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \lambda_3 \\
X_{10} &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \lambda_1 & Y_{10} &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \lambda_2 \\
X_{1-1} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \lambda_4 & Y_{1-1} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} = \lambda_5 \\
X_{0-1} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} = \lambda_6 & Y_{0-1} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} = \lambda_7
\end{aligned} \tag{A.21}$$

Debemos notar que las matrices de Gell-Mann tienen traza nula y cumplen la condición de normalización siguiente

$$\text{tr}(\lambda_i \lambda_j) = 2\delta_{ij}. \tag{A.22}$$

Por cálculo directo, podemos encontrar que el álgebra de Lie de $\text{su}(3)$ es

$$[\lambda_k, \lambda_l] = 2if_{klm}\lambda_m \tag{A.23}$$

donde los f_{klm} son antisimétricos bajo el intercambio de cualesquiera dos índices. Los únicos diferentes de cero son las permutaciones de

$$\begin{aligned}
 f_{123} &= 1, & f_{147} &= f_{165} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = f_{376} = \frac{1}{2} \\
 f_{458} &= f_{678} = \frac{\sqrt{3}}{2}.
 \end{aligned}
 \tag{A.24}$$

Similarmente a $SU(2)$, pueden introducirse los generadores del álgebra como

$$\hat{F}_i = \frac{1}{2}\lambda_i \tag{A.25}$$

que cumplen con la siguiente ley de conmutación como consecuencia de la ecuación (A.23)

$$[\hat{F}_k, \hat{F}_l] = if_{klm}\hat{F}_m \tag{A.26}$$

la cuál representa otra forma del álgebra de Lie $su(3)$

Apéndice B

Variables Cinemáticas

Para caracterizar la cinemática de las colisiones y medir las propiedades de los hadrones, se definen variables que dependen de cantidades medibles de las partículas, de esta manera partiendo de el cuadrimomento el cual es un cuádrivetor que en mecánica relativista desempeña un papel análogo al momento lineal clásico, el cuadrimomento lineal relativista se combina con el momento lineal de la partícula se define (en coordenadas galileanas) como la masa de la partícula por la cuádrivelocidad de la misma:

$$P^a = mU^a = m(\gamma c, \gamma v_x, \gamma v_y, \gamma v_z) = \left(\frac{\gamma m c^2}{c}, \gamma m v_x, \gamma m v_y, \gamma m v_z \right) = (E/c, p_x, p_y, p_z) \quad (\text{C.1})$$

Donde $\gamma m c^2 = E$ es la energía de la partícula en movimiento y c es la velocidad de la luz, así de esta manera el cuadrimomento se puede definir como:

$$P^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = (E/c, p_x, p_y, p_z) \quad (\text{C.2})$$

Si se define el momento transverso en terminos de los componenetes p_x y p_y como:

$$p_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \quad (\text{C.3})$$

el cual es el componente perpendicular al eje del haz, entonces se puede escribir el cuadrimomento de la siguiente manera donde se tomo $c=1$ en la Figura B.1 se muestra el vector de momento en el plano x-z, donde θ_{cm} representa la dirección del vector respecto al eje z. La figura B.1 muestra el vector de momento transverso respecto al eje del haz.

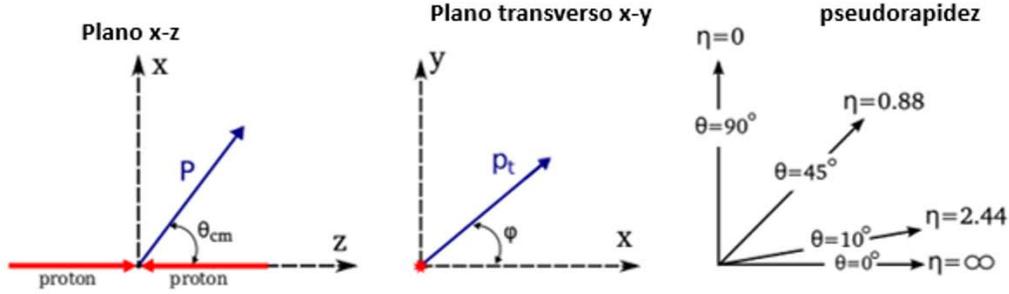


Figura B.1: La pseudorapidez

Para caracterizar la rapidez de una partícula, es necesario medir dos parámetros:

La energía (E) y el momento longitudinal (p_z). Teniendo estas dos cantidades, la rapidez (y) queda definida como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (\text{C.4})$$

Si se toma el caso en que la magnitud del momento de una partícula es mucho más grande que la masa de la misma, es decir $p \gg m$, la rapidez queda aproximada como $y \approx -\ln[\tan(\theta/2)]$ donde θ es el ángulo que forma el vector de momento con el eje del haz.

La rapidez bajo esta aproximación se conoce como pseudorapidez, que tiene como ecuación:

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)] \quad (\text{C.5})$$

La pseudorapidez sólo depende del ángulo polar de la trayectoria de la partícula, y no en la energía de la partícula. En física de partículas cuando el ángulo polar $\theta = 0$ la pseudorapidez tiende a infinito y esto sucede a lo largo del eje del haz, y por lo tanto las partículas con grandes valores de pseudorapidez se pierden pues no son detectadas. En ciertas condiciones, cuando la masa de la partícula es conocida, se utiliza la rapidez para análisis fenomenológicos. Por otro lado, es más frecuente utilizar la variable pseudorapidez, ya que los detectores generalmente cubren alguna región bien definida del ángulo θ .

B.1. Momento Transverso p_T

El momento es el producto de la masa por la velocidad, $p = m \cdot v = (p_x, p_y, p_z)$, para especificar las tres componentes del momento, en este caso se utiliza un sistema de coordenadas esféricas centrado en el punto de la colisión $p = (|p|, \theta, \varphi)$ donde θ es el ángulo polar y φ es el ángulo azimutal. Como los detectores tienen forma cilíndrica, en lugar del ángulo polar se utiliza la llamada pseudorapidez.

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)] \quad (\text{C.6})$$

con un valor entre $(-\infty, \infty)$

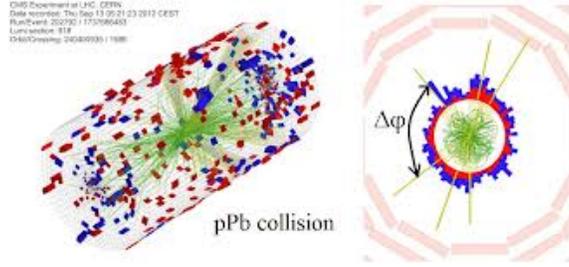


Figura B.2: El ángulo azimutal φ en la simetría cilíndrica del detector.

Se utiliza la pseudorapidez en lugar del ángulo polar por que los detectores son cilíndricos concéntricos, lo que limita los ángulos polares en los que se obtiene una reconstrucción precisa de la energía transversa de las partículas, además la producción de partículas es, aproximadamente, constante en función de η .

Además, en lugar del módulo del momento se utiliza la componente transversal del mismo p_T , calculada a partir de la energía transversal, E_T , depositada en los calorímetros. Por tanto en física de partículas el momento se especifica como:

$$\mathbf{p} = (p_T, \eta, \varphi).$$

Para obtener las componentes cartesianas del momento (p_x, p_y, p_z) con el eje z como el eje del haz, tenemos las siguientes conversiones:

$$p_x = p_T \cos\varphi$$

$$p_y = p_T \sin\varphi$$

$$p_x = p_T \sinh\eta$$

$$|p| = p_T \cosh\eta$$

B.2. Distribuciones de momento Transverso p_T

En las colisiones de altas energías las distribuciones de partículas como función del momento transversal p_T son conocidas como distribuciones de p_T estas distribuciones permiten conocer información del medio creado después de la colisión, para describir todo el rango de p_T se utiliza una función de Levy la cual tiene un parte exponencial para describir la region de bajo p_T y una ley de potencias para describir la region de alto p_T .

B.3. Partículas cargadas moviéndose en un campo magnético

Una partícula cargada moviéndose en un campo magnético B experimenta una fuerza F que es proporcional al valor del campo magnético, al valor de la componente de su velocidad perpendicular a B ,

ya su carga. Esta fuerza es la fuerza de Lorentz y viene dada por:

$$F = q.[v \times B] \quad (C.7)$$

como $v = v_{\perp} + v_{\parallel}$ (respecto a B) \rightarrow

$$F = q.[v_{\perp} + v_{\parallel} \times B] \quad (C.8)$$

Entonces:

$$F = q.v_{\perp} \cdot B \quad (C.9)$$

La fuerza de Lorentz es siempre perpendicular a la velocidad de la partícula y el campo magnético B. Cuando la partícula se mueve en un campo B estático lleva una trayectoria helicoidal, siendo el eje de ese helicoide paralelo a B, mientras que la velocidad de la partícula permanece constante. Teniendo en cuenta que $F = m.v_{\perp}^2/R$

Siendo R el radio de curvatura en el plano perpendicular al campo magnético

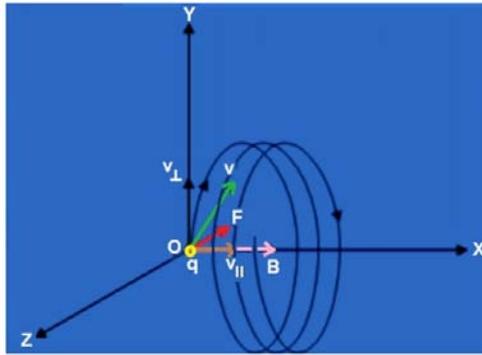


Figura B.3: Esquema de la fuerza de Lorentz que experimenta una partícula moviéndose en un campo magnético B .

Llevando esto a la ecuación C.9 tenemos:

$$m.v_{\perp}^2/R = q.v_{\perp}.B$$

Entonces $m.v_{\perp} = q.R.B$

Finalmente la ecuación para el momento transversal es:

$$P_{\perp} = q.R.V$$

En este resultado el valor de la componente transversal del momento, p_{\perp} , de una partícula producida en una colisión se conserva. Se trata, por tanto de un importante parámetro a ser considerado. Aunque el cálculo ha sido realizado en un marco clásico, la expresión obtenida es la misma en condiciones relativistas.

Las trayectorias de las partículas cargadas son curvadas por campos magnéticos, y los radios de curvatura son utilizados para calcular sus momentos: cuanto más alta es la energía más abierta es la

curvatura. Por tanto, partículas con mucha energía cinética presentan una suficiente trayectoria a través del detector para ser medido su radio de curvatura y por tanto su momento.

Bibliografía

- [1] **NA49** Collaboration, S. V. Afanasev *et al.*, “Production of ϕ meson in p + p, p + Pb and central Pb-Pb, collisions at E(beam)= 158 A GeV” *phys. Lett.* **B491** (2000) 59-66.
- [2] **WA97** Collaboration, F. Antinori *et al.*, “Transverse mass spectra of strange and multistrange particles in Pb-Pb collisions at 158A GeV” *Eur. Phys.J.* **C14** (2000) 633-641.
- [3] **PHOBOS** Collaboration, B.B. Back *et al.*, “The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC” *Nucl. Phys.* **A757** (2005)28-101 arXiv:nucl-ex/041002 [nucl-ex]
- [4] **BRAHMS** Collaboration, I. Arsene *et al.*, “Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment” *Nucl. Phys.* **A757** (2005) I-27 arXiv:nucl-ex/0410020 [nucl-ex].
- [5] **ALICE** Collaboration, K. Aamondt *et al.*, “Elliptic Flow of charged particles in Pb-Pb collisions at 2.76 TeV” *phys. Rev. Lett* **105** (2010)252302 arXiv:3914[nucl-ex].
- [6] **CMS** Collabotation, S. Chatrchyan *et al.*, “Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass-energy = 2.76 TeV” *phys. Rev.* **C84** (2011) 024906 arXiv:1102-1957 [nucl-ex].
- [7] **STAR** Collaboration, J.Adams *et al.*, “K(892)* resonance production in Au+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at STAR” *phys. Rev.***C71** (2005) 064902 arXiv:nucl-ex/0412019 [nucl-ex].
- [8] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, “ ϕ meson production in d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV” arXiv:1506.08181 [nucl-ex].
- [9] **ALICE** Collaboratio, B.Abelev *et al.*, “Production of $K^*(892)^0$ and $\phi(1020)$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV” *Eur Phys. J.* **C72**(2012) 2183 arXiv:1208.5717 [hep-ex].
- [10] **ATLAS** Collaboration, G.Aad *et al.*, “The diferential production cross section of the $\phi(1020)$ meson in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collision measured with the ATLAS detector” *Eur Phys. J.* **C74** no.7, (2014)2895 arXiv:1402.6162 [hep-ex].
- [11] **LHCb** Collaboration, R.Aaij *et al.*, “Measurement of the inclusive ϕ cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV” *Phys. Lett* **B703**(2011) 267-273 arXiv:1107.3935 [hep-ex].

- [12] **ALICE** Collaboration, B. B. Abelev *et al.*, “K(892)* and $\phi(1020)$ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV” *Phys. Rev.* **C91** no.2,(2015) 024609 aeXiv:1404.0495 [nucl-ex].
- [13] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “ ϕ -meson production at forward rapidity in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV and in pp collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV” arXiv:1506.09206 [nucl-ex].
- [14] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “Production of K*(892)⁰ and $\phi(1020)$ in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV” arXiv:1601.07868v1 [nucl-ex] 28 Jan 2016.
- [15] Rocha, Arturo Menchaca. El discreto encanto de las partículas elementales. Fondo de Cultura Económica, 1988.
- [16] Griffiths, D. Introduction to Elementary Particles, 1987. John Wiley & Sons Inc.
- [17] Beringer, J., Arguin, J. F., Barnett, R. M., Copic, K., Dahl, O., Groom, D. E., ... & Yao, W. M. (2012). Review of particle physics particle data group. *Physical Review D (Particles, Fields, Gravitation and Cosmology)*, 86(1), 010001.
- [18] [cern.ch/journal/CERNBulletin/2012/28/News Articles/1459454?ln=en](http://cern.ch/journal/CERNBulletin/2012/28/News%20Articles/1459454?ln=en)
- [19] <http://home.web.cern.ch/about/updates/2013/03/new-results-indicate-new-particle-higgs-boson>.
- [20] <http://www.elmundo.es/elmundo/2013/10/07/ciencia/1381168878.html>
- [21] Yagi, K., Hatsuda, T., & Miake, Y. (2005). Quark-gluon plasma: From big bang to little bang (Vol. 23). Cambridge University Press.
- [22] Kenji Fukushima and Tetsuo Hatsuda, “The phase diagram of dense QCD”, Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University and Department of Physics, The University of Tokyo. Japan, 18 Aug 2010, arXiv:1005.4814v2 [hep-ph].
- [23] Ayala Alejandro, Domínguez Isabel, Raya Alfredo y Tejada María Elena, FÍSICA DE LA MATERIA HADRÓNICA EN CONDICIONES EXTREMAS, 7 de noviembre de 2014.
- [24] Shuryak, E. V. (2004). The QCD vacuum, hadrons and superdense matter (Vol. 71). World Scientific.
- [25] Ramona Vogt, Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions, First Edition 2007, Berkley ,CA, USA, Elsevier
- [26] Leo, W. R. (2012). Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach. Springer Science & Business Media.
- [27] Identificación de Partículas cargadas en colisiones protón-protón en ALICE, Raul Tonatiuh Jiménez Bustamante, 2011.
- [28] [http://www.lhc-closer.es/taking a closer look at lhc/1.home](http://www.lhc-closer.es/taking%20a%20closer%20look%20at%20lhc/1.home)

- [29] <https://home.cern/topics/large-hadron-collider>
- [30] ALICE Collaboration, Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC, arXiv:1402.4476v4 [nucl-ex] 12 Aug 2015.
- [31] Brüning, O., Collier, P., Lebrun, P., Myers, S., Ostojic, R., Poole, J., & Proudlock, P. (2004). LHC design report(Volume I, The@ LHC main ring). Reports- CERN.
- [32] <https://home.cern/about/experiments/atlas>
- [33] <http://cms.web.cern.ch/>
- [34] <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>
- [35] <http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter3/Chap3Collaboration-en.html>
- [36] <http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2Experiment-en.html>
- [37] Alessandro, B., Antinori, F., Belikov, J. A., Blume, C., Dainese, A., Foka, P., ... & Monteno, M. (2006). ALICE: Physics performance report, volume II. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 32(10), 1295.
- [38] ALICE Collaboration, Model of T0 and FMD, prototype V0, and overall layout. ALICE TRD 011, 2004.
- [39] ALICE collaboration. (2013). Performance of the ALICE VZERO system. *Journal of Instrumentation*, 8(10), P10016.
- [40] Alme, J., Andres, Y., Appelshäuser, H., Bablok, S., Bialas, N., Bolgen, R., ... & Christiansen, P. (2010). The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 622(1), 316-367.
- [41] Andronic, A. (2004). Electron identification performance with ALICE TRD prototypes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 522(1), 40-44.
- [42] Akindinov, A., Alici, A., Agostinelli, A., Antonioli, P., Arcelli, S., Basile, M., ... & Colocci, M. (2013). Performance of the ALICE Time-Of-Flight detector at the LHC. *The European Physical Journal Plus*, 128(4), 1-9.
- [43] Hoedlmoser, H., Braem, A., De Cataldo, G., Davenport, M., Di Mauro, A., Franco, A., ... & Schyns, E. (2007). Long term performance and ageing of CsI photocathodes for the ALICE/HMPID detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 574(1), 28-38.

- [44] Conesa, G., Delagrange, H., Diaz, J., Ippolitov, M., Kharlov, Y. V., Peressounko, D., & Schutz, Y. (2005). Performance of the ALICE photon spectrometer PHOS. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 537(1), 363-367.
- [45] Allen, J., Awes, T., Badalá, A., Baumgart, S., Bellwied, R., Benhabib, L., ... & Bourdaud, G. (2010). Performance of prototypes for the ALICE electromagnetic calorimeter. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 615(1), 6-13.
- [46] Fernández, A., Gamez, E., Herrera, G., Lopez, R., León-Monzón, I., Martínez, M. I., ... & Vargas, M. A. (2007). ACORDE a cosmic ray detector for ALICE. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 572(1), 102-103.
- [47] <https://root.cern.ch/root-user-guides-and-manuals>
- [48] <http://aliweb.cern.ch/Offline/AliRoot/Manual.html>
- [49] Edgar Perez Lezama, The $\phi(1020)$ resonance production has been measured for p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV/c, Universidad Nacional de México.
- [50] Francesca Bellini K^{*0} resonance production in p-Pb collision at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, University of Bologna.
- [51] P.Crochet and P.Braun-Munzinger, Investigation of background subtraction techniques for high mass dilepton physics, Laboratoire de Physique Corpusculaire, IN2P3/CNRS and Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany.
- [52] Nagashima, Y. Elementary Particle Physics. Volume 1: Quantum Field Theory and Particles. Osaka University Japan, 2010. ISBN: 978-3-527-40962-4. Brock, I.
- [53] Edgar Perez Lezama, Yield of ϕ meson in p-Pb collision at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV using TOF detector, Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México.
- [54] Stefan Roesler, Ralph Engel and Johannes Ranft, The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III, University of Delaware and University of Siegen, 19 Dec 2000.