



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

ESTUDIO DE RESONANCIAS ϕ Y ρ
EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN
A 7 TEV EN EL EXPERIMENTO
ALICE EN EL LHC

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Maestra en Ciencias (Física)

PRESENTA:

EMILIA CRUZ ALANIZ

DIRECTOR DE TESIS:

DOCTOR ANDRÉS SANDOVAL ESPINOSA



posgrado en ciencias físicas
u n a m

COMITE TUTORAL:
ERNESTO JOSE DE LA SALETE BELMONT MORENO
JOSE RUBÉN ALFARO MOLINA

2011



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.

Resumen

El estudio de las colisiones nucleares ha alcanzado un nueva era con el reciente inicio de colisiones en el LHC. Este acelerador y colisionador de partículas localizado en la frontera entre Suiza y Francia se encuentra actualmente haciendo colisiones protón-protón y plomo-plomo, batiendo records continuamente en densidad de energía y luminosidad desde las primeras colisiones producidas a finales del 2009. La construcción de este enorme aparato nos permitirá estudiar los más pequeños detalles de la estructura de la materia bajo condiciones extremas nunca antes alcanzadas.

Las metas principales de los experimentos instalados en este enorme colisionador son variadas, desde examinar la validez del Modelo Estándar, como la búsqueda del Higgs hasta la búsqueda de nuevas interacciones y partículas supersimétricas. En este trabajo se estudiarán la producción de resonancias ϕ y ρ en colisiones protón-protón a 7 TeV detectadas en el experimento ALICE. Estas partículas tienen tiempo de vida muy corto y son detectadas a partir de sus decaimientos en partículas mas estables. El tiempo de vida de estas partículas es del orden del tamaño del medio denso y caliente producido por las colisiones y por lo tanto buscaremos cambios en las propiedades conocidas de estas partículas para ver si son modificadas bajo estas condiciones extremas.

El primer capítulo habla de las principales propiedades del Modelo Estándar, la clasificación de las partículas y las fuerzas fundamentales conocidas. Se describen también las propiedades de la Cromodinámica Cuántica y las condiciones necesarias para la aparición de una nueva fase de la materia conocida como Plasma de Quarks y Gluones. Se explica brevemente los experimentos y la fenomenología de las colisiones hadrónicas. Por último se presentan los resultados de las propiedades de las partículas ϕ y ρ en colisiones protón-protón a 200 GeV, deuterón-oro a 200 GeV y oro-oro a 200 GeV detectadas en el experimento STAR en el RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*).

El segundo capítulo explica las principales propiedades del haz circulante en el

LHC. Se hace una descripción de ALICE, uno de los experimentos que conforman el LHC, se describe las metas de este experimento y la geometría de sus detectores incluyendo la TPC (*Time Projection Chamber*), la ITS (*Inner Track Detector*) y el TOF (*Time Of Flight*), que nos proporcionarán la identificación de partículas que utilizaremos en este trabajo.

El tercer capítulo plantea el problema del estudio de las resonancias que es el tema de trabajo de esta tesis y describe el uso de las herramientas del software de la colaboración ALICE que se pon para el análisis de los datos.

El cuarto capítulo muestra los resultados obtenidos para las resonancias ϕ y ρ . Para la ϕ se muestran los resultados de la señal con el ruido combinatorio sustraído en cuatro distintos cortes de momento y tres distintos cortes en multiplicidad. Se presentan los resultados obtenidos para la masa, ancho de masa y espectro. Para la ρ se muestran los resultados para tres distintos cortes en momento y nuevamente su masa, ancho de masa y espectro. Por último se hace una comparación con los resultados en el RHIC mostrados en el capítulo 1.

El quinto capítulo muestra las conclusiones del trabajo.

Abstract

The study of nuclear collisions has reached a new era with the recent launch of collisions in the LHC. This accelerator and particle collider located on the border between Switzerland and France is currently performing proton-proton and lead-lead collisions, beating records continuously in energy density and luminosity since the first collisions produced at the end of 2009. The construction of this enormous machine allow us to study the smallest details of the structure of matter under extreme conditions never achieved before.

The main goals of the experiments installed in this huge collider are varied, from examining the validity of the Standard Model, the search for the Higgs and the search for new interactions and supersymmetric particles. In this work we will study the production of resonances *phi* and *rho* in proton-proton collisions at 7 TeV detected in the ALICE experiment. These particles have very short lifetimes and are identified from their decays into more stable particles. The lifetime of these particles is about the size of the hot and dense medium produced by the collisions and therefore we look for changes in the known properties of these particles to see if they are modified under these extreme conditions.

The first chapter discusses the main properties of the Standard Model, the classification of fundamental particles and the known fundamental forces. It also describes the properties of quantum chromodynamics and the necessary conditions for the emergence of a new phase of matter called quark-gluon plasma. It briefly explains the experiments and the phenomenology of hadronic collisions. Finally the results of the properties of the particles *phi* and *rho* in proton-proton collisions at 200 GeV, deuteron-gold at 200 GeV and gold-gold at 200 GeV detected in the STAR experiment at the RHIC (emph Relativistic Heavy Ion Collider) are presented.

The second chapter explains the main properties of the beam circulating at LHC. A description is made of ALICE, one of the experiments that the LHC, described the goals of this experiment and the geometry of the detectors including TPC (emph Time Projection Chamber), ITS(emph Inner Track Detector) and TOF (emph Time Of Flight), that provide the identification of particles used in this work.

The third chapter presents the problem of the study of resonances which is the subject of this thesis work and describes the use of the software tools used by the ALICE collaboration for the data analysis.

The fourth chapter shows the results for the resonances *phi* and *rho*. For *phi* we present the results of the combinatorial noise signal subtracted in four different cuts in momentum and three different cuts in multiplicity. We present the results obtained for the mass, width and mass spectrum. For *rho* we present the results for three different cuts in momentum and again its mass, width and mass spectrum. Finally, a comparison is done with the results at RHIC shown in chapter 1.

The fifth chapter presents the conclusions of the work.

Índice general

1. Modelo Estandar y Física de Colisiones Nucleares Ultrarelativistas	8
1.1. El mundo de las partículas elementales	8
1.2. Cromodinámica Cuántica	10
1.2.1. Libertad asintótica	10
1.2.2. Diagrama de fase del QCD	12
1.3. Plasma de Quarks y Gluones QGP	12
1.3.1. Modelo de la bolsa	12
1.3.2. Formación del plasma	14
1.4. Colisiones hadrónicas y nucleares	15
1.4.1. Fenomenología de las interacciones hadrónicas	15
1.4.2. Colisiones nucleares	18
1.5. Resonancias	19
1.5.1. Resonancia ϕ	20
1.5.2. Resonancia ρ	24
2. El colisionador LHC y el experimento ALICE	28
2.1. El colisionador LHC	28
2.2. El experimento ALICE	30
2.3. Observación de la materia primordial	31
2.4. Geometría del detector	31
2.4.1. Detectores del barril central	32
2.4.2. Detectores complementarios	39
3. AliRoot, Software de Reconstrucción y Análisis	42
3.1. Planteamiento del problema	42
3.2. Marco de reconstrucción	43
3.3. Paquete de Resonancias	44
3.3.1. Selección de Datos	45
3.3.2. Selección de Partículas y cortes utilizados	46
3.3.3. Extracción de la señal y determinación de ruido	49

3.3.4.	Selección de pares de partículas y asignación de cortes . .	50
3.3.5.	Output e histogramas	52
3.4.	Factores a considerar	53
4.	Resultados	56
4.1.	Análisis de ϕ^0 (1020)	56
4.1.1.	Señal obtenida por la reconstrucción y determinaciones de ruido	56
4.1.2.	Señales con ruido sustraído	56
4.1.3.	Multiplicidad	61
4.1.4.	Señales con ruido sustraído	61
4.2.	Análisis de ρ^0 (770)	65
4.2.1.	Señal obtenida por la reconstrucción y determinaciones de Ruido	65
4.2.2.	Señales con ruido sustraído	68
4.3.	Comparación con resultados anteriores	71
5.	Conclusiones	77

Capítulo 1

Modelo Estándar y Física de Colisiones Nucleares Ultrarelativistas

1.1. El mundo de las partículas elementales

Hasta finales del siglo XIX, la noción de la estructura atómica de la materia no estaba completamente establecida, se creía que los átomos eran simples y elementales. Esta percepción cambió con el descubrimiento del electrón por J. Thomson en 1897, momento en el cuál se puede decir que nació la física de partículas. A partir de esto se produjo un vertiginoso desarrollo de nuevas ideas que lograron cambiar la percepción de los átomos como una idea abstracta hacia un nuevo nivel donde no sólo se comprendió su complejidad sino se abrió todo un nuevo campo para hacer el análisis cuantitativo de su composición.

Entre estas nuevas ideas destacan el descubrimiento de Rutherford de que la mayoría de la masa del átomo se encuentra concentrada en el núcleo, pero cuya carga positiva iguala la carga negativa de los electrones a su alrededor; el descubrimiento del neutrón por Chadwick en 1932, la predicción y posterior confirmación de la existencia de los quarks, neutrinos y bosones vectoriales de norma.

La teoría del Modelo Estándar propone un conjunto de 18 partículas elementales o sabores (con sus correspondientes antipartículas), puntuales y sin subestructura conocida. Estas están divididas en dos grandes conjuntos: los fermiones, partículas que forman la materia, y los bosones de norma, que funcionan como mediadoras de las fuerzas. Los fermiones se dividen a su vez en una componente hadrónica y una leptónica, cada una de ellas agrupada en tres familias o generaciones. La materia ordinaria está constituida por las partículas de la primera familia: los quarks u , d , el electrón y el neutrino del electrón. Las otras dos familias

se componen de partículas mucho más pesadas por lo que sólo se podrán producir en colisiones de alta energía, además de que, a excepción de los neutrinos, son partículas inestables que decaen en partículas de la primera familia. La figura 1.1 indica la composición de las partículas elementales.

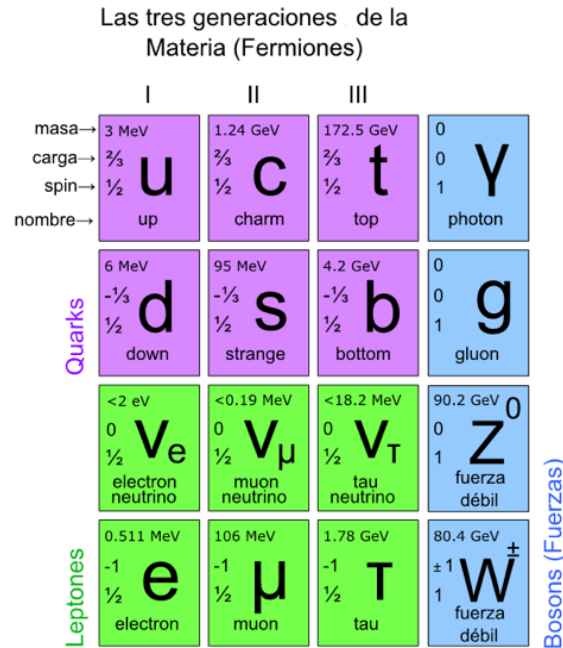


Figura 1.1: Esquema representando las 3 familias de partículas elementales y los portadores de las fuerzas fundamentales.

El Modelo Estándar también establece las cuatro fuerzas fundamentales: la fuerza gravitacional, la electromagnética, la débil y la fuerte. Las interacciones se producen a través del intercambio de los bosones de norma: el fotón para el caso de la electromagnética, los bosones vectoriales (W^\pm, Z^0) para las interacciones débiles, los gluones para las fuertes y el gravitón para la interacción gravitacional. Las propiedades de las interacciones son descritas en la tabla 1.1

Interacción	Gravitacional	Electromagnética	Fuerte	Débil
Rango (m)	∞	∞	10^{-15}	10^{-17}
Intensidad relativa	$5,9 \times 10^{-39}$	$\frac{1}{137}$	1	$1,02 \times 10^{-5}$
Portadores	Gravitón	Fotón	Gluones (8)	W^\pm, Z^0
Carga asociada	Energía	Carga eléctrica	Color	Sabor
Partículas afectadas	Todas	Cargadas	Quarks y gluones	Quarks y leptones

Tabla 1.1: Propiedades de las cuatro fuerzas fundamentales [1]

1.2. Cromodinámica Cuántica

La sección del Modelo Estándar que describe las interacciones fuertes es conocida como la Cromodinámica Cuántica (QCD por sus siglas en inglés: “Quantum Chromodynamics”). La cromodinámica cuántica es una teoría no abeliana con invariancia de norma local bajo transformaciones del grupo de simetría SU(3) de color.

Las partículas observables que experimentan la fuerza fuerte se conocen como hadrones, estas a su vez se dividen en dos tipos de partículas: bariones y mesones. Los bariones están formados por combinaciones de tres quarks mientras que los mesones se componen de un quark y un antiquark. Además de la carga eléctrica, los quarks poseen una carga asociada a la interacción nuclear fuerte que se le ha dado el nombre de “carga de color”. Hay tres tipos de colores: rojo, azul y verde, con sus correspondientes anti-colores. Los gluones cargan una unidad de color y una de anti-color. Por razones técnicas hay ocho tipos de gluones en vez de los nueve que nos darían las combinaciones totales.

1.2.1. Libertad asintótica

Los generadores de las transformaciones del grupo de simetría SU(3) de color satisfacen las siguientes relaciones de conmutación:

$$\left[\frac{\lambda_i}{2}, \frac{\lambda_j}{2} \right] = i f_{ijk} \frac{\lambda_k}{2} \quad (1.1)$$

donde λ_i son las matrices de Gell-Mann y f_{ijk} las constantes de estructura del grupo. Al aplicar la transformación de norma al lagrangiano de QCD, el campo de norma se modifica como:

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha_a - f_{abc} \alpha_b G_\mu^c \quad (1.2)$$

Esto hace que aparezcan vértices de autointeracción de 3 y 4 vértices como indica la figura 1.2, en consecuencia la interacción $q\bar{q}$ requiere contribuciones adicionales como se puede apreciar en la figura 1.3

Este acoplamiento gluon-gluon hace la cromodinámica mucho más complicada que la electrodinámica, permitiendo por ejemplo la posibilidad de que existan *glueballs* (estados en los que interaccionan gluones sin quarks en el escenario).

Otra diferencia entre la cromodinámica y la electrodinámica es el tamaño de la constante de acoplamiento. Cada vértice en el la electrodinámica cuántica (QED por sus siglas en inglés) introduce un factor de $\alpha = \frac{1}{137}$. El hecho de que este número sea muy pequeño significa que solo debemos de considerar diagramas de Feynman con un número pequeño de vértices. Experimentalmente, la constante

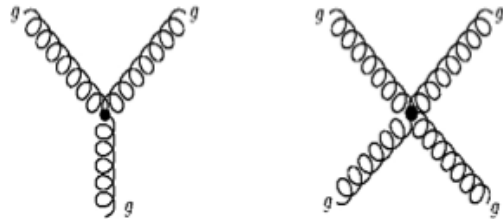


Figura 1.2: Vértices de autointeracción de 3 y 4 vértices que aparecen al aplicar una transformación de norma en el lagrangiano del QCD [1].

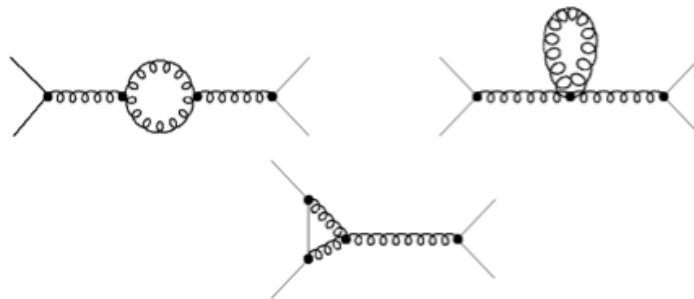


Figura 1.3: Contribuciones adicionales que aparecen al aplicar una transformación de norma al lagrangiano del QCD [2].

de acoplamiento correspondiente para las fuerzas fuertes α_s es mayor que 1. El hecho de que este número sea tan grande ha asolado a los físicos de partículas por décadas, ya que en vez de contribuir menos y menos para diagramas más complejos, como ocurre en QED, contribuye cada vez más.

Uno de los mayores triunfos de la QCD fue el descubrimiento de que en esta teoría el número que juega el papel de “constante” de acoplamiento no es en realidad una constante sino depende de la distancia de separación entre las partículas interactuantes. Para distancias chicas, mucho menores a 1 fm , la constante se vuelve muy pequeña, de esta manera los quarks dentro de los hadrones se comportan como partículas libres. Este fenómeno se conoce como libertad asintótica. En cambio, para distancias cercanas a 1 fm , la constante crece considerablemente, por lo que en términos de la autointeracción gluónica y de generación de pares $q\bar{q}$ no son ignorables y por tanto la expansión en potencias de α_s ya no es válida. Esto explica porque no es posible encontrar quarks y gluones libres en la naturaleza.

1.2.2. Diagrama de fase del QCD

Como no podemos tener una descripción analítica incluso medianamente aproximada de las fuerzas entre los quarks dentro de un hadrón, se dificulta enormemente el tratamiento de sistemas más complejos como es el caso de las colisiones de iones pesados, pues en este caso no solo tenemos las interacciones de los quarks dentro de un mismo núcleo sino las que tienen estos con sus vecinos. No obstante, hay suficientes fundaciones teóricas para buscar un nuevo estado de la materia.

Aunque el diagrama de fase de la materia hadrónica no es completamente conocida, gracias a los experimentos hechos en altas energías se ha logrado perfeccionar y adecuar las ideas teóricas con sustentabilidad experimental. En la figura 1.4 se presenta la imagen del diagrama de fase hecha por Enrico Fermi en 1953, la figura 1.5 presenta los diagramas de fase hechas en 1983 y en 2009.

1.3. Plasma de Quarks y Gluones QGP

1.3.1. Modelo de la bolsa

Un sistema de quarks y gluones que no es posible aproximar perturbativamente se estudia como un sistema de red discreta en espacio y tiempo. Esta se conoce como la teoría de red de Norma. Resultados teóricos indican que cuando la distancia entre quarks es comparable con el tamaño del hadrón, los quarks interactúan con una interacción efectiva que va aproximadamente lineal con la distancia espacial. Experimentalmente, ningún quark ha sido aislado. Esto lleva a pensar que el comportamiento a gran escala de los quarks en los hadrones está caracterizada por su confinamiento dentro de los hadrones [4].

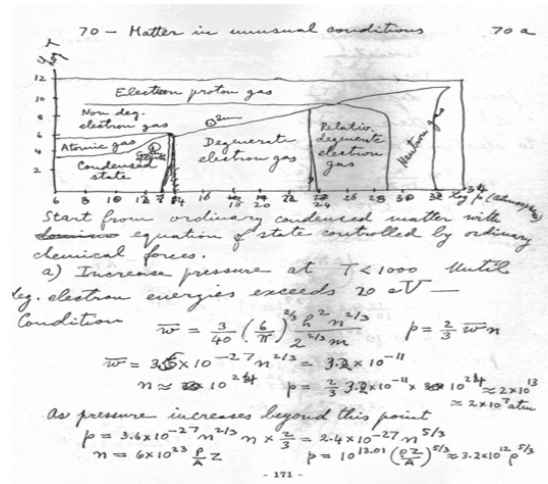


Figura 1.4: QCD según Enrico Fermi en 1953 [3].

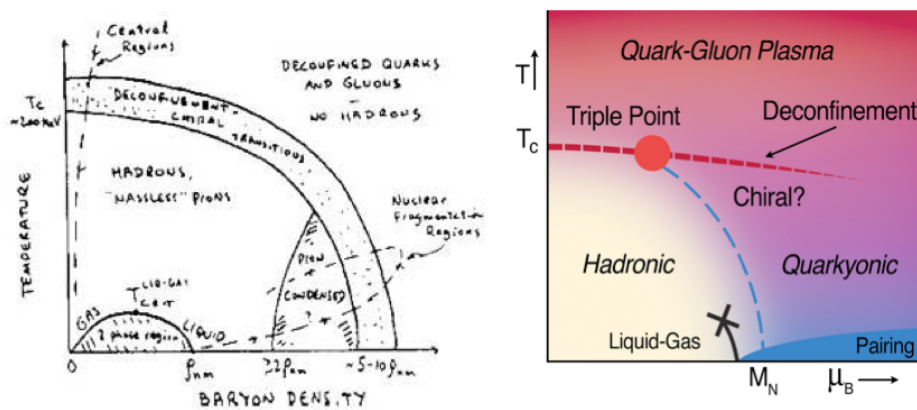


Figura 1.5: Comparación del QCD de 1983 US Long Range Plan por Gordon Baym y en 2009 [3].

Una manera de visualizar el confinamiento es imaginarnos un tubo lineal entre un quark y un antiquark (figura 1.6), cuando la separación entre estos dos se vuelve grande, es energéticamente más favorable producir otro par quark-antiquark en un punto a lo largo del tubo de manera que el quark producido se conecta con el antiquark inicial y a su vez el antiquark producido lo hace con el quark inicial. Aislar un quark separándolo de su antiquark sería entonces una tarea imposible.

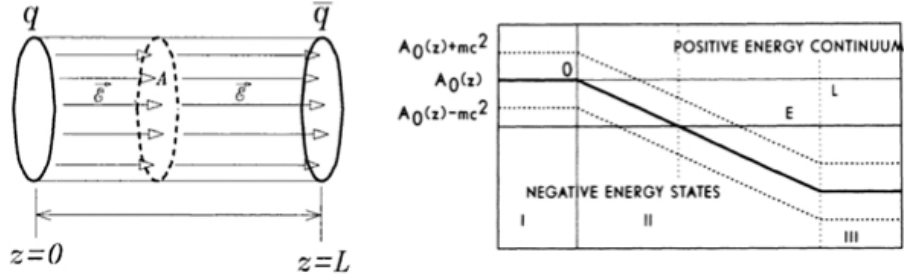


Figura 1.6: Izquierda: Esquema mostrando un sistema donde el quark se ubica en la posición $z=0$ y el antiquark en la posición $z=L$. Derecha: Gráfica del potencial de confinamiento.

Una descripción fenomenológica bastante útil de los quarks confinados dentro de los hadrones está dada por el modelo de la bolsa.

En el modelo de la bolsa, los quarks son tratados como partículas sin masa dentro de una bolsa de dimensión finita, e infinitamente masivas fuera de la bolsa. El confinamiento dentro de la bolsa es el resultado del balance entre la presión de la bolsa B , que es hacia adentro, y el esfuerzo que existe por la energía cinética de los quarks. Aquí, la presión de la bolsa es una cantidad fenomenológica introducida para tomar en cuenta los efectos no perturbativos del QCD.

1.3.2. Formación del plasma

En el modelo de la bolsa se interpreta a la presión de la bolsa hacia adentro como el efecto no perturbativo del QCD. Para un hadrón en el que se pueden considerar a sus quarks en el estado mínimo $s_{1/2}$ dentro de la bolsa, la presión de la bolsa hacia adentro es equilibrada con el esfuerzo cuántico de la función de onda de los quarks. Este balance de presiones opuestas permite una intuitiva descripción de fuerzas compitiendo entre sí que producen un sistema estable. También proporciona una intuición de porqué esperamos que aparezcan nuevas fases de materia quarkonia [4].

Si la presión de la materia quarkonia dentro de la bolsa aumenta, va a haber un punto en el que la presión que va hacia afuera es mayor que la que va hacia

adentro. Cuando eso ocurre, la bolsa ya no puede confinar la materia quarkonia que esta contenida dentro de ella. Una nueva fase de materia que contiene a los quarks y gluones en un estado desconfinado es entonces posible.

Es claro que la condición principal de la formación del nuevo estado es el aumento de la presión de la bolsa B, esto es posible cuando la temperatura de la materia es muy alta, o bien cuando la densidad del número bariónico es grande [4].

1.4. Colisiones hadrónicas y nucleares

1.4.1. Fenomenología de las interacciones hadrónicas

En interacciones hadrónicas se pueden distinguir dos clases de procesos: dispersiones elásticas e inelásticas. Las dispersiones elásticas no involucran una pérdida de la energía cinética de las partículas iniciales, en cambio las inelásticas los núcleos colisionados pierden distintas cantidades de energía [4].

Una propiedad importante de las colisiones de nucleón-nucleón a altas energías es que la probabilidad de que los núcleos colisionados pierdan una gran fracción de sus energías es muy grande, es decir la contribución de las dispersiones inelásticas aumenta, y esta pérdida de energía resulta en la producción de partículas.

La figura 1.7 muestra la contribución de dispersiones elásticas e inelásticas a la sección transversal en colisiones p+p. Podemos ver que para un momento $p \sim 1000$ GeV/c la contribución inelástica es predominantemente mayor, con una proporción del orden cinco a uno con la elástica.

Las secciones para las reacciones de muchos hadrones como función del momento p del hadrón incidente ha sido parametrizada por el grupo CERN-HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*). Para las reacciones p+p la sección total en unidades mb está dada por:

$$\sigma_{total} = 48 + 0,522(lnp)^2 + (-4,51)lnp \quad (1.3)$$

Y la sección elástica está dada por

$$\sigma_{elastica} = 11,9 + 26,9p^{-1,21} + 0,169(lnp)^2 + (-1,85)lnp \quad (1.4)$$

donde p está en unidades de GeV/c. La diferencia entre la σ_{total} y la $\sigma_{elastica}$ da la sección inelástica.

El análisis de los datos obtenidos en las colisiones no se detiene en entender el tipo de partículas que estamos obteniendo, una gran parte del análisis consiste en observar su distribución sobre distintas variables dinámicas y cinemáticas, como la rapidez, pseudorapidez, energía o momento. Esta última es de particular interés y utilidad, un ejemplo de su distribución esta dada en la figura 1.8.

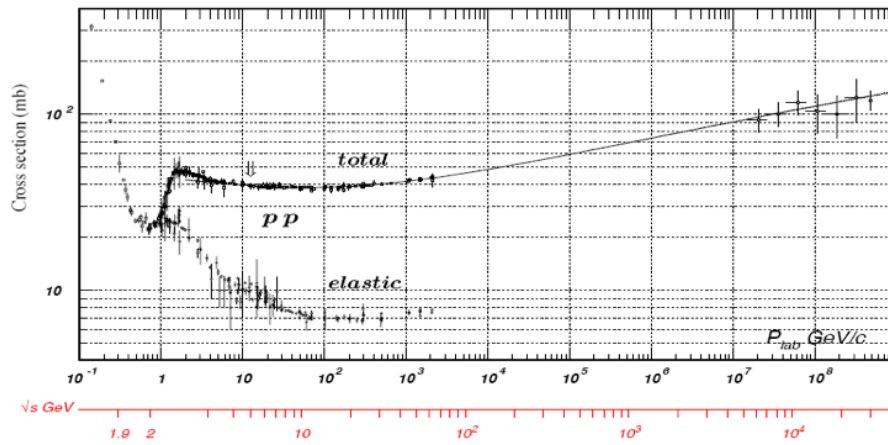


Figura 1.7: Contribución elástica e inelástica a la sección transversal total en colisiones p-p [5].

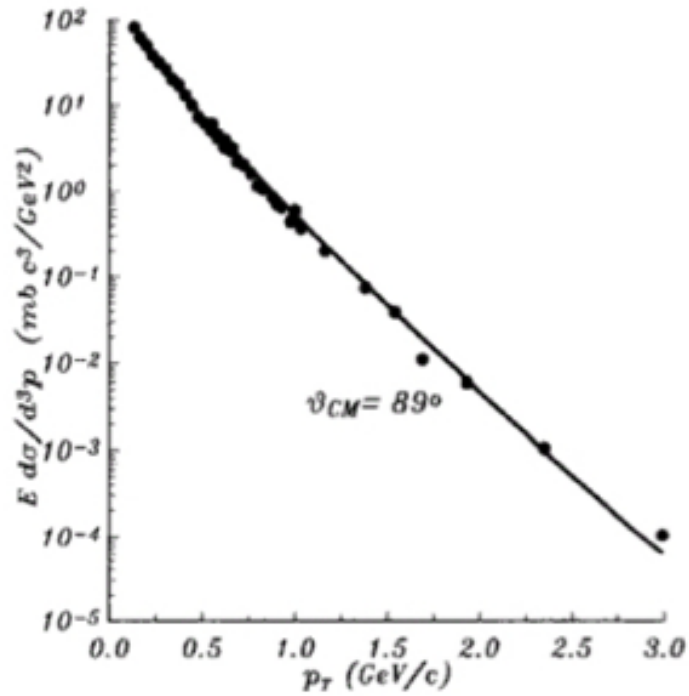


Figura 1.8: La sección invariante diferencial $E d\sigma/d^3p$ para π^+ en reacciones pp a $\sqrt{s}=30.6$ GeV.

Datos experimentales indican que el 80-90 % de las partículas producidas son los piones; el resto consiste en kaones, bariones, anti-bariones y otras partículas. El número total de partículas producidas en una colisión se llama la multiplicidad de la colisión. Sin embargo, varios métodos de medición de detección de partículas son sensibles únicamente a partículas cargadas de manera que solo estas son contabilizadas y consideradas para la multiplicidad de una colisión.

La multiplicidad de una colisión aumenta con la energía de centro de masa (\sqrt{s}) de una forma aproximadamente logarítmica. En la figura 1.9, se presenta la multiplicidad cargada de colisiones pp como función de \sqrt{s} para distintos experimentos.

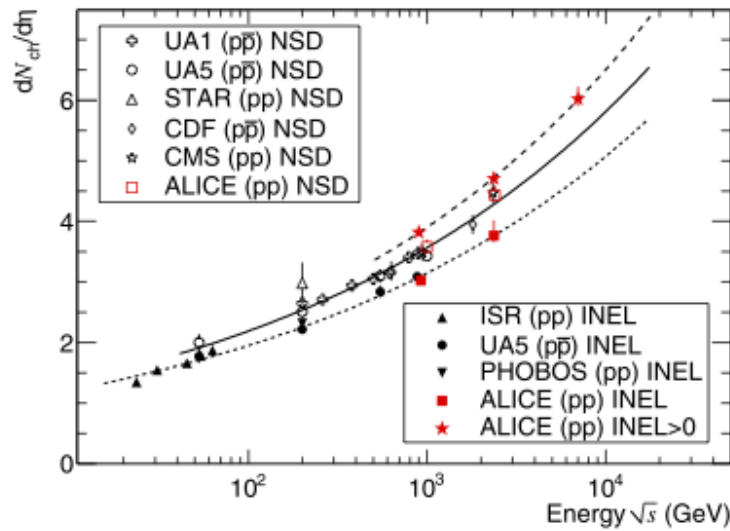


Figura 1.9: Densidad de partículas cargadas por unidad de pseudorapidez como función de la energía del centro de masa. Las líneas indican un ajuste exponencial.

En la distribución de momentos se pueden hacer dos grandes clasificaciones: las partículas suaves, que son aquellas con $p_t \leq 1\text{GeV}/c$ y las partículas duras aquellas con $p_T \geq 1\text{GeV}/c$. En la actualidad se sabe que los mecanismos de producción de estos dos conjuntos son completamente diferentes: la formación de partículas duras puede describirse con QCD perturbativa, y de esta manera se puede tener un análisis analítico aproximado, mientras que las partículas suaves no pueden describirse con esta teoría, de manera que tienen que ser tratados con un modelo fenomenológico.

1.4.2. Colisiones nucleares

La principal meta de las colisiones de iones pesados es estudiar la termodinámica de la materia interactuando fuertemente. Cuando hacemos colisionar dos iones pesados a muy altas energías, el principal objetivo es producir un nuevo estado de la materia llamado el plasma de quarks y gluones, y más aún, observar la transición de fase del QCD, de la fase QGP al gas hadrónico. La motivación cosmológica encerrada en esto es que el Universo presentó dicha transición en los primeros microsegundos de vida.

Experimentos

El acelerador LHC no es el primero en hacer experimentos en altas energías. Entre los que destacan por su contribución a este campo se encuentran el URHIC (*Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions*) en el CERN SPS (*European Organization for Nuclear Research Super Proton Synchrotron*) y el experimento RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) en el Brookhaven National Laboratory.

En la figura 1.10 se presenta un esquema de las transiciones de fase de gas hadrónico hacia el QGP bajo condiciones de temperatura y potencial químico bariónico y el alcance de distintos experimentos en altas energías.

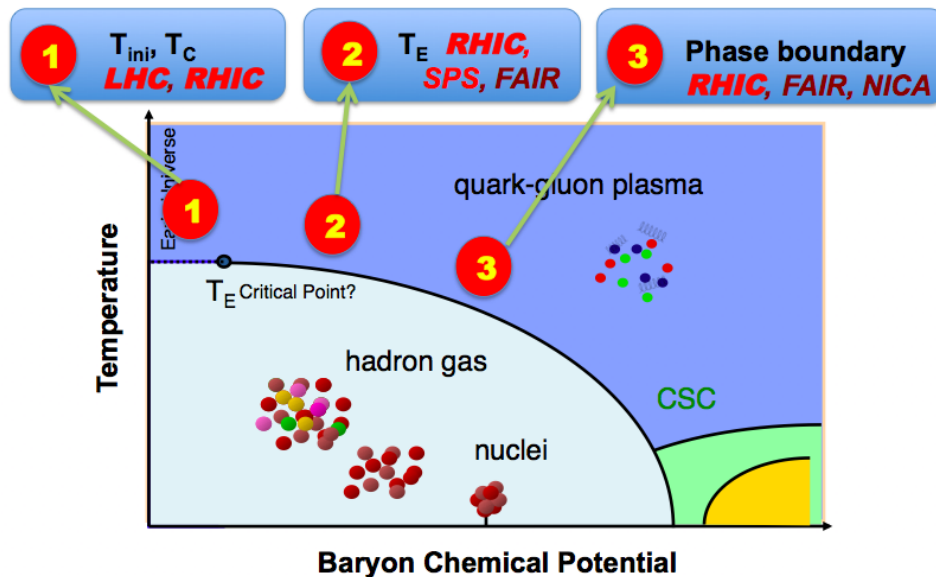


Figura 1.10: Alcance de los experimentos en colisiones de núcleos pesados en el diagrama μ vs T [3].

Al aumentar la energía de los haces en las colisiones, las ganancias cuantita-

tivas son obvias; el sistema se vuelve más y más denso y caliente, se forma más rápido y se mantiene colectivo por más tiempo. Es decir su tiempo de vida se agranda y su volumen se incrementa. Entre mayor se hace la fase del QGP, mejores son las oportunidades de observar las verdaderas “pruebas duras” del QGP que no podrían ser observadas en un experimento como el SPS. En RHIC y en el experimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) en el LHC (*Large Hadron Collider*), estas pruebas adicionales incluyen el Υ (especialmente su supresión) y la producción de quarks beauty (en el LHC en particular), jets, fotones directos de alto momento, y dileptones de alta masa. Mediciones del Z^0 pueden ser posibles también en las colisiones de Pb+Pb en el experimento CMS del LHC. Además, en las altas energías del RHIC, y especialmente en el LHC/ALICE, se espera que se puedan calcular las condiciones iniciales del QGP de manera más confiable con métodos perturbativos [36].

1.5. Resonancias

Las resonancias han sido investigadas como pruebas del interior de las reacciones en iones pesados desde hace mucho tiempo y en distintas condiciones, tanto en colisiones de baja energía, como en la colaboración HADES [9] y la colaboración FOPI [10], en colisiones de energía intermedia, como la colaboración NA49 y la CERES [11] [12] hasta colisiones de iones pesados a alta energía, como la colaboración STAR [13] [14] y actualmente en el LHC, en particular en el detector ALICE.

Las resonancias son partículas que decaen fuertemente con tiempos de vida que son del orden del tamaño del medio denso y caliente producido por las colisiones de iones pesados. Por lo tanto, la medición de las resonancias en distintos tipos de colisiones provee información detallada acerca de la dinámica de la interacción en las colisiones de iones pesados, donde los tiempos de vida hadrónicos y las secciones de la interacción afectan la producción de resonancias [18] .

Los efectos del medio relacionados con las altas densidades o altas temperaturas del medio pueden modificar las propiedades de las resonancias de tiempo de vida cortas, como su masa, ancho de masa e incluso sus espectros.

La producción de resonancias reconstruidas, obtenidas a través de la reconstrucción de la masa invariante a través de sus decaimientos hadrónicos, es sensible al tiempo de vida, densidad y temperatura del medio hadrónico y a los tiempos de vida de las resonancias y las secciones de su regeneración.

1.5.1. Resonancia ϕ

Al analizar resultados anteriores al LHC para el estudio de las resonancias en colisiones de iones pesados la referencia inmediata es el experimento STAR en el RHIC [37].

Las propiedades del mesón ϕ y su transporte en el medio nuclear han sido de interés desde su descubrimiento. El tiempo de vida del mesón ϕ es cerca de 45 fm/c y decae en dos kaones K^+K^- con una tasa de decaimiento del 49.2%, decae más raramente en un par electrón-positrón e^+e^- , con una tasa de $2,97 \times 10^{-4}$ y $\mu^+\mu^-$, con $2,84 \times 10^{-4}$.

Las propiedades del medio de los mesones ϕ en ambientes densos y calientes son también interesantes. Se predijo que la masa y el ancho de masa del mesón ϕ cambiarían debido a la restauración parcial de la simetría quiral en el medio nuclear. Asakawa and Ko [15] y Song [16] predijeron que la masa de la ϕ decrece como resultados de un efecto de muchos cuerpos en el medio hadrónico. Un doble pico en la espectro de masa invariante de la ϕ en colisiones de iones pesados fue propuesta como una firma de la transición de fase del QGP a la materia hadrónica. Otros cálculos han predicho que el ancho de masa del mesón ϕ se puede ampliar significativamente debido a efectos del medio nuclear.

Masa y ancho de masa

La figura 1.11 muestra la posición del pico de la masa invariante de la ϕ y su ancho de masa como función de la p_T para distintos tipos de colisiones en comparación con su valor PDG (valor dado por el *Particle Data Group* [5]). Se observa que en la región con mayor p_T (>1 GeV/c) la masa medida y el ancho de masa de la ϕ son consistentes con las simulaciones Monte Carlo (MC) en diferentes colisiones a distintas energías. Pero a momentos bajos (<1 GeV/c), la masa de la ϕ es menor y el ancho es mayor que la simulación. La caída de la masa de la ϕ a bajos momentos tanto en datos reales como en simulados se debe a múltiples pérdidas de energía por dispersión de las trazas de bajo p_t en el detector, que no es completamente reconstruido durante la reconstrucción de las trazas.

La figura 1.12 muestra comparaciones de forma entre distribuciones de masa invariante del mesón ϕ para datos reales y MC a $0.6 < p_T < 1.0$ GeV/c en colisiones p+p 200 GeV y colisiones Au+Au 200 GeV con centralidad 0-5%. El pico de la masa invariante de los datos reales (círculos sólidos) es más ancho que los de los datos MC. Las diferencias encontradas en masa y ancho de masa del mesón ϕ entre datos reales y simulaciones han limitado la sensibilidad para observar pequeñas modificaciones del mesón ϕ en el medio producido por las colisiones en el RHIC.

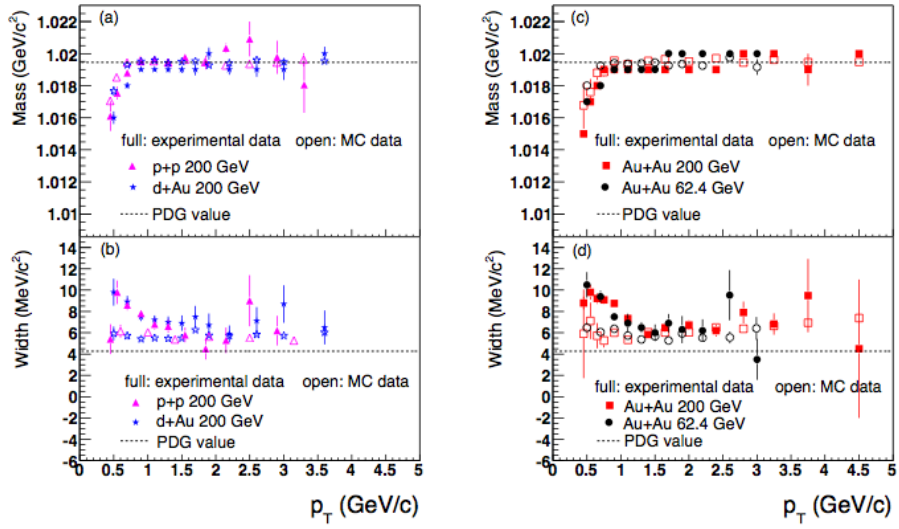


Figura 1.11: Masas y anchos de masas de ϕ como función de p_T en colisiones p+p a 200 GeV, d+Au a 200 GeV (centralidad 0-20%), Au+Au a 62.4 GeV (0-20%) y Au+Au 200 GeV (0-5%) con las correspondientes valores PDG.

Espectro

Se calcula la presencia del mesón ϕ corrigiendo la integral de la señal obtenida con la eficiencia de rastro de trazas, la aceptación del detector y la razón de decaimiento. La figura 1.13 compara el espectro de momento transversal en distintas colisiones a 200 GeV (0-5% Au+Au, 0-20% d+Au y p+p). El espectro es normalizado por el número de colisiones binarias (N_{bin}) y el número de pares participantes ($N_{part}/2$).

Se observa un cambio visible en la forma del espectro de colisiones p+p, d+Au y Au+Au periféricas. Como las partículas con alto momento transversal son mayoritariamente producidas por fuertes procesos de dispersión y modificados por interacciones con el medio en colisiones de núcleos pesados a altas energías, el cambio del espectro de la ϕ de las colisiones Au+Au a las colisiones centrales de Au+Au pueden indicar que domina una diferente física en la producción de partículas en la región p_T . En la región de bajo momento ($p_T < 1.0$ GeV/c), el espectro de la ϕ normalizada con N_{part} para colisiones d+Au es del mismo orden que para el obtenido para colisiones p+p, mientras que para las colisiones Au+Au centrales aumenta significativamente. Esto indica que el ambiente caliente creado por las colisiones Au+Au favorece la producción de mesones ϕ suaves.

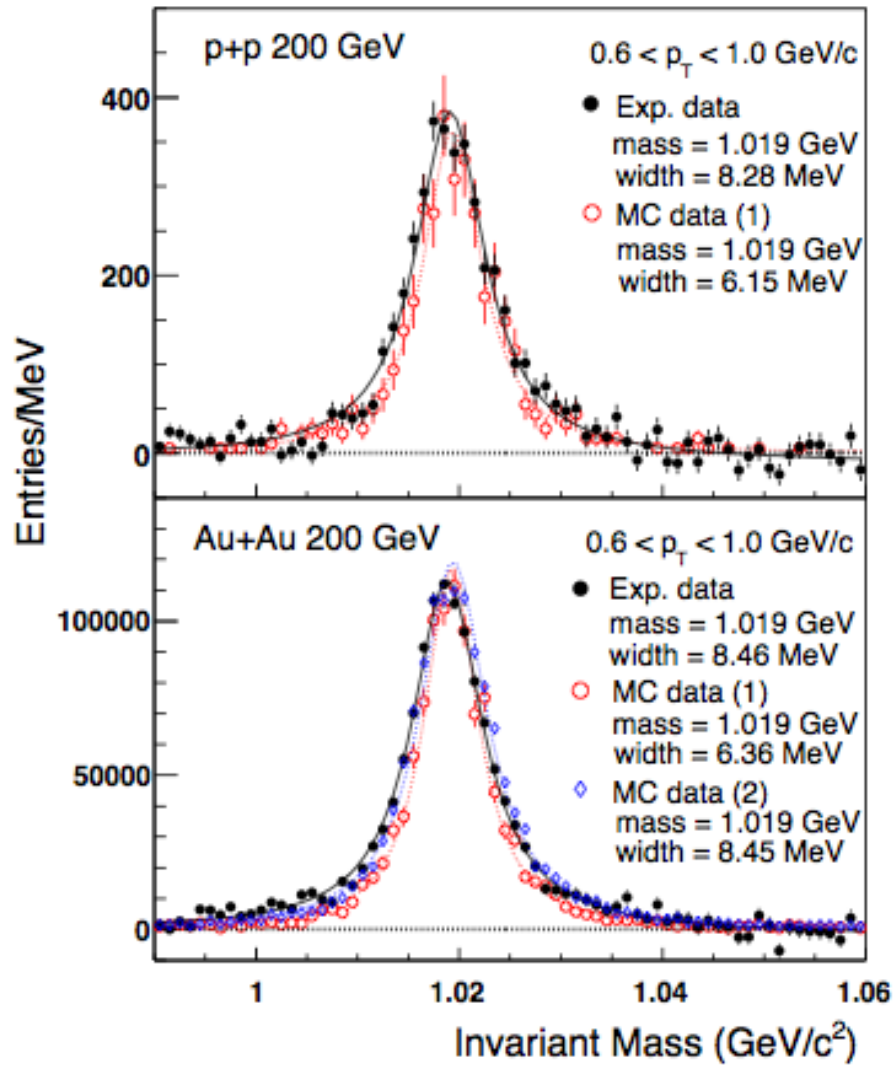


Figura 1.12: Masa invariante de las distribuciones del mesón ϕ a $0.6 < p_T < 1.0$ GeV/c en colisiones p+p a 200 GeV y Au+Au a 200 GeV (0-5%). Se comparan curvas con datos experimentales y MC ajustados con una Breit-Wigner.

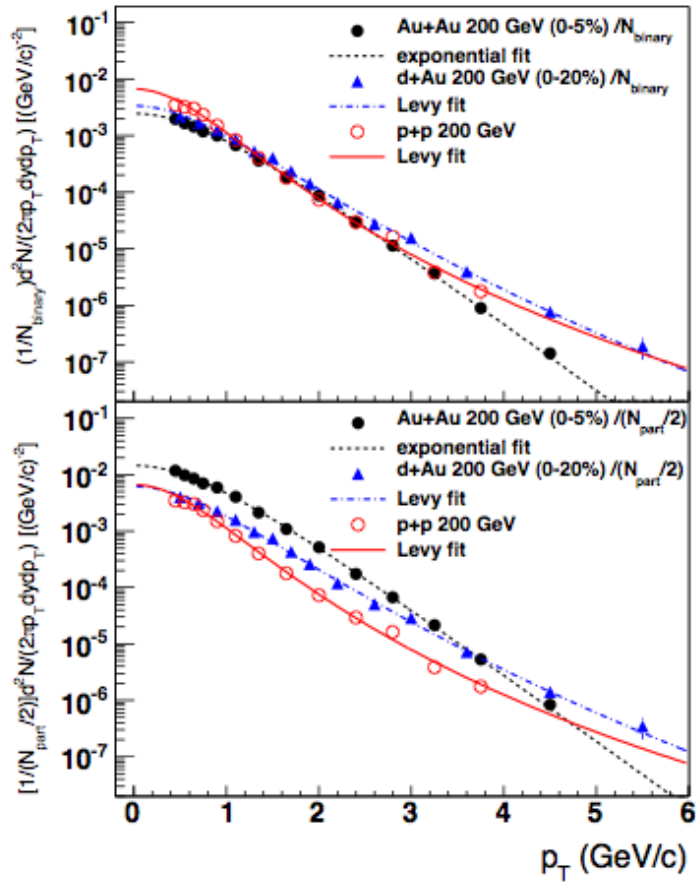


Figura 1.13: Comparación del espectro de momento transversal para diferentes sistemas de colisiones a 200 GeV: Au+Au (0-5%), d+Au (0-20%) y p+p (inelásticas). El espectro es normalizado por N_{bin} (figura de arriba) y $N_{part}/2$ (figura de abajo).

1.5.2. Resonancia ρ

Para los estudios realizados con anterioridad para la resonancia ρ nos referimos nuevamente al experimento STAR en el RHIC [38].

La modificación en el medio del mesón ρ debida a efectos de incremento de la temperatura y densidad ha sido propuesta como una posible señal de la transición de fase de la materia nuclear al plasma desconfinado de quarks y gluones, que se espera venga acompañado por la restauración de la simetría quiral.

Aun en la ausencia de la transición de fase, en densidades nucleares normales, se esperan modificaciones en el mesón ρ^0 dependientes de la temperatura y densidad. Efectos como el espacio fase e interacciones dinámicas con la materia pueden modificar la masa del ρ^0 , su ancho y forma. Estas modificaciones de las propiedades del ρ^0 toman lugar cerca del momento en que se desvanecen las colisiones elásticas en las etapas finales de las colisiones de iones pesados. A estas bajas densidades de materia se espera que las modificaciones propuestas sean pequeñas pero observables.

Dado que la vida media del mesón ρ^0 de $c\tau = 1.3$ fm es pequeña con respecto a la vida media del sistema formado en las colisiones de iones pesados, se espera que dicho mesón decaiga, regenere y disperse a través del momento en que desvanecen las colisiones elásticas.

El principal objetivo del estudio realizado en el RHIC fue estudiar el canal de decaimiento $\rho = \pi^+\pi^-$, con una tasa de decaimiento $\sim 100\%$. La medición se hizo calculando la masa invariante de las parejas de piones con signos diferentes y restando el ruido calculado con la distribución de masas por parejas de piones iguales. En la figura 1.14 se presentan las distribuciones de masa invariante, sin haber quitado el ruido, para colisiones p+p y Au+Au periféricas para diferentes momentos, se muestran picos diferentes a la partícula que estamos buscando, esto se debe a que el mesón ρ^0 no es el único que decae en dos piones cargados, por lo tanto tenemos un ruido extra que no obteníamos en el caso de la ϕ . Podemos sin embargo hacer una identificación de los otros picos asociándolos a diferentes partículas. Refiriéndonos de nuevo a la figura 1.14 tenemos que la línea negra sólida es la suma de todas las contribuciones. La partícula K_s^0 fue ajustada con una gaussiana. La ω y la $K^{*0}(892)$ fueron obtenidas por el generador de eventos HIJING con el Kaon siendo mal identificado como un pion en el caso de la K^{*0} . La $\rho^0(770)$, la $f_0(980)$ y la $f_2(1270)$ fueron ajustados con la función Breit Wigner relativista. $BW = M_{\pi\pi}M_0\Gamma/[(M_0^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 + M_0^2\Gamma^2]$ por el factor de Boltzmann $PS = (M_{\pi\pi}/\sqrt{M_{\pi\pi}^2 + p_T^2}) \times \exp(-\sqrt{M_{\pi\pi}^2 + p_T^2}/T)$ para tomar en cuenta el espacio de fase. Aquí, T es la temperatura a la cual la resonancia es emitida y $\Gamma = \Gamma_0 \times (M_0/M_{\pi\pi}) \times [(M_0^2 - 4m_\pi^2)/(M_0^2 - 4m_\pi^2)]^{2l+1/2}$.

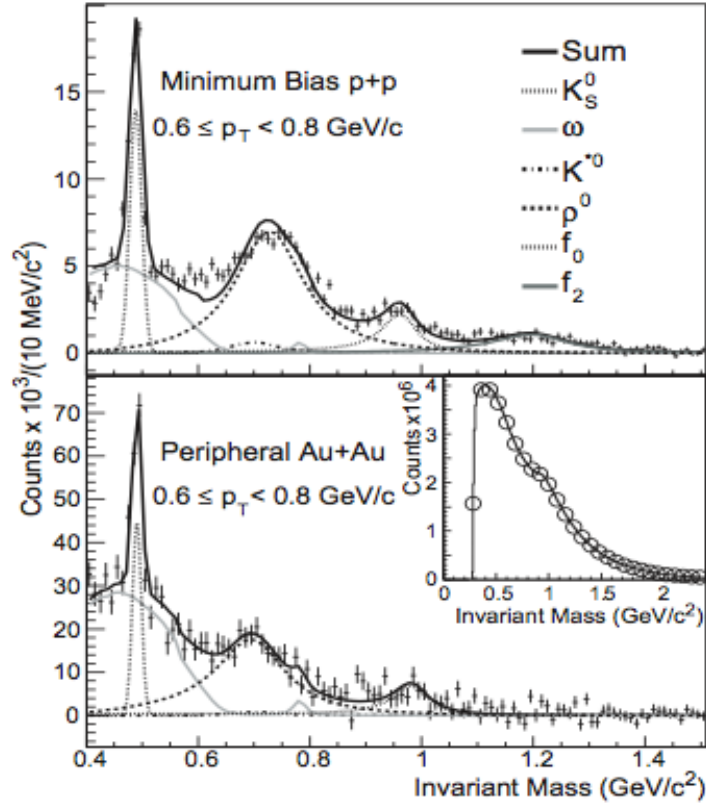


Figura 1.14: Distribución de masa invariante de la ρ después de sustraer el ruido, se presenta esto para colisiones p+p (figura de arriba) y colisiones Au+Au periféricas (figura de abajo) en el experimento RHIC. Se muestran en ambas figuras los ajustes para distintas partículas con decaimiento en piones.

Masa y ancho de masa

La figura 1.15 muestra la masa de la partícula ρ para $|y| < 0.5$ para colisiones p+p *minimum bias* (sin discriminar eventos), colisiones p+p con alta multiplicidad y colisiones Au+Au periféricas $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$. La masa parece incrementar como función de p_T y es sistemáticamente menor que el valor PDG. La masa de ρ^0 medida en colisiones Au+Au es menor que la medida para colisiones p+p *minimum bias*. La masa de ρ^0 para interacciones p+p de alta multiplicidad es menor que la de las interacciones p+p *minimum bias* para todos los rangos de p_T , mostrando que la masa de ρ^0 es también dependiente de la multiplicidad.

El pico de la distribución de masa invariante medido para la ρ^0 es menor que las mediciones previas por cerca de $\sim 40\text{MeV}/c^2$ en colisiones p+p *minimum bias* y por $\sim 70\text{MeV}/c^2$ en colisiones Au+Au periféricas. Cambios en la masa similares han sido ya observados en colisiones e^+e^- y en p+p. Interacciones dinámicas con la materia circundante, interferencia entre varios canales de difracción formando ρ^0 y correlaciones Bose-Einstein entre las partículas entre los piones es la materia circundante y los que vienen del decaimiento de la ρ^0 son posibles explicaciones para la aparente modificación de sus propiedades.

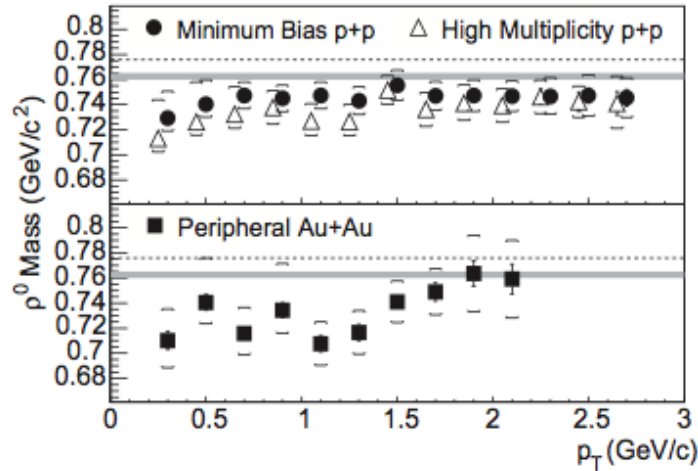


Figura 1.15: Diagrama que muestra la masa de ρ como función de p_T para colisiones p+p, colisiones p+p con alta multiplicidad y colisiones Au+Au periféricas. Las líneas punteadas representan la masa de la ρ medida en e^+e^- . Las líneas sombreadas indican la masa medida en colisiones p+p. Los triángulos abiertos han sido recorridos abajo $50\text{MeV}/c$ para mayor claridad.

Espectro

Se calculan los valores $d^2N/(2\pi p_T dp_T dy)$ para $|y| < 0,5$ como función de p_T para colisiones Au+Au periféricas e interacciones p+p *minimum bias* y son mostradas en la figura 1.16.

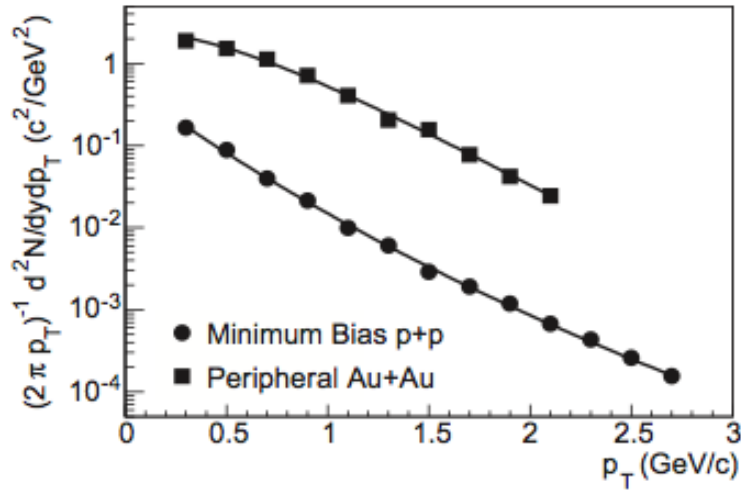


Figura 1.16: Las distribuciones sobre p_T para $|y| < 0.5$ para colisiones p+p *minimum bias* y Au+Au periféricas. Los errores son únicamente estadísticos y mas pequeños que los símbolos.

Capítulo 2

El colisionador LHC y el experimento ALICE

2.1. El colisionador LHC

El gran colisionador de partículas, o LHC por sus siglas en inglés, es un acelerador y colisionador de partículas de 27 km de circunferencia y a 100 metros bajo tierra. Está situado en el CERN, cerca de Ginebra en la frontera franco-suiza.

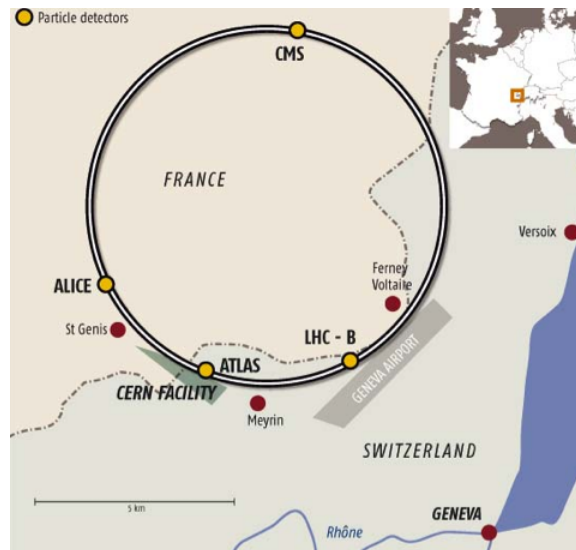


Figura 2.1: Imagen del LHC ilustrando su ubicación y detectores que lo componen.

Cuenta con un total de 6 experimentos, entre los que se encuentran, ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*), ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), CMS

(*Compact Muon Solenoid*) y LHCb (*The Large Hadron Collider beauty experiment*).

La figura 2.2 muestra la complementaridad de los experimentos en el LHC en diferentes rangos del momento y la pseudorapidez.

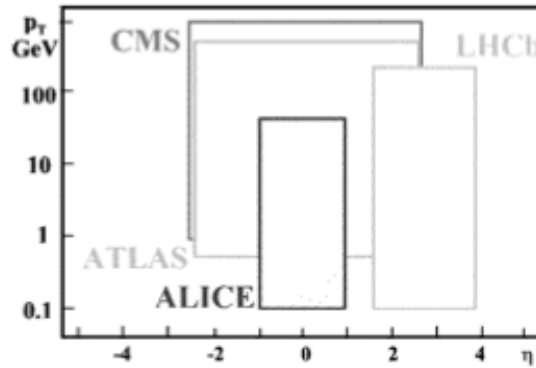


Figura 2.2: Comparación de rangos de p_T y pseudorapidez de los experimentos del LHC.

Algunas propiedades importantes del haz que circula en el LHC están en la tabla 2.1

Característica	p-p	Pb-Pb
Energía Máxima (TeV)	7.0	2.76/ nucleón
Tiempo entre colisiones (ns)	25	100
Luminosidad inicial (cm^{-2}/s)	10^{33}	10^{27}
Luminosidad nominal (cm^2/s)	10^{34}	10^{30}
Bonches por haz	2835	592
Partículas por bonche	10^{11}	7×10^7
Longitud del bonche (cm)	7.5	7.5
Anchura del bonche (μm)	16	16

Tabla 2.1: Propiedades del haz en el LHC [20]

La meta principal del LHC es examinar la validez del Modelo Estándar, responder a los enigmas de la teoría del QCD, particularmente la búsqueda del bosón de Higgs, la búsqueda de nuevas interacciones y partículas supersimétricas, el estudio de las propiedades del plasma de quark y gluones (QGP) y un análisis preciso de procesos que violan la simetría carga-paridad (CP).

2.2. El experimento ALICE

ALICE es usualmente referido como uno de los detectores “pequeños” en el contexto del LHC. Este detector tiene 16 metros de alto, 16 metros de ancho, 26 metros de largo y pesa cerca de 10,000 toneladas. Ha sido diseñado y construido desde hace casi dos décadas y comprende una colaboración de más de 1000 físicos e ingenieros de 33 países y 116 instituciones. México ha tenido una participación activa y ha colaborado en la construcción, diseño y análisis de parte del experimento. Estas instituciones incluyen a la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (BUAP), el Centro de Investigación y de Estudios Avanzados (CINVESTAV), la Universidad Autónoma de Sinaloa (UAS) y la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), a través del Instituto de Ciencias Nucleares (ICN) y el Instituto de Física (IFUNAM) [21].

ALICE (A Large Ion Collider Experiment), es muy diferente en diseño y propósito en comparación con los demás experimentos del LHC. Su principal objetivo es estudiar las colisiones entre núcleos pesados, principalmente las colisiones Plomo-Plomo a la máxima energía del LHC. En estas reacciones la materia de la zona de colisión se calienta a una temperatura 100,000 veces mayor que la temperatura en el centro del sol. Los núcleos y nucleones se funden en sus constituyentes elementales, quarks y gluones, para formar por un breve instante de tiempo, la materia primordial que llenó el universo los primeros microsegundos después del big bang. Dicha zona de reacción se expande a casi la velocidad de la luz y en este proceso se enfría, rompe y condensa de nuevo en partículas de materia normal.

El detector ALICE tiene que medir el mayor número posible de partículas que escapan, que forman hasta un total de varias decenas de miles de pequeños big bangs, identificar su número, tipo, masa, energía y dirección. De estas mediciones inferimos la existencia y propiedades de materia en condiciones extremas creadas durante el instante de la colisión.

ALICE tomará también datos de colisiones con protones para comparar con los resultados obtenidos con colisiones de los iones pesados. Se estudian ambas para buscar indicaciones de los dos tipos de haces y para caracterizar la estructura del evento global de las reacciones con un conjunto de detectores diferentes y complementarios.

Durante la planeación del experimento, de los datos que se tenían de colisiones nucleares, los detectores fueron diseñados para soportar una alta multiplicidad de partículas cargadas, que diversos cálculos predijeron ser del orden de $DN/d\eta = 8000$ en la región central de rapidez, superando por tres órdenes de magnitud la cantidad esperada para colisiones p-p y por un factor de dos a cinco de su antecesor RHIC.

El experimento ALICE está diseñado para medir momentos que van desde unas decenas de MeV/c a valores por encima de los 100 GeV/c. Por debajo de los

10 GeV/c se requiere una buena identificación de partículas, la identificación de sus masas m_o y sus cargas z con un mínimo de error experimental, para esto se hace uso de un complejo y complementario sistema de detectores.

2.3. Observación de la materia primordial

La finalidad del experimento ALICE es rastrear los remanentes de la materia primordial, una tarea que requiere la combinación de tres capacidades de detección especialmente desafiantes:

- Reconstrucción de todas las trazas de decenas de miles de partículas
- Medición del momento de estas partículas, desde valores muy bajos (100 MeV/c) hasta muy altos (≥ 100 GeV/c)
- Identificación de la mayoría de las partículas, a través de la interacción específica de estas con los distintos detectores.
- Observación de los vértices, a una fracción de milímetro lejos de la colisión.

La clave para hacer frente a este desafío es la combinación de un refinado sistema de rastreo con desarrollados detectores de silicón de baja masa y una cámara de proyección de tiempo de muy baja masa optimizado para este ambiente de alta multiplicidad, seguido por una serie de detectores especializados en identificar partículas.

2.4. Geometría del detector

El dispositivo experimental se encuentra localizado en el punto 2 del LHC en el pueblo de Saint Genis Pouilly, Francia. Un diagrama del experimento se puede observar en la figura 2.3 [22].

A grandes rasgos el detector consta de un solenoide en cuyo interior se encuentra casi la totalidad de los 16 detectores, conocido como barril central. A su lado se encuentra un espectrómetro de muones dotado de un dipolo magnético, un sistema de rastreo independiente y una serie de absorbentes de partículas.

Los haces de partículas son conducidos al punto de interacción a través de una tubería de Berilio al alto vacío. Una vez ocurrida la colisión, las partículas cargadas producidas en las colisiones serán deflectadas hacia los detectores por un campo nominal de 0.5 T en el solenoide y de 3 T·m en el dipolo.

La transformación de las señales a reconstrucción de partículas y trazas es una labor vasta y será posible gracias a un análisis conjunto de todos los detectores.

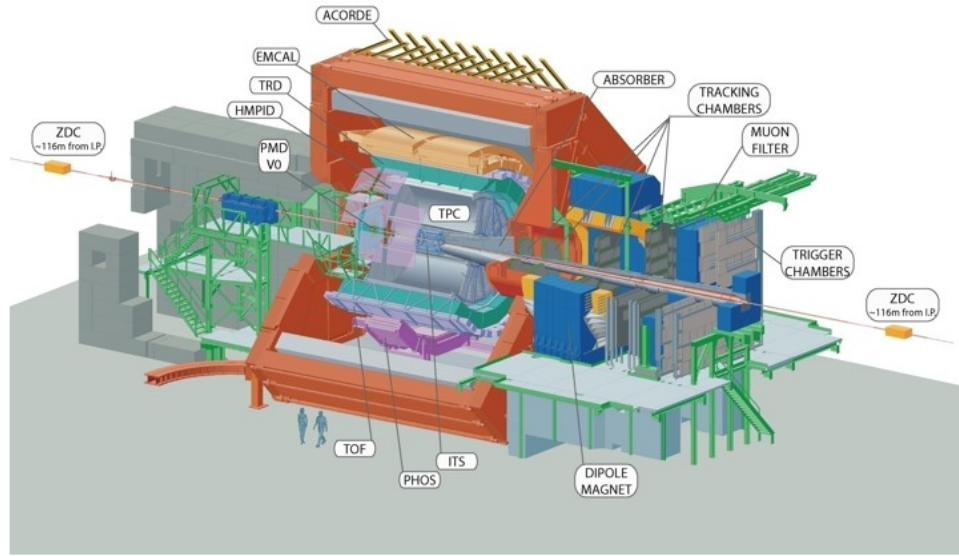


Figura 2.3: Imagen del experimento ALICE ilustrando la ubicación de sus distintos detectores.

2.4.1. Detectores del barril central

Sistema de Rastreo Interno (ITS)

El ITS ([23]) es el primer detector que encuentran las partículas después de las colisiones. El sistema se compone de tres subdetectores, SPD, SDD y SSD divididas en parejas de capas, consistiendo entonces en seis capas cilíndricas de detectores de silicón, localizadas a un radio de $r = 4, 7, 15, 24, 39$ y 44 c. El detector cubre un rango de rapidez de $|\eta| \leq 0,9$. El número, posición y segmentación de las capas son optimizadas para el encuentro eficiente de las trazas y alta resolución en el parámetro de impacto.

Las funciones principales de este detector son: la estimación preliminar de los vértices primario y de desintegración para decaimientos de partículas extrañas y con encanto (SPD), la identificación de partículas con momento transversal inferior a los 200 MeV/c (SDD y SSD) y el rastreo en las zonas muertas de la TPC (SSD).

Cámara de Proyección de Tiempo (TPC)

La cámara de proyección de tiempo (TPC) ([24]) es el sistema principal para el seguimiento de partículas del barril central de ALICE, junto con los otros detectores del barril central tiene que proveer mediciones de momento de partículas

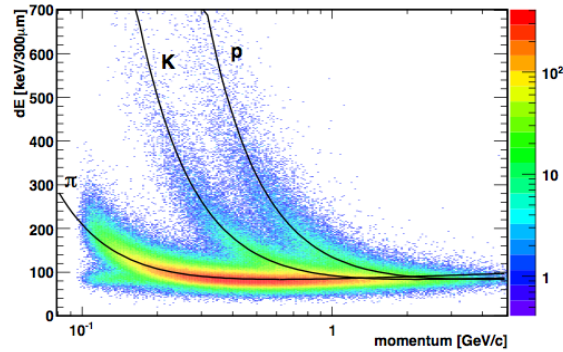


Figura 2.4: Señal de pérdida de energía contra momento de la ITS. Se muestra 3 líneas de la señal esperada de piones (ϕ), kaones (K) y protones (p) por la fórmula de Bethe-Bloch.

cargadas con una buena separación entre dos trazas, identificación de partículas y determinación del vértice. El espacio fase cubierto por los rangos de la TPC en pseudorapidez es de $|\eta| < 0,9$ (hasta $|\eta| \sim 1,5$ para trazas con longitud y resolución del momento reducidos) y se tiene una buena resolución en momento hasta $p_t \sim 100 \text{ GeV } c^{-1}$.

La TPC se basa en la ionización y permite la reconstrucción tridimensional de las trayectorias y la medición del momento de las partículas cargadas a partir de un número elevado de puntos por traza. Tiene una forma cilíndrica con un radio interno de 85 cm, un radio externo de 247 cm y una longitud de 500 cm. La ionización primaria producida por una partícula cargada al cruzar el gas genera un chubasco de partículas, que son desviadas por el campo eléctrico y guiadas por el campo magnético hacia uno de los dos extremos con detectores multialámbricos. El tiempo que tardan los productos de la ionización en llegar a uno de estos extremos proporciona la coordenada a lo largo del eje del cilindro en el que ocurrió dicho evento.

La figura 2.8 indica como se puede identificar una partícula de acuerdo a su momento y pérdida de energía comparándolo con los resultados obtenidos en las simulaciones.

Detector de Radiación de Transición (TRD)

Una de las observables que caracterizan la formación del QGP, tiene que ver con la tasa de producción de quarkonios y sabores pesados abiertos. Los quarkonios pueden ser reconstruidos a partir de los decaimientos en parejas e^-e^+ con alto momento transversal ($p_t \geq 1,5 \text{ GeV}/c$) y que dejan trazas casi rectas al atravesar la región del solenoide.

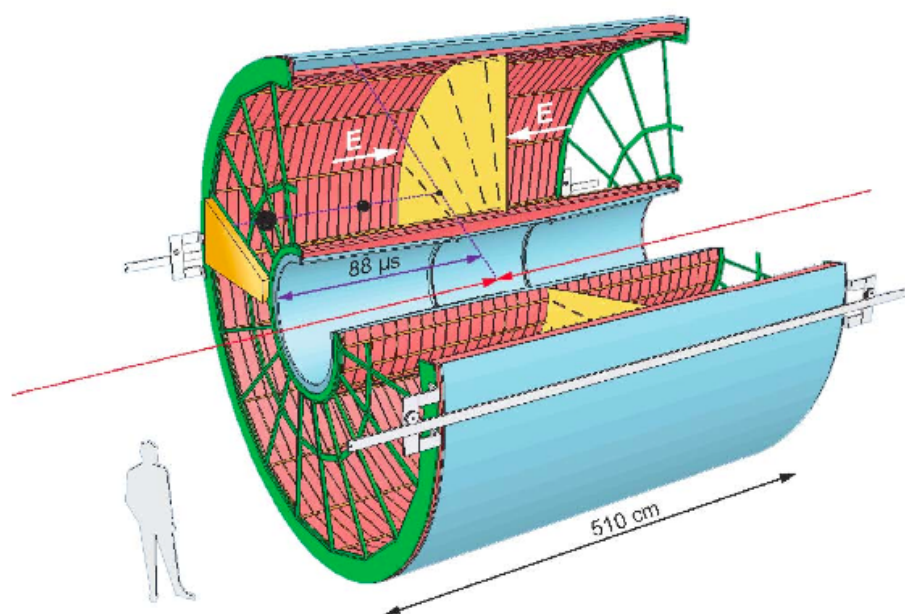


Figura 2.5: Vista conceptual de la TPC donde se muestran sus dimensiones y componentes.

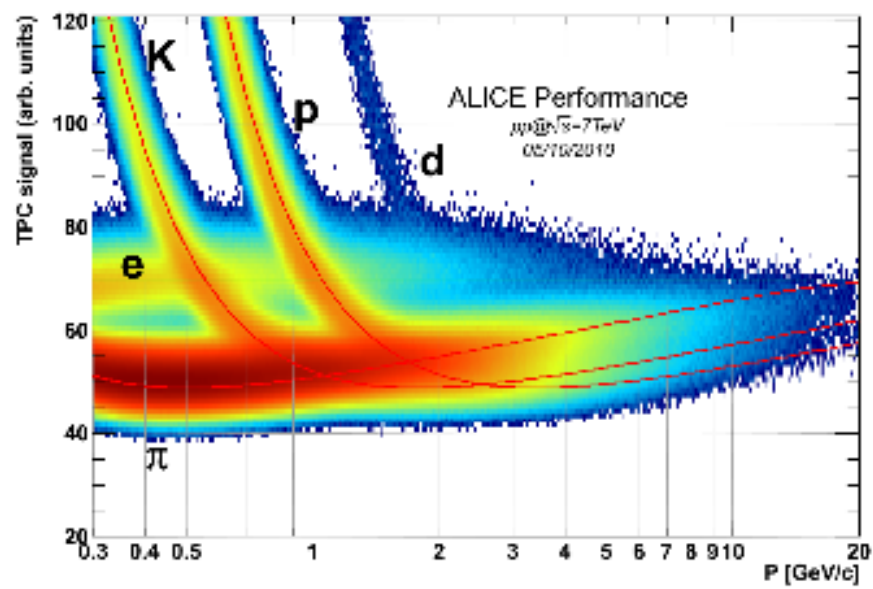


Figura 2.6: Señal de la TPC versus momento de kaones (K), electrones (e), protones (p) y deuterones (d)

El principal objetivo del TRD ([25]) es proveer identificación de electrones en el barril central para momentos mayores que $1 \text{ GeV } c^{-1}$, donde la capacidad de rechazo de piones a través de la medición de pérdida de la energía de la TPC no es suficiente. Como consecuencia, la inclusión de la TRD expande significativamente los objetivos de la física de ALICE. Este proceso se hace a través de un efecto que se conoce como radiación de transición. Aunado a esto, el TRD será utilizado en el rastreo y como disparador para eventos con partículas cargadas a muy alta energía.

Detector de Tiempo de Vuelo (TOF)

La última capa en la región central corresponde al TOF ([26]). Su superficie cilíndrica cubre la región central de pseudorapidez ($|\eta| \leq 0,9$) y permite la identificación de partículas en los rangos intermedios de momentos ($0,2 \leq p_t \leq 2,5 \text{ GeV}/c$). La estructura de TOF cuenta con 18 sectores azimutales y cada sector constituye cinco módulos que contienen cámaras MRPC (*Multi-gap Resistive-Plate Chamber*). El principal aspecto de estas cámaras es que el campo eléctrico es fuerte y uniforme en todo el volumen gaseoso del detector. Así cualquier ionización producida por una partícula cargada inmediatamente empezará un proceso de avalancha y ésta generará las señales observables. El tiempo de vuelo de las partículas detectadas es calculado por el retardo entre la señal de disparo dada por el detector T0 (menos un tiempo fijo $t_{T0} = z_{T0}/c$) y la señal de TOF. Esto permite identificar las partículas y calcular la masa invariante usando la ecuación:

$$m = \frac{p_{tot}}{\beta\gamma}, \quad (2.1)$$

donde $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ y β es calculada de la señal de TOF como: $\beta = l_{tra}/c \times t_{TOF}$ (l_{tra} es la longitud de la traza calculada en el ajuste y c es la velocidad de la luz). La masa invariante obtenida de esta manera es usada para calcular la probabilidad de que una partícula sea de un tipo específico.

La figura 2.7 ejemplifica la capacidad de identificación de partículas de la TOF. Muestra la masa reconstruida en un rango de momento 0.5- 2.5 GeV/c para 50 eventos Pb-Pb simulados con HIJING a B=0.4 T.

Identificador de Partículas con Alto Momento (HMPID)

El HMPID ([27]) está dedicado a la medición inclusiva de hadrones identificados con $p_t > 1 \text{ GeV}$. El objetivo de este detector es mejorar la capacidad de ALICE para identificar hadrones cargados más allá del intervalo de momento del que son capaces de medirlo los otros detectores antes descritos (TPC, ITS y TOF). El

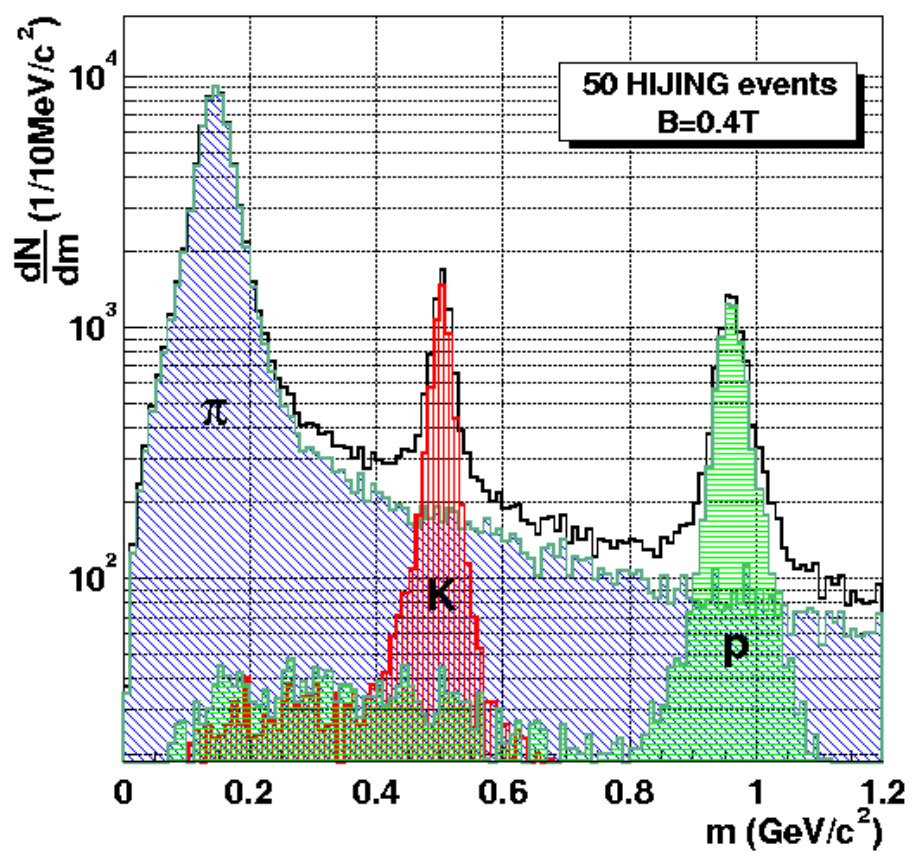


Figura 2.7: Distribuciones de masa para piones, kaones y protones en la TOF en eventos simulados.

detector consta de siete módulos de $1,5 \times 1,5 \text{ m}^2$, agrupados en un brazo único que cubre el rango de 1.2° a 58.8° en el ángulo azimutal. Cada uno de éstos viene dotado de un recipiente con C_6F_{14} líquido, el cual emitirá luz Cherenkov con un umbral para el momento de 1.21 veces la masa de la partícula.

Espectrómetro de Fotones (PHOS)

El espectrómetro de Fotones ([28]) es un espectrómetro electromagnético de alta resolución, constituye uno de los dos grandes calorímetros electromagnéticos del experimento y el último de los detectores del barril central que participa en el rastreo. Su propósito principal consiste en la detección y medición del momento de los fotones que se producen directamente en las colisiones, así como aquellos que provienen del decaimiento del π^0 . Con esto se espera reunir información sobre la dinámica del medio en las etapas tempranas de la interacción y dar pie a los estudios de supresión de jets (*jet quenching*) mediante correlaciones de π^0 y γ con alto momento.

Este detector se encuentra localizado a 4.6 m del punto de interacción. Está formado por densos cristales centelladores de tungstano de plomo y cubre un rango de pseudorapidez de $|\eta| \leq 0,12$ y 100° en el ángulo azimutal.

Calorímetro Electromagnético (EMCal)

El EMCal ([29]) es el segundo de los calorímetros del experimento. Este se encargará de registrar con mayor detalle las observables relacionadas con el fenómeno de supresión de jets.

El dispositivo consta de un brazo único localizado a una distancia de 4.5 m del punto de interacción, con una cobertura en el ángulo azimutal de 107° casi diametralmente opuesto al PHOS. El sistema también se utilizará como disparador para eventos con jets, fotones y electrones de muy alta energía.

El Detector de Rayos Cósmicos de ALICE (ACORDE)

El ACORDE [34] está colocado sobre el exterior de las tres caras superiores del electroimán L3. Consta de sesenta módulos de contadores plásticos de centelleo, se agregaron más módulos después para conseguir mejor cobertura angular. Este detector mide los muones provenientes de los chubascos de rayos cósmicos. La señal de dicho detector sirve como calibración, alineación y evaluación del funcionamiento de algunos detectores en el barril central.

Este detector también contribuye en diferentes aspectos de los rayos cósmicos, como tener un mejor entendimiento de las interacciones nucleares a muy alta energía y usar la localización de este detector para el estudio de detección de muones.

Espectrómetro de Muones

La principal tarea del espectrómetro de muones ([30]) será el análisis de la producción de quarkonios ($J/\psi, \psi', \gamma, \gamma' y \gamma''$) y sabores pesados abiertos (D's y B's) en el intervalo $-4.0 < \eta < -2.5$ a través de la reconstrucción de sus decaimientos en el canal muónico. La medición simultánea de todas las especies de quarkonia con el mismo aparato permitirá la comparación directa de su tasa de producción como función de diferentes parámetros de la colisión. De igual forma será posible hacer estudios sobre la producción de sabores abiertos pesados.

El espectrómetro se compone de un absorbedor cónico frontal, diez planos de detección agrupados en cinco cámaras de rastreo, una cortina de hierro de 120 cm de grosor y dos estaciones de disparo. El absorbedor servirá para reducir, por un factor de 100, el flujo de partículas primarias que inciden sobre el resto de los dispositivos.

2.4.2. Detectores complementarios

Además de los detectores del barril central y el espectrómetro de muones, existen otros detectores complementarios que sirven para analizar la caracterización de los eventos. Hay cinco de estos detectores y están descritos a continuación:

Calorímetro a Cero Grados

Como su nombre lo dice, este detector es un calorímetro colocado aproximadamente a cero grados respecto a la línea del haz ([31]), de esta manera se puede inferir elementos como la geometría y el plano de la reacción en las colisiones. Esto se hace detectando la energía transportada por nucleones residuales que no intervinieron en la reacción, estos nucleones son conocidos en la literatura como espectadores.

El ZDC consta de dos módulos localizados a 116 m del punto de interacción. Cada módulo agrupa dos pequeños calorímetros hadrónicos (ZP, ZN) y uno electromagnético (ZEM) diseñados para detectar protones, neutrones y gammas respectivamente que provengan de decaimientos del π^0 .

De la información obtenida de este detector, se espera poder estimar el parámetro de impacto de las colisiones con una resolución de 1 fm.

Detector de Multiplicidad de Fotones (PMD)

El detector de multiplicidad de fotones ([32]) se ocupa de analizar la multiplicidad y distribución espacial de fotones en la región $-2,3 \leq \eta \leq 3,7$ a aproximadamente 3.6 m del vértice primario y del lado contrario del espectrómetro de muones.

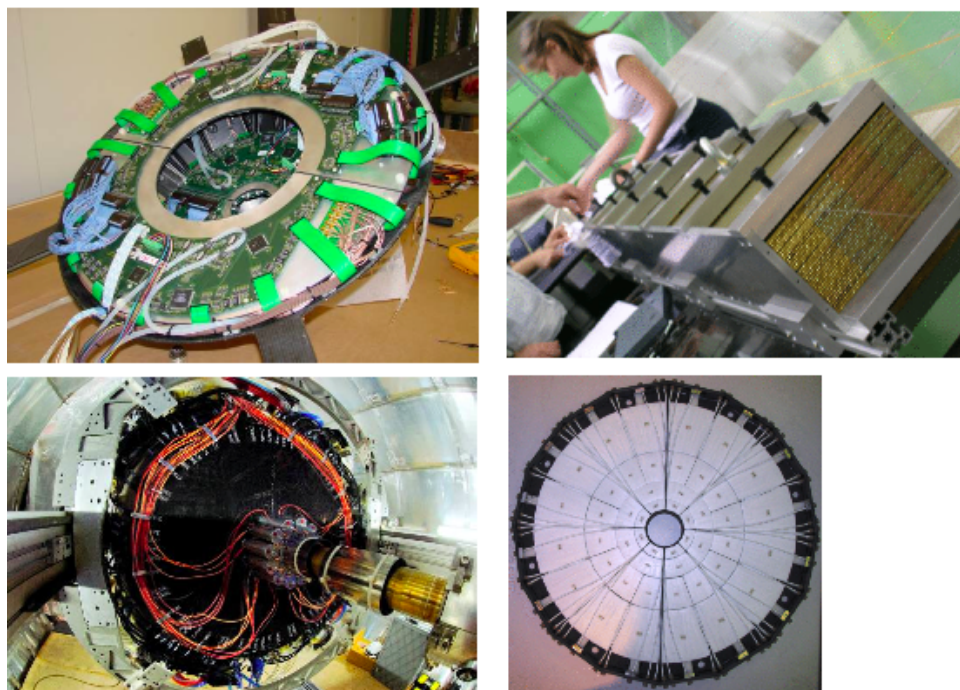


Figura 2.8: Detectores delanteros y de disparo, empezando arriba a la izquierda en dirección de las manecillas del reloj: dos paneles del detector de silicón FMD, ZDC, arreglo de centelladores del V0 y fotomultiplicadores del T0.

Con este detector se buscará estimar la energía electromagnética transversa y complementar el cálculo del plano de la reacción. Las mediciones también permitirán el estudio de fenómenos críticos cerca de la frontera y la búsqueda de señales de restauración de la simetría quiral.

Detector de Multiplicidad Delantera (FMD)

El detector de multiplicidad delantera ([33]) es un sistema de cinco anillos agrupados en tres módulos, dos de los cuáles se localizan contiguamente al ITS y el otro a 3 m de la región de impacto.

Este detector mide la producción de partículas cargadas en las regiones de pseudorapidez que se encuentran entre $3,3 < \eta < -1,7$ y $1,7 < \eta < 5,0$. Estos datos permitirán el estudio de la fluctuación de la multiplicidad para diferentes eventos y también ayudará a definir el plano de la reacción para cada evento. Sin embargo, dado el tiempo de lectura de sus módulos ($> 1.2 \mu s$, el mayor de los detectores complementarios), el dispositivo no podrá ser usado como gatillo de disparo del experimento.

V0

El detector V0 ([33]) se compone de dos arreglos de contadores de centelleo (V0A y V0C) ubicados a los costados del punto de interacción, a 3.4 y 0.9 m respectivamente.

La principal función de este detector es ser el gatillo que dispare la toma de datos (*trigger*). De esta manera, se podrá discernir entre eventos genuinos de interacciones con el gas residual. El detector V0 también es de gran utilidad en colisiones de iones pesados pues sirve como indicador de la centralidad de la colisión, esto lo hace gracias a que se conoce la dependencia entre la cantidad de partículas registradas en el V0 y el número de partículas emitidas.

T0

El T0 ([33]) consiste en 24 contadores distribuidos en dos arreglos (T0A y T0C) colocados a ambos lados de la región de impacto.

La función principal de este detector es dar el tiempo de inicio, esta es usada para calcular el tiempo de vuelo real del TOF y suministrar una señal de activación al TRD. Además, este detector puede servir de sistema de disparo (*trigger* al igual que el V0, pues la precisión del tiempo que se toma es de 50 ps, con lo que se podrá definir la posición del vértice primario con una incertidumbre de ± 1.5 cm en el eje Z y así poder discriminar entre interacciones del gas residual y el haz de partículas.

Capítulo 3

AliRoot, Software de Reconstrucción y Análisis

3.1. Planteamiento del problema

Lo que se busca hacer en este trabajo es aprovechar las energías alcanzadas por el LHC y la buena identificación de partículas que nos ofrece el experimento ALICE para ampliar el estudio de resonancias que se ha hecho anteriormente en RHIC y estudiarlas bajo estas nuevas condiciones extremas de densidad y temperatura nunca antes alcanzadas.

El principal objetivo de este trabajo es encontrar el pico de la distribución de masa invariante de las resonancias ϕ y ρ y buscar dependencias en distintas variables como el momento transversal y la multiplicidad del evento. La búsqueda de resonancias se hace a través de sus decaimientos en kaones para la ϕ y en piones para la ρ .

Para reducir en la mejor medida posible la contaminación de dicha señal se buscan dos cosas: 1) Minimizar la mala identificación de partículas. Esto se hace haciendo cortes en los detectores y 2) Minimizar la mala identificación de pares. Esto se hace determinando el ruido de fondo con distintas técnicas para ver cuál produjo mejores resultados.

A lo largo de este capítulo daremos una introducción general a AliRoot, la plataforma usada para el análisis de datos en ALICE y el uso de este software para la implementación del análisis deseado.

AliRoot es la plataforma utilizada por ALICE para la simulación, reconstrucción y análisis. Usa como base el sistema ROOT, software utilizado en la física de altas energías que ofrece un conjunto de características y herramientas para diferentes ámbitos: generación de eventos, simulación de los detectores, reconstrucción de datos, almacenamiento de datos, su análisis y visualización [35].

3.2. Marco de reconstrucción

El sistema de reconstrucción tiene como objetivo tomar las señales obtenidas directamente de los detectores y hacer un archivo de salida en el que se especifiquen las trazas de las partículas y sus propiedades globales. Posteriormente se utilizará este archivo de salida como archivo de entrada para el análisis de este trabajo.

Los principales pasos del sistema de reconstrucción están enumerados a continuación:

Digitalización

Cuando una partícula pasa a través de un panel sensible de un detector a un cierto tiempo se obtiene una señal digital (cuenta ADC), esta es guardada como un dígito sumable tomando en cuenta la función de densidad de probabilidad condicional (función de respuesta del detector) de observar una señal cuando una partícula es detectada. Se añade el posible ruido de detección y junto con la información existente es guardada en forma de un “dígito” y formateada de acuerdo a la salida de la electrónica y el sistema de adquisición de datos (DAQ).

Archivo de entrada

El resultado del proceso anterior es la producción de *raw data* (“datos crudos”) que representan la salida digital del experimento ALICE. Este archivo de entrada tiene el formato de “árboles” en ROOT (Trees), estos árboles son usados para acceder a los dígitos del caso anterior.

Reconstrucción local (búsqueda de *clusters*)

Una vez obtenido los datos en crudo sigue la reconstrucción local. Esta es ejecutada para cada detector por separado, sin intercambiar información con otros detectores y busca encontrar las regiones donde las partículas interactúan con el detector, ya que éstas normalmente dejan una señal en varios elementos de detección adyacentes o en diferentes intervalos de tiempo de los subdetectores.

La localización de *clusters* (conjunto de señales detectadas adyacentes) permite extraer la posición o el tiempo exacto de la partícula cuando atraviesa el detector y de esta manera reducir el ruido.

Búsqueda de vértices y reconstrucción de trazas

La reconstrucción de trazas se hace tratando de acumular la información de diferentes detectores para optimizar el desempeño de la reconstrucción.

La reconstrucción empieza con la búsqueda de *clusters* en los detectores centrales de ALICE (*ITS*, *TPC*, *TRD*, *TOF*, *HMPID* y *PHOS*). Usando los *clusters* reconstruidos en las dos capas internas del ITS se estima la posición de vértice

primario y empieza la búsqueda de trazas. Como se describió anteriormente, la búsqueda de trazas, así como los procedimientos de su búsqueda tiene características específicas para cada detector. Se siguen entonces los siguientes pasos:

1. Se empieza con el mejor detector para la búsqueda de trazas, la TPC, en el radio externo donde la densidad de trazas es mínima. Se asignan entonces los *clusters* asignados a dicha traza. Se parte después hacia el radio interior de la TPC y se van asignando nuevos *clusters* correspondientes a esta traza en distintas partes del detector.

2. El ITS trata de prolongar las trazas de la TPC tan cerca como se pueda del vértice primario. En su camino se asignan nuevos *clusters* reconstruidos por la ITS. Una vez que todos los candidatos de la TPC hayan sido asignados con los *clusters* en la ITS, un procedimiento es aplicado al resto de los *clusters* en el ITS. Este procedimiento trata de recuperar trazas que no fueron encontradas en la TPC debidos al corte en momento, zonas muertas en la TPC o decaimientos.

3. Se continua entonces hacia las capas exteriores de la TPC, una vez que el radio interior de la TPC es alcanzada, la precisión de los parámetros de las trazas es suficiente para extrapolarlas hacia los otros detectores. En el TRD se hace la reconstrucción de manera similar a la TPC. Luego las trazas son extrapoladas a la TOF, HMPID y el PHOS donde adquieren información sobre la identificación de la partícula (*Particle Identification* “PID”).

4. Finalmente se hace la propagación hacia el vértice primario para hacer el último ajuste sobre los parámetros de las trazas.

Creación de archivo de salida

El resultado final de la reconstrucción es almacenado en un archivo llamado AliESDs.root. Este archivo es un resumen de los datos intermedios producidos por la reconstrucción del evento (*ESD Event Summary Data*) contiene una lista de las partículas y trazas reconstruidas y sus propiedades globales.

3.3. Paquete de Resonancias

El paquete de resonancias fue creado por parte del grupo de trabajo 2 de ALICE (*PWG2 physics working group 2*) encargado de estudiar la física suave.

Este programa de análisis debe de cubrir los siguientes aspectos:

- Escoger corrida de datos a analizar. Esta corrida debe de tener información de los tres detectores de los cuáles se quiere obtener el PID (ITS, TPC, TOF).

- Identificar en dichos detectores las partículas hijas de las resonancias que estamos buscando.

- Reconstrucción de la partícula madre a partir del momento de las partículas hijas. En este mismo paso se hace la determinación de ruido que debe incluir el ruido ocasionado por la mala identificación de partículas hijas y/o por la mala asociación de pares de partículas hijas.

- Creación de histogramas con la distribución de masa invariante para la partícula madre reconstruida y para la determinación del ruido.

La aplicación de dichos requerimientos al lenguaje C y ROOT es explicado con más detalle a continuación:

3.3.1. Selección de Datos

Se hizo el análisis en tres distintas corridas de datos, con número de eventos descritos a continuación:

- /alice/data/LHC10b_000117112_p2, con 3,790,000 eventos
- /alice/data/LHC10b_000117116_p2 con 3,415,000 eventos
- /alice/data/LHC10b_000117099_p2 con 3,237,000 eventos

De estas corridas de datos se toma el archivo **AliESD.root** donde tenemos las trazas reconstruidas. Estas corridas pasan por un primer filtro que nos indicara los eventos físicos, es decir, los que son producidos por colisiones.

Physics selection

La clase AliPhysicsSelection fue implementada para seleccionar eventos que cumplan con los siguientes requerimientos:

1. Que el evento corresponda a una corrida en la que colisionan los dos haces y que no sea una corrida de calibración.
2. El evento ocurre en el momento en que se cruzan los dos haces.
3. El evento cumple las condiciones del sistema de disparo *online* utilizando las variables *offline*.

4. El evento no es catalogado como interacción de un haz con el gas residual por el *VOA* o *VOC*.

5. Para colisiones p+p, el evento no es catalogado como interacción de uno de los haces con el gas residual, basado en la correlación de *clusters* y trazas del SPD. Para colisiones Pb+Pb no es clasificado como evento dado por interacción de un satélite del pulso principal de partículas, esto se hace usando el corte en tiempo de la ZDC.

Esta clase produce histogramas de control donde se muestran la cantidad de eventos que pasan por la selección de eventos en los *triggers* de control y que son útiles para la valoración del ruido.

3.3.2. Selección de Partículas y cortes utilizados

Se hacen cortes en diferentes variables con la finalidad de tratar de identificar de la manera más precisa las partículas a estudiar y reducir la contaminación dada por la mala identificación de partículas. Los cortes se hacen principalmente en las señales de los detectores utilizando expresiones booleanas combinadas con operadores lógicos. Estos operadores lógicos pueden ser principalmente: *and* (&), *or* (—), *not* (!) y paréntesis para expresiones más complicadas.

Los cortes para estudiar estas resonancias ya han sido determinadas por estudios anteriores con simulaciones o colisiones a menores energías.

Descripción y eficiencia de cortes en los detectores

Una de las variables mas importantes es la ionización específica dE/dx de la partícula en la TPC o en la ITS pues esta se utiliza para determinar el tipo de partícula. Para un cierto impulso se tiene una distribución de la ionización de las partículas en el detector que va a tener una anchura sigma. la identificación de partículas se hace haciendo un corte en el valor promedio de la dE/dx en la TPC o en la ITS mas menos un cierto valor de sigmas. Como muestra la figura 3.1 se toman franjas con anchos de distintas sigmas. Se pueden tomar incluso distintas sigmas para distintos rangos de momento.

Para ilustrar el siguiente paso en la evaluación de un corte tomamos como ejemplo el corte en número de *clusters* en la TPC para identificar kaones. Este se muestra en la figura 3.2 donde se señalan tres cosas a tomar en consideración:

- **Eficiencia de corte en los kaones** : ¿Cuántos kaones pasan el corte?
- **Selectividad del corte**: ¿Cuántas trazas pasan el corte?

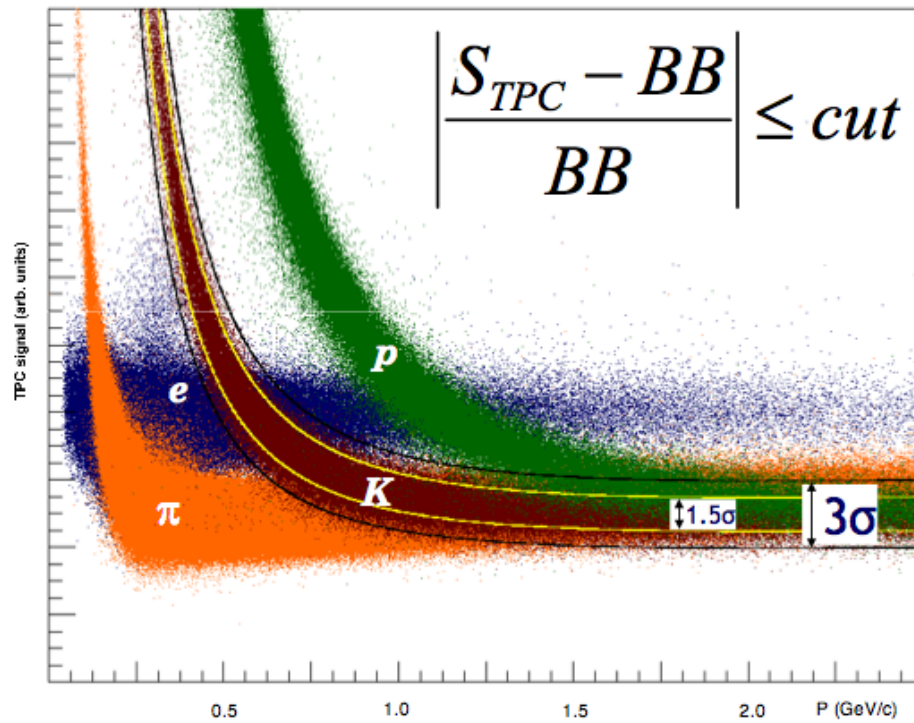


Figura 3.1: Ilustración del corte en las sigmas en el parámetro dE/dx de los kaones en la TPC, dando un corte estricto con 1.5 sigmas y uno más permisivo con 3 [39].

• **Contaminación del corte:** ¿Cuántos kaones hay entre las trazas que pasaron el corte?

Se toma entonces el corte en el número de *clusters* de tal manera que maximice el número de kaones que pasan el corte pero que al mismo tiempo minimice la contaminación por trazas que no corresponden a kaones.

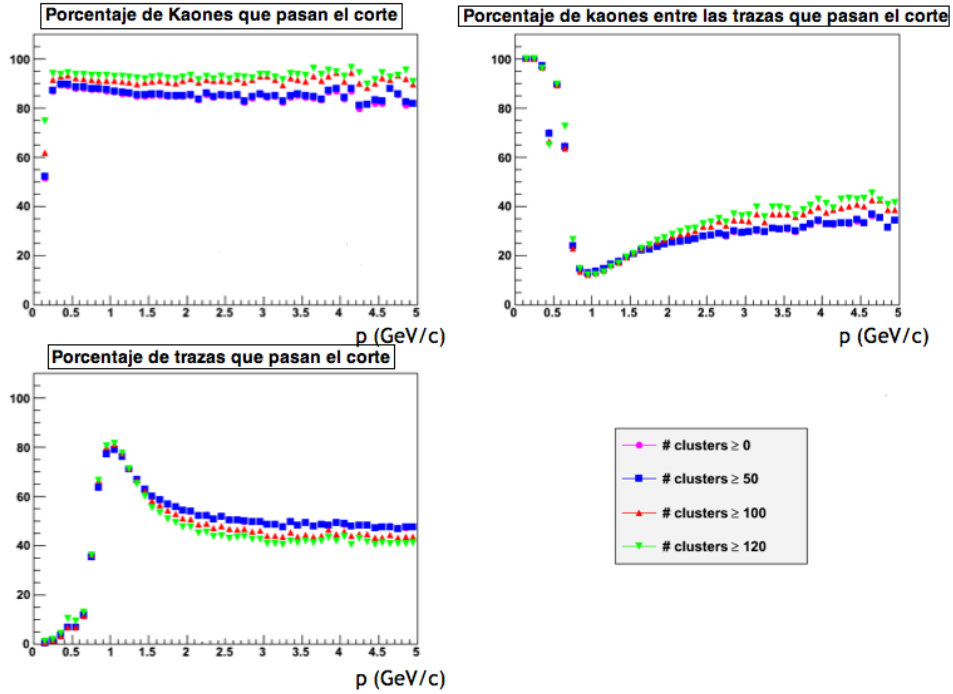


Figura 3.2: Evaluación de la eficiencia del corte en el número de *clusters* en la TPC haciendo cortes mayores a 0, a 50, a 100 y a 120 *clusters* [39].

Cortes en las trazas en la TPC y la TOF

• Rechazo de *kinks*. Entendemos por *kinks* a los decaimientos de partículas en los que la curvatura de la traza cambia, esto es debido a que la partícula madre decae en una sola hija cargada y en otra neutra. Este corte nos ayuda a reducir el ruido combinatorio y maximizar la identificación de partículas.

- Número de *clusters* en la TPC > 70 .
- $\chi^2/N_{TPC} \leq 4$
- Corte dependiente del momento en la distancia de mas corta aproximación (DCA por sus siglas en inglés) de la traza al vértice del evento: (“0,0182 + 0,0350/ $p_T^{1,01}$ ”);

- Corte en el parámetro dE/dx de la TPC (5σ por abajo de $350 \text{ MeV}/c$, 3σ por arriba) para los kaones. Para los piones se mantiene el corte en 3σ para todo el rango de p_T

Cortes en las trazas en la ITS

- ≥ 4 *clusters* en la ITS
- ≥ 3 *clusters* en las capas PID del ITS (de la SSD y SDD)
- ≥ 1 *clusters* en el SPD
- $\chi^2/N_{ITS} \leq 1$
- Corte dependiente del momento en el DCA (“ $0,0595 + 0,0182/p_T^{1,55}$ ”);
- Corte en el parámetro dE/dx del ITS utilizando 3σ para todo el rango de momentos para los kaones y los piones.

3.3.3. Extracción de la señal y determinación de ruido

La tabla 3.1 muestra las propiedades de las resonancias que se buscan estudiar.

Partícula	Masa (MeV)	ANCHURA (MeV)	Decaimiento	Taza de decaimiento	$c\tau$ (fm)
ϕ	1019.455 ± 0.02	4.26 ± 0.04	K^+K^-	48.9 ± 0.5	44
ρ	775.49 ± 0.34	149.1 ± 0.8	$\pi^+\pi^-$	~ 100	1.3

Tabla 3.1: Propiedades de las resonancias

Se toman las partículas del canal de decaimiento que buscamos para la ϕ y la ρ , es decir los kaones y piones. Se hace un arreglo de partículas positivas y se emparejan con el arreglo de partículas negativas, tomando su momento obtenemos la masa invariante de la partícula madre (ϕ y ρ) haciendo uso de las siguientes fórmulas:

$$M = \sqrt{m_+ + m_- + 2(E_+E_- - \vec{p}_+ \cdot \vec{p}_-)} \quad (3.1)$$

$$E_{\pm} = \sqrt{\vec{p}_{\pm}^2 + m_{\pm}^2} \quad (3.2)$$

Donde se toman los valores conocidos de la masa para las partículas hijas: $m_K = 493.677 \text{ MeV}$ para los kaones y $m_{\pi} = 139.57018 \text{ MeV}$ para los piones.

De esta manera obtenemos la señal más el ruido. Para la obtención de la señal pura es necesario la reducción del ruido total, de manera que obtendríamos:

$$N_{K^+K^-}(m_{inv}) = N_{\phi}(m_{inv}) + N_B(m_{inv}) \quad (3.3)$$

En este trabajo hacemos dos formas de determinación del ruido de fondo: Con el método de determinación de ruido por signos iguales y por mezcla de eventos. Ambos se describen a continuación.

Método de signos iguales

A fin de determinar el fondo combinatorio en el que está superpuesta la señal del decaimiento de la resonancia se puede utilizar el método de signos iguales en el que se escogen pares de partículas del mismo tipo y que tengan la misma distribución en el espacio fase que las hijas de la resonancia pero que no contengan la correlación dada por el decaimiento de la partícula madre. Para ello se pueden seleccionar pares de partículas que tienen el mismo signo pues no hay mesones con cargas $+2$ o -2 .

Por ejemplo en el caso de la ϕ que decae en un kaon positivo y un kaon negativo se pueden seleccionar pares de kaones positivos o pares de kaones negativos en los mismos eventos. La masa invariante de pares de kaones del mismo signo nos da la distribución del fondo combinatorio. Igualmente para la ρ se utilizan pares de piones del mismo signo.

Método por mezcla de eventos

Este es el segundo método utilizado para la determinación del fondo combinatorio. Nuevamente buscamos determinar el ruido dado por la distribución de masas invariantes de partículas que no corresponden a un decaimiento. En este caso para evitar las correlaciones cinemáticas se utilizan partículas del mismo tipo y carga que las partículas hijas pero se escogen de eventos diferentes. Por ejemplo las trazas positivas son tomadas de un evento y las trazas negativas son tomadas de otro evento “similar”. Se consideran eventos “similares” a aquellos que tienen la misma multiplicidad de partículas cargadas.

3.3.4. Selección de pares de partículas y asignación de cortes

Se definen tres distintos pares de partículas hijas: kaones para la ϕ y piones para la ρ . En el caso de la ϕ buscamos pares de kaones positivos con kaones negativos para la señal más el ruido, y kaones positivos con kaones positivos y kaones negativos con kaones negativos para la determinación del ruido combinatorio. Lo mismo se hace para la ρ pero utilizando piones en vez de kaones.

La definición de los pares debe especificar la primer partícula involucrada en el decaimiento, su carga, la segunda partícula, su carga, el código PDG de la

partícula madre y por último la masa teórica de la partícula madre.

```
AliRsnPairDef *pairDefPM = new AliRsnPairDef(AliRsnDaughter::kKaon, '+', AliRsnDaughter::kKaon, '-', 333, 1.019455);
```

```
AliRsnPairDef *pairDefPP = new AliRsnPairDef(AliRsnDaughter::kKaon, '+', AliRsnDaughter::kKaon, '+', 333, 1.019455);
```

```
AliRsnPairDef *pairDefMM = new AliRsnPairDef(AliRsnDaughter::kKaon, '-', AliRsnDaughter::kKaon, '-', 333, 1.019455);
```

Ahora creamos un loop sobre los pares de partículas que nos interesan. Para la señal pares de positivas con negativas, para el ruido pares de positivas con positivas y de negativas con negativas, el último loop de par indica pares de positivos con positivos pero activando la mezcla de eventos (kTRUE).

```
AliRsnLoopPair *loopPhiPM = new AliRsnLoopPair(Form("s_PM", suffix), pairDefPM, kFALSE);
```

```
AliRsnLoopPair *loopPhiPP = new AliRsnLoopPair(Form("s_PP", suffix), pairDefPP, kFALSE);
```

```
AliRsnLoopPair *loopPhiMM = new AliRsnLoopPair(Form("s_MM", suffix), pairDefMM, kFALSE);
```

```
AliRsnLoopPair *loopPhiMix = new AliRsnLoopPair(Form("s_PP_MIX", suffix), pairDefPM, kTRUE);
```

Y por último se implementan los cortes a los loops:

Los *Event Cuts* se refieren a cortes que queramos hacer en lo relacionado a eventos, como en multiplicidad por ejemplo.

```
AliRsnCutSet *eventCuts = EventCuts();
```

```
loopPhiPM -> SetEventCuts(eventCuts);
```

```
loopPhiPP->SetEventCuts(eventCuts);
```

```
loopPhiMM->SetEventCuts(eventCuts);
```

```
loopPhiMix->SetEventCuts(eventCuts);
```

Los *Pair cuts* se refieren a cortes que hacemos sobre los pares, como en su pseudorapidez o momento.

```

loopPhiPM->SetPairCuts(pairCuts);

loopPhiPP->SetPairCuts(pairCuts);

loopPhiMM->SetPairCuts(pairCuts);

loopPhiMix->SetPairCuts(pairCuts);

```

3.3.5. Output e histogramas

La clase `AliRsnListOutput` nos permite crear diferentes tipos de histogramas:

```
AliRsnListOutput *outPair = new AliRsnListOutput( const char *name = " ", EOut);
```

donde `EOut` puede ser:

-*kHistoDefault*. Para histogramas normales, hasta 3 ejes.

-*kHistoSparse*. Para histogramas *sparse* para más de tres dimensiones.

Agregamos también los ejes que queremos poner en dichos histogramas. Como ejemplo se muestran a continuación la declaración de ejes con masa invariante, momento y multiplicidad:

```
AliRsnValuePair *axisIM = new AliRsnValuePair("IM", AliRsnValuePair::kInvMass);
```

```
AliRsnValuePair *axisPt = new AliRsnValuePair("PT", AliRsnValuePair::kPt);
```

```
AliRsnValueEvent *axisMult = new AliRsnValueEvent("mult", AliRsnValueEvent::kMult);
```

Y agregamos estos al objeto de salida:

```
outPair->AddValue(axisIM);
```

```
outPair->AddValue(axisPt);
```

```
outPair->AddValue(axisMult);
```

Y por último a cada objeto `AliRsnLoopPair` le agregamos su archivo de salida:

```
pair->AddOutput(outPair);
```

3.4. Factores a considerar

Ajuste

A la señal obtenida se le ajustó una Breit-Wigner:

$$\frac{dN}{dm} = N \frac{\Gamma^2}{4(m - M_o)^2 + \Gamma^2} \quad (3.4)$$

donde N , M_o y Γ son los parámetros que representan el factor de normalización, la masa y la anchura respectivamente. Se dejaron fijos M_o a los valores teóricos de la masa. Es importante señalar que el ajuste de los datos reales debe hacerse a través de una Breit-Wigner relativista para tomar en cuenta la contribución del espín.

S/R y Significancia

Para saber cuantitativamente que tan bien hemos reconstruido la masa invariante de una partícula se utiliza el cociente entre la señal y el ruido combinatorio (S/R), tomando la integral obtenida de la señal con el ruido sustraído en comparación con el ruido escalado, esto se hace solo en el rango de masa invariante donde observamos la señal.

Otro factor para medir la relevancia de la señal es la significancia, esta se define como el número de partículas reconstruidas divididas por la fluctuación estadística de la señal más el ruido combinatorio:

$$\text{Significancia} = \frac{S}{\sqrt{S + R}} \quad (3.5)$$

Aceptancia y eficiencias

La aceptación es un valor que usamos como factor de corrección pues nos indica la pérdida de partículas en distintos pasos del análisis explicadas a continuación:

- C_{acep} . Cuántifica la pérdida debido a las limitaciones geométricas. Es decir ve el porcentaje de partículas que pasan el corte $|y| < 0.5$. Usando como ejemplo para la partícula ϕ este porcentaje estaría dado por:

$$C_{acep} = \frac{\phi_{aceptadas}}{\phi_{generadas}} \quad (3.6)$$

- C_{reco} . Factor que cuantifica la pérdida debido a la eficiencia de la reconstrucción. Está dado por:

$$C_{reco} = \frac{\phi_{reconstruidas}}{\phi_{aceptadas}} \quad (3.7)$$

• C_{sel} . Este último factor cuantifica el porcentaje de partículas que son reconstruibles y pasaron los criterios de selección. Está dado por:

$$C_{sel} = \frac{\phi_{seleccionadas}}{\phi_{reconstruidas}} \quad (3.8)$$

Para corregir los espectros analizados debemos utilizar los factores de aceptación geométrica y la eficiencia de detección de cada detector y el efecto de la selección de partículas en el programa de análisis. Estos factores son obtenidos a través de simulaciones.

Los factores de aceptación y eficiencia están ilustrados en la figura 3.3 para la ϕ y 3.4 para la ρ .

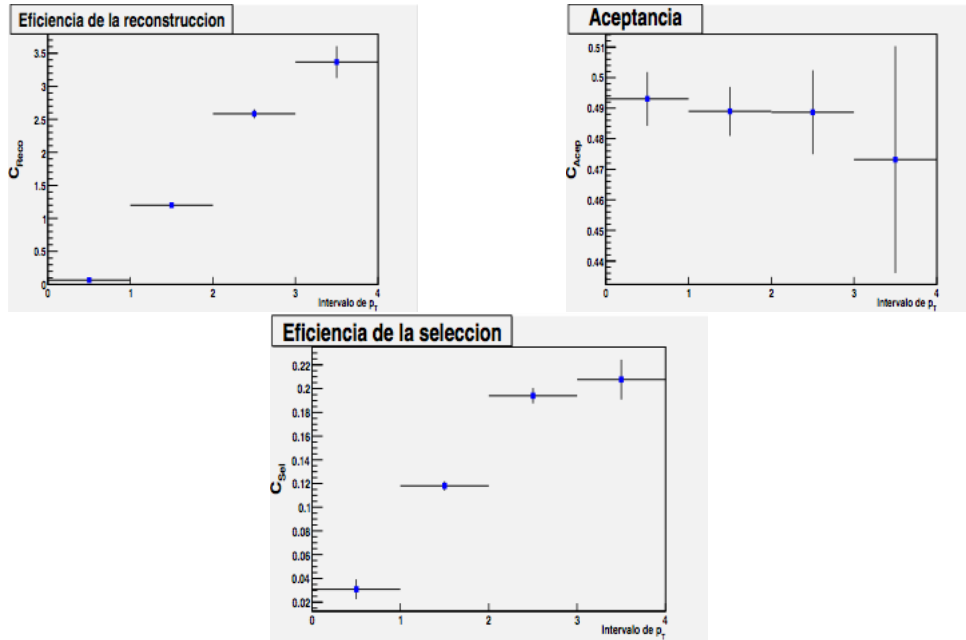


Figura 3.3: Aceptancia y eficiencia de la reconstrucción de ϕ a partir de simulaciones con colisiones p+p a 900 GeV [41]

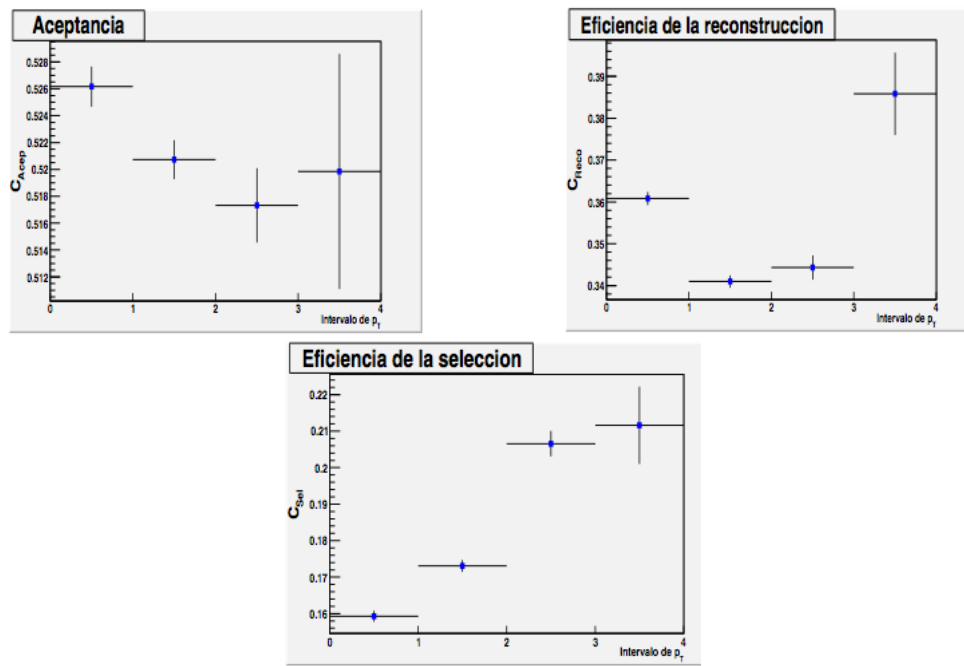


Figura 3.4: Aceptancia y eficiencia de la reconstrucción de ρ a partir de simulaciones con colisiones p+p a 900 GeV [41]

Capítulo 4

Resultados

4.1. Análisis de ϕ^0 (1020)

4.1.1. Señal obtenida por la reconstrucción y determinaciones de ruido

—

Se presentan las señales que obtenemos del programa: La distribución de masa invariante de la partícula ϕ emparejando kaones positivos con kaones negativos (figura 4.1 a, d, g y j), la primera determinación del ruido por signos iguales emparejando kaones positivos con kaones positivos y kaones negativos con kaones negativos (figura 4.1 b, e, h y k) y por último la segunda determinación de ruido por mezcla de eventos emparejando kaones positivos con kaones negativos pero de eventos distintos aunque similares en multiplicidad (figura 4.1 c, f, i y l). Todos los anteriores se hacen para cuatro distintos cortes de momento: de 0 a 0.5 GeV/c, de 0.5 a 1.2 GeV/c, de 1.2 a 2.5 GeV/c y de 2.5 a 5 GeV/c.

Para el corte de momento de 0 a 0.5 GeV/c (figura 4.1 a) se logra apreciar el pico de la ϕ aunque la estadística es muy baja. Para los siguientes cortes de momento (Figura 4.1 d, g y j) los resultados muestran que la presencia de la partícula es notable aún cuando no se ha hecho la sustracción del ruido. La determinación del ruido, a excepción de primer rango de momento (figura 4.1 b y c), mantiene la misma forma en los dos métodos, sin embargo el método de mezcla de eventos (figura 4.1 c, f, i y l) parece un método mucho más “limpio”, más adelante analizaremos la relevancia de la señal para las distintas determinaciones.

4.1.2. Señales con ruido sustraído

El siguiente paso consiste en escalar el ruido y restarlo de la señal original. Esto se hace para los distintos cortes de momento y para las distintas determinaciones

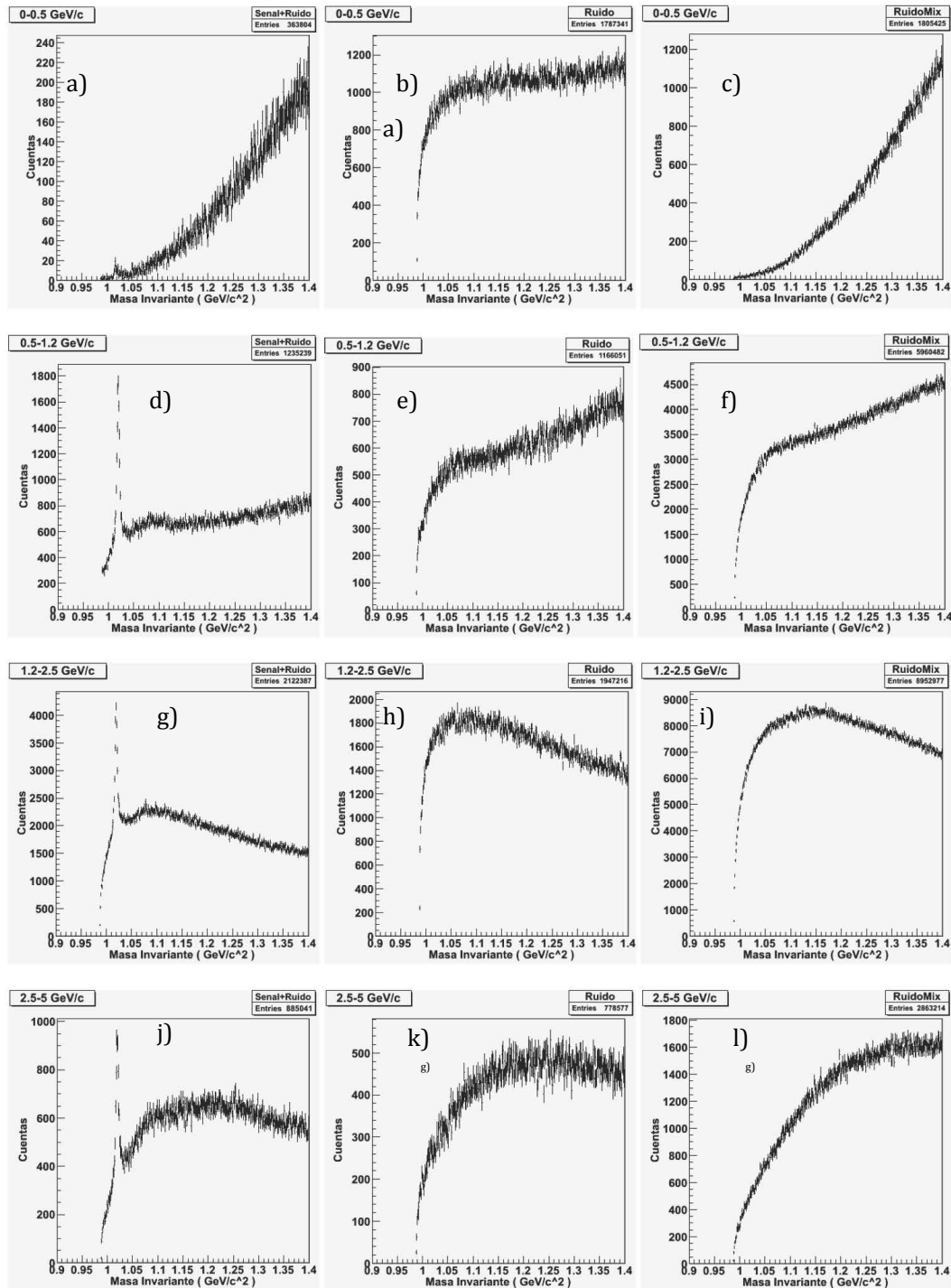


Figura 4.1: Se muestra para cuatro distintos cortes de momento: la distribución de masa invariante para el mesón ϕ sin sustracción de ruido (a, d, g y j), el ruido determinado por signos iguales (b, e, h y k) y el ruido determinado por mezcla de eventos (c, f, i y l).

del ruido: con el método de signos iguales (figura 4.2 a, c, e y g), y por mezcla de eventos (figura 4.2 b, d, g y h). La señal final es ajustada con una Breit-Wigner marcada en la figura con la línea roja.

Para el primer corte de momento (figura 4.2 a y b) no se hizo sustracción de ruido, en el rango donde se busca la partícula se encontró el pico pero ya está suficientemente pegado al cero para hacer una mayor sustracción. En los siguientes cortes de momento (figura 4.2 c, d, e, f, g y h) se escaló el ruido para que la señal, en el rango de masa donde no hay pico, esté lo más pegado al cero posible. Nuevamente la sustracción de la señal por el método de mezcla de eventos es más limpio pero en los cortes de mayores momentos el ruido no se queda oscilando alrededor de cero sino que baja conforme aumenta la masa.

S/R y significancia de la señal con las distintas determinaciones de ruido

La razón S/R (Señal/Ruido) se usa para comparar el nivel de señal deseada contra el nivel de ruido de fondo. Este, junto con la significancia nos dan información cuantitativa de la relevancia de la señal final. Se presentan ambas cantidades en la tabla 4.1.

p_t	S/R		Significancia	
	Ruido	RuidoMix	Ruido	RuidoMix
0-0.5	—	—	—	—
0.5-1.2	0.70 ± 0.020	0.62 ± 0.013	64.95 ± 1.713	60.62 ± 1.331
1.2-2.5	0.30 ± 0.008	0.34 ± 0.006	62.34 ± 1.621	69.57 ± 1.293
2.5-5	0.42 ± 0.021	0.48 ± 0.018	36.74 ± 1.731	40.09 ± 1.514

Tabla 4.1: S/R y significancia de la señal de la ϕ con las dos determinaciones de ruido para distintos cortes en momento

No se sacaron los resultados de S/R y significancia para el primer rango de momento (0-0.5 GeV/c) pues en ese corte no se hizo sustracción del ruido. En el siguiente rango de momento (0.5-1.2 GeV/c) obtuvimos mayores valores en S/R y significancia para la determinación de ruido por signos iguales, variando de la segunda determinación por 0.08 y 4.33 respectivamente. En los siguientes rangos de momento (1.2-2.5 GeV/c y 2.5-5 GeV/c) esta diferencia se invierte obteniendo mayores valores de S/R y significancia para el ruido por mezcla de eventos, la diferencia con respecto a la primera determinación de ruido fue de hasta 0.06 para el S/R y de 7.23 para la significancia.

Aunque los resultado muestran una tendencia a que es mejor la determinación de ruido por signos iguales en bajos momentos y por mezcla de eventos para

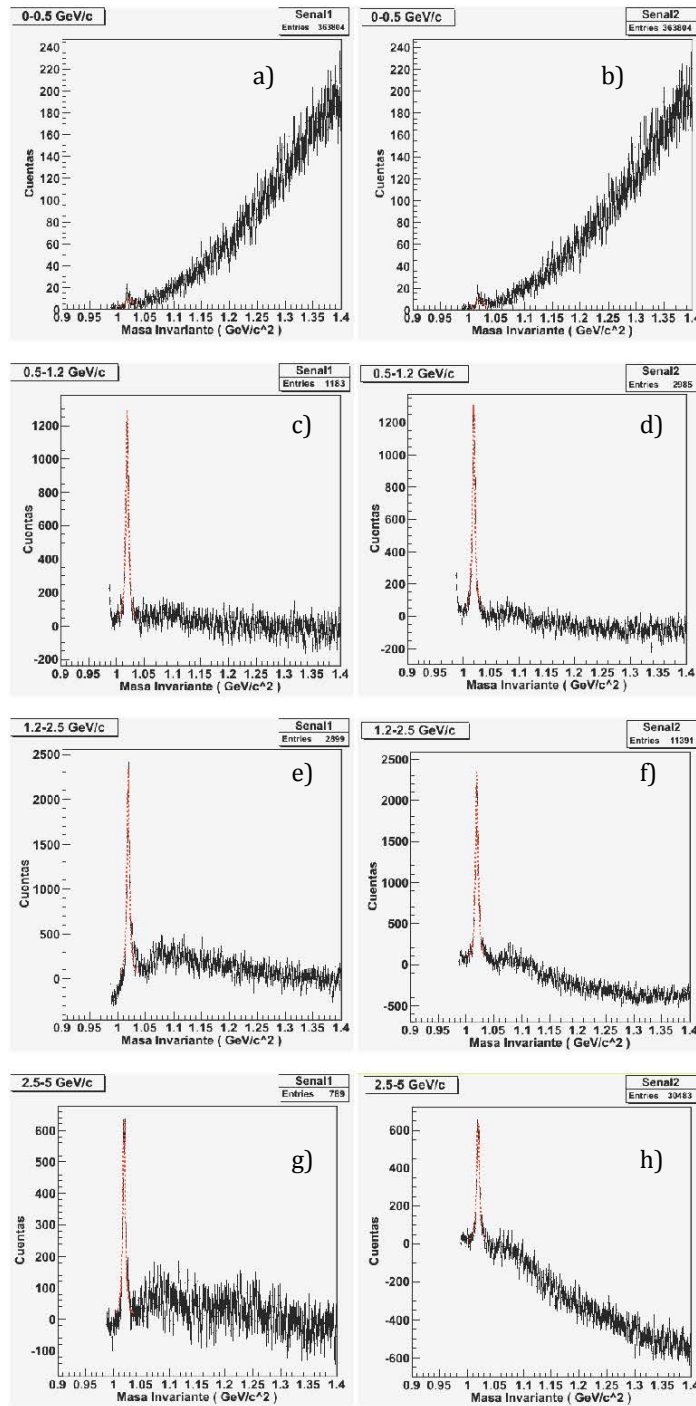


Figura 4.2: Distribución de la masa invariante para el mesón ϕ con reducción de ruido por el método de signos iguales (inciso a, c, e y g) y por el método de mezcla de eventos (b, d, f y h). Esto se hace para cuatro distintos cortes de momento y ajustadas con una Breit-Wigner señalada con la línea roja.

mayores momentos, la diferencia entre los valores de ambas determinaciones es muy baja como para establecer dicha conclusión.

Masa invariante y ancho de masa de la ϕ

Se inicializa el ajuste Breit-Wigner con los valores PDG (valores dados por el *Particle Data Group*) de masa y ancho de masa. El mismo ajuste nos devuelve los valores reconstruidos de estos valores, se presentan los resultados y su comparación con el valor PDG para distintos cortes de momento (figura 4.3).

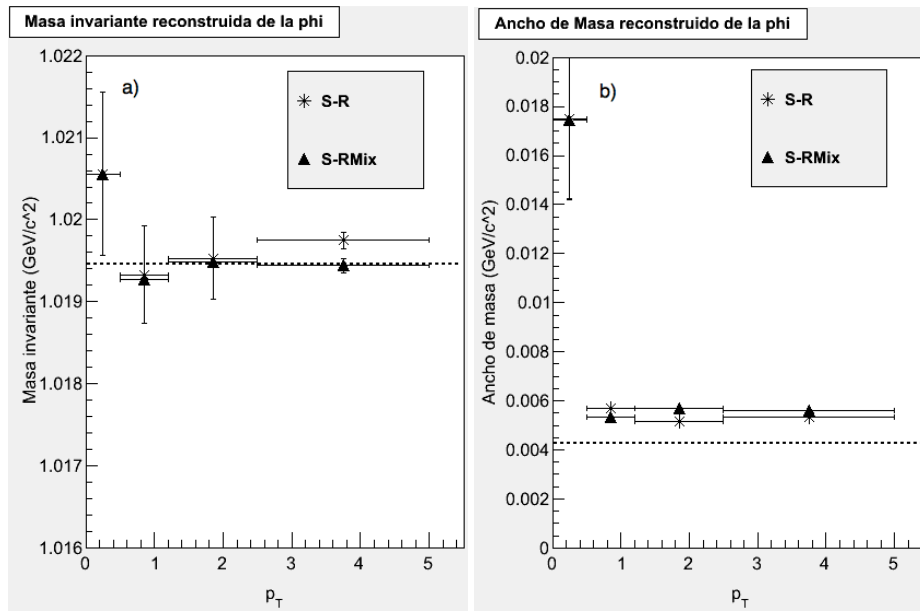


Figura 4.3: a) Valor obtenido de la ϕ con el ajuste restando el ruido determinado por dos distintos métodos: signos iguales (asteriscos) y por mezcla de eventos (triángulos). b) Valor obtenido del ancho de masa con el ajuste restando el ruido determinado por dos distintos métodos: signos iguales (asteriscos) y por mezcla de eventos (triángulos). En ambos casos las líneas horizontales nos muestran el rango de momento que abarca cada punto y el valor PDG se señala con la línea punteada.

Los resultados muestran una ligera disparidad en el primer rango de momento, esto se puede esperar por circunstancias en la que esta primera señal fue reconstruida (figura 4.2 a y b). En los tres siguientes rangos de momento la masa reconstruida varió hasta $0.001 \text{ GeV}/c^2$ con respecto al valor PDG, en ambas determinaciones de ruido. La sigma de la masa tampoco presentó gran disparidad

del valor teórico pues su mayor diferencia fue de $0.0015 \text{ GeV}/c^2$, aunque si es importante recalcar que la sigma siempre estuvo por arriba del valor PDG.

Espectro

Se presentan los resultados del espectro sobre momento para la partícula ϕ . Se obtiene la integral bajo la señal en la región donde se ajusta la Breit-Wigner, se corrigen usando la eficiencia y aceptancia obtenida en [40], se normaliza el valor obtenido por número de eventos y finalmente se calcula por unidad de momento y pseudorapidez. Se presenta el espectro para cuatro distintos casos: Haciendo un ajuste de Levy con determinación de ruido por signos iguales (figura 4.4 a) y por mezcla de eventos (figura 4.4 b) y haciendo un ajuste exponencial con determinación de ruido por signos iguales (figura 4.4 c) y por mezcla de eventos (figura 4.4 d). Se observa un mejor ajuste con la función Levy.

4.1.3. Multiplicidad

En esta sección buscaremos los resultados obtenidos en la sección anterior pero ahora buscando dependencia en la multiplicidad de los eventos.

Se observa primeramente la multiplicidad de los eventos en los que fue reconstruida la ϕ a través de pares de kaones positivos y negativos (figura 4.5).

4.1.4. Señales con ruido sustraído

La figura 4.6 muestra la distribución de masa invariante de la ϕ con el ruido sustraído con distintas determinaciones de ruido. Esto se hace en tres distintos cortes de multiplicidad: 0-100, 100-200 y 200-300. Se hizo también para momentos más grandes pero para eventos mayores a 300 la estadística fue muy poca.

Se observa que para los dos primeros rangos de multiplicidad (figura 4.6 a, b, c y d) el pico de la ϕ , y por lo tanto la presencia de la partícula, fue muy clara y notable, pero para el siguiente caso con multiplicidad 200-300 (figura 4.6 e y f) empezó a ser difícil la reconstrucción, principalmente debido a la falta de estadística en la determinación del ruido, sobre todo en el segundo método por mezcla de eventos (figura 4.6 f), pues la estadística para este rango de multiplicidad disminuyó significativamente.

Se hicieron cortes en multiplicidad mayores a 300 pero no fue posible hacer una correcta determinación de ruido.

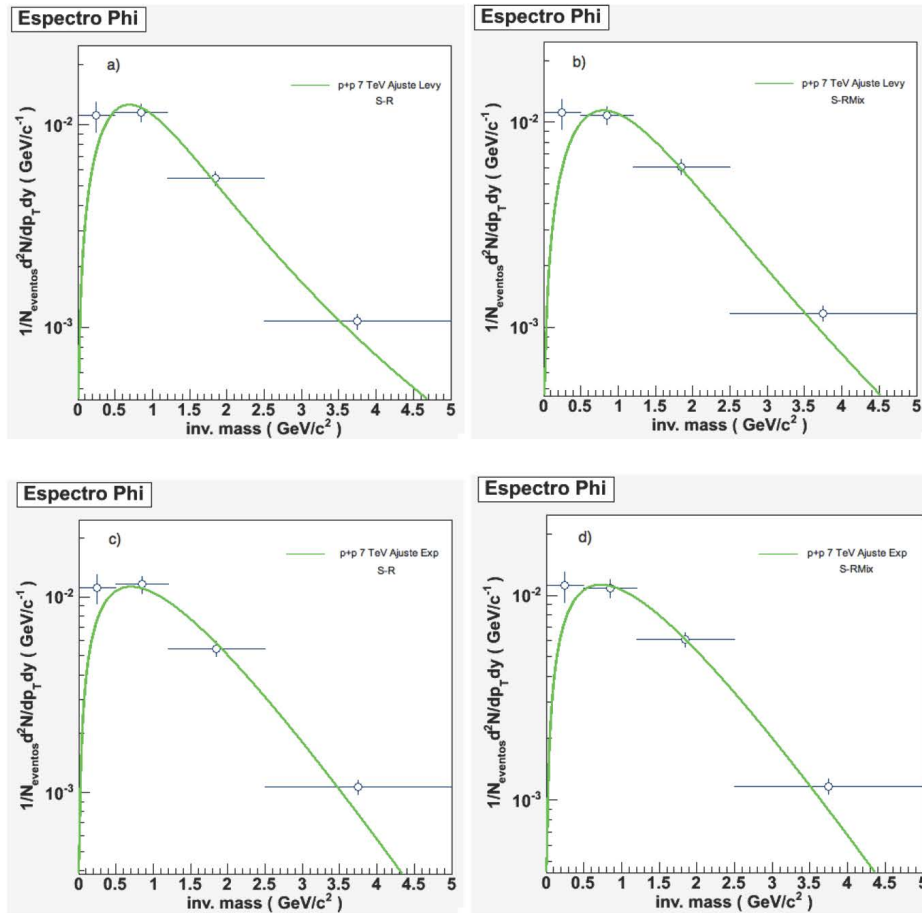


Figura 4.4: Espectro de momento de la partícula ϕ para los casos: a) Haciendo ajuste de Levy con determinación de ruido por signos iguales, b) Haciendo ajuste de Levy con determinación de ruido por mezcla de eventos, c) Haciendo ajuste exponencial con determinación de ruido por signos iguales, y d) Haciendo ajuste exponencial con determinación de ruido por mezcla de eventos.

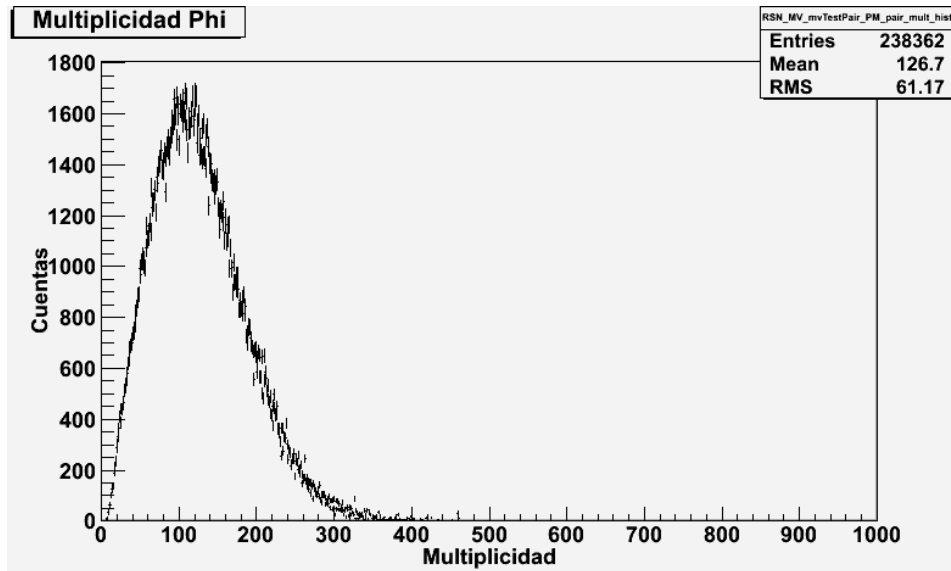


Figura 4.5: Distribución de multiplicidad en la reconstrucción de la ϕ a través de pares de kaones con signos diferentes.

S/R y significancia de la señal con las distintas determinaciones de ruido

Hacemos lo mismo que en caso anterior, analizando la relevancia de la señal a través de estas dos cantidades.

p_t	S/R		Significancia	
	Ruido	RuidoMix	Ruido	RuidoMix
0-100	0.87 ± 0.025	0.85 ± 0.017	70.35 ± 1.799	69.43 ± 1.394
100-200	0.57 ± 0.019	0.45 ± 0.017	52.80 ± 1.694	44.74 ± 1.666
200-300	0.34 ± 0.036	0.29 ± 0.085	15.90 ± 1.637	14.02 ± 3.929

Tabla 4.2: S/R y significancia de la señal de la ϕ con las dos determinaciones de ruido para distintos cortes en multiplicidad

Los resultados (tabla 4.2) muestran que para los dos primeros cortes de multiplicidad, de 0 a 100 y de 100 a 200, se tiene un mayor valor en el S/R y en la significancia con la determinación de ruido por signos iguales. El valor máximo de diferencia con la determinación por mezcla de eventos fue de 0.12 para S/R y de 8.06 para la significancia. Los papeles se invierten para el corte en multiplicidad de 200 a 300, tuvimos un mayor valor en la S/R y en la significancia para

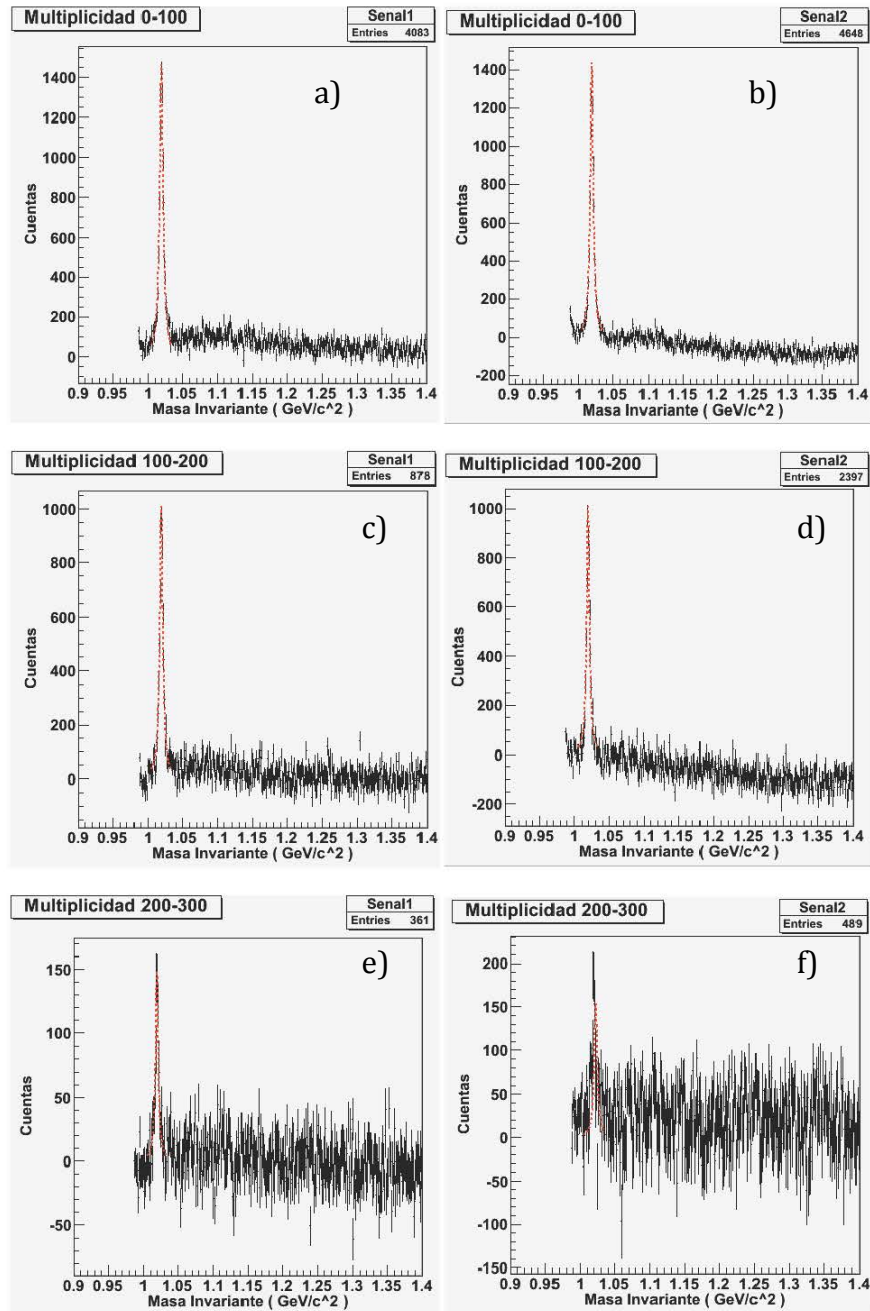


Figura 4.6: Distribución de la masa invariante para el mesón ϕ con reducción de ruido por el método de signos iguales (inciso a, c y e) y por el método de mezcla de eventos (b, d y f). Esto se hace para tres distintos cortes de multiplicidad y ajustadas con una Breit-Wigner señalada con la línea roja.

la determinación de ruido por mezcla de eventos con respecto a la determinación por signos iguales, la diferencia entre los dos para el S/R fue de 0.05 y el de la significancia fue de 1.88. Se observa igualmente que la calidad de la reconstrucción de la señal fue empeorando mientras aumentamos la multiplicidad.

Masa invariante y ancho de masa de la ϕ

Se muestran los valores de la masa de la ϕ (figura 4.7 a) y su ancho de masa (figura 4.7 b) en eventos con cortes en multiplicidad en comparación con el valor PDG.

El tercer corte de multiplicidad muestra una disparidad mayor que la obtenida con los otros cortes con respecto al valor PDG, sobre todo para el valor de la masa con la segunda determinación de ruido. Esto no es necesariamente atribuible al incremento de multiplicidad pues en la reconstrucción de la señal tuvimos muy poca estadística y los resultados no son confiables (figura 4.6 inciso f). Con excepción de este corte se observan resultados parecidos a los obtenidos en el caso con cortes en momento, es decir los valores de la masa difieren poco del valor PDG y los valores de la sigma se mantienen cercanos pero por arriba del valor PDG.

4.2. Análisis de $\rho^0(770)$

La figura 4.8 muestra tres columnas: La primera (figura 4.8 a, d y g) muestra la distribución de masa invariante sin ruido sustraído emparejando piones positivos y piones negativos, la segunda (figura 4.8 b, e y h) muestra la determinación de ruido por signos iguales emparejando piones positivos y piones negativos, finalmente la tercera (figura 4.8 c, f e i) muestra la determinación de ruido por la mezcla de eventos emparejando piones positivos con piones negativos de distintos eventos con multiplicidad similar. Esto se hace para tres distintos cortes de momento: 0.5-1.2 GeV/c (figura 4.8 a, b y c) , 1.2-2.5 GeV/c (figura 4.8 d, e y f) y 2.5-5 GeV/c (figura 4.8 g, h e i). En la reconstrucción de estas partículas se trató de hacer para el corte de momento 0-0.5 GeV/c pero no fue posible hacer una buena reconstrucción.

4.2.1. Señal obtenida por la reconstrucción y determinaciones de Ruido

Observando la distribución de masa invariante emparejando piones sin sustracción de ruido (figura 4.8 a, d y g) no se obtiene un claro pico alrededor de la masa donde esperamos encontrar la partícula como lo teníamos en la reconstrucción de ϕ (figura 4.1 d, g y j). Se observa inclusive un pico mucho más abajo de

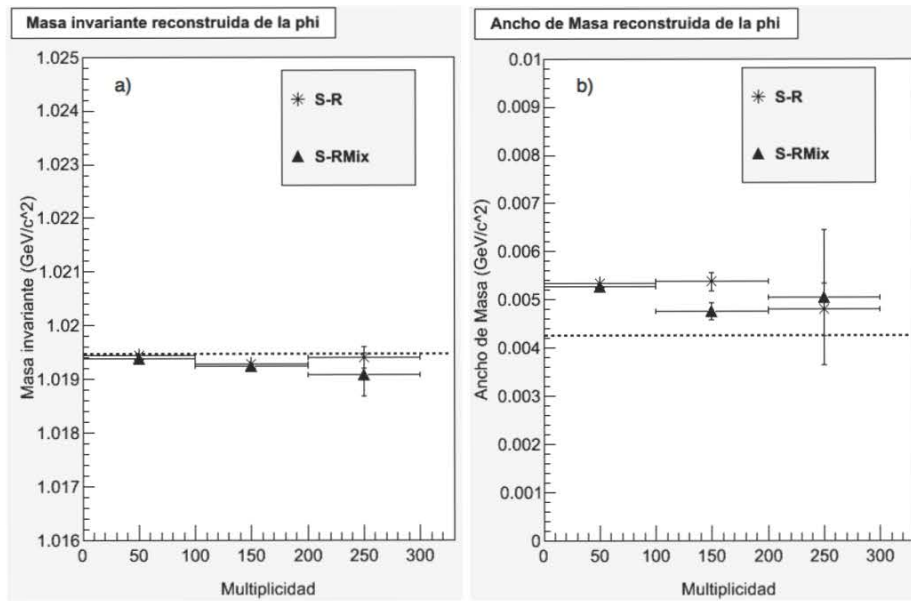


Figura 4.7: a) Masa invariante de la ϕ restando el ruido determinado por dos distintos métodos: signos iguales (asteriscos) y por mezcla de eventos (triángulos). b) Reconstrucción del ancho de masa restando el ruido determinado por dos distintos métodos: signos iguales (asteriscos) y por mezcla de eventos (triángulos). En ambos casos el valor PDG se señala con la línea punteada.

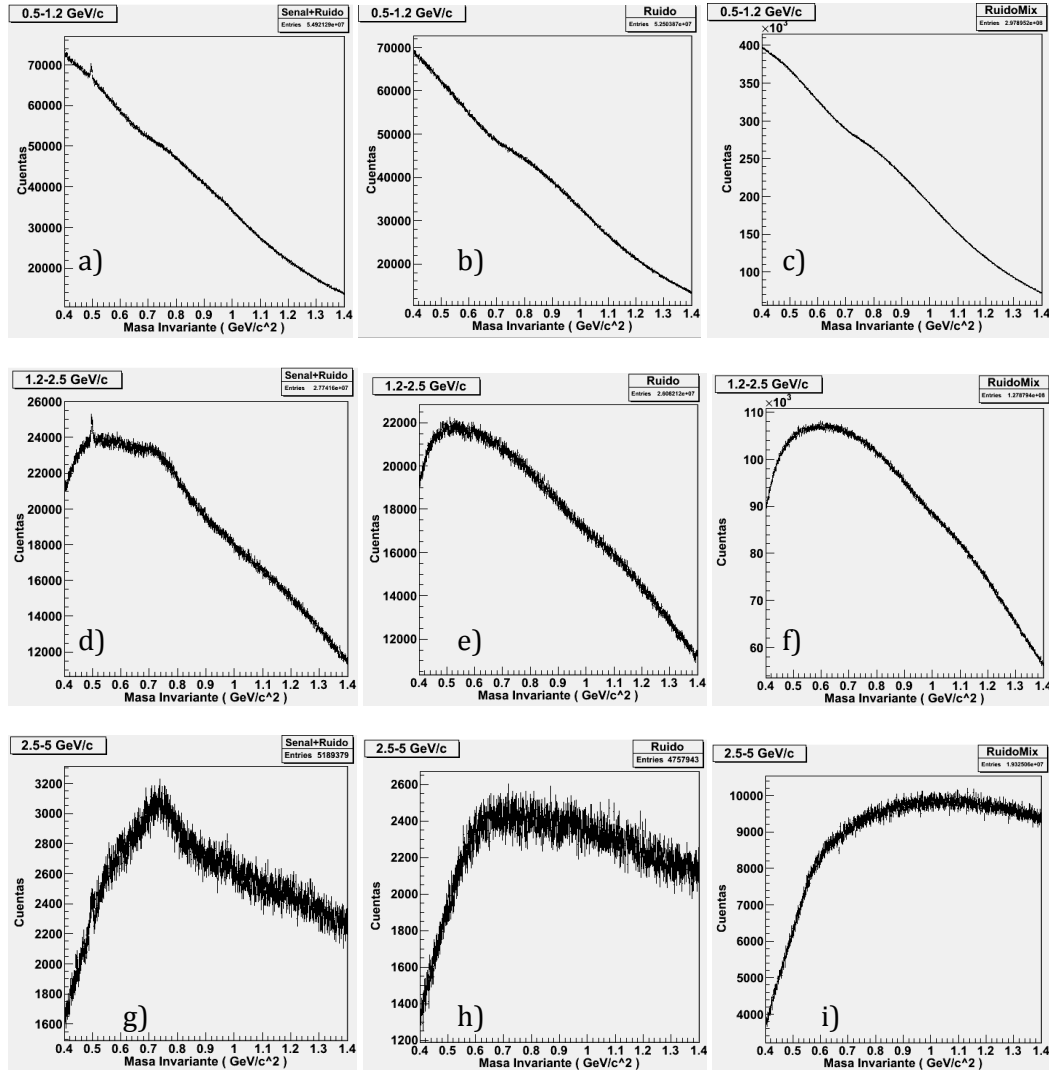


Figura 4.8: Se muestran la distribución de masa invariante para el mesón ρ sin sustracción de ruido (a, d y g), el ruido determinado por signos iguales (b, e y h) y el ruido determinado por mezcla de eventos (c, f e i). Los tres anteriores para tres distintos cortes de momento.

donde esperamos obtenerlo en los dos primeros cortes de momento. Es por esto que en este caso el factor de escalamiento jugará un papel más importante pues la obtención de la señal es mucho más sensible con respecto a esta variable.

4.2.2. Señales con ruido sustraído

Se realizó la sustracción del ruido de la señal de la reconstrucción de la partícula ρ . En la figura 4.9 se muestran los resultados para los tres distintos cortes de momento y para las dos determinaciones de ruido. El análisis de ésta señal esta contaminada por la presencia de otras partículas que decaen en piones. En la figura 4.9 no solo se ajusta la partícula ρ (línea roja) sino también otras partículas que sabemos que decaen en piones y cuyas masas pueden contribuir a la presencia de picos en la señal. La f_0 (980) (línea amarilla) y la f_2 (1270) (línea azul) al igual que la ρ (770) fueron ajustadas con una Breit-Wigner mientras que a K_S^0 se ajustó con una Gaussiana (línea verde).

Los resultados muestran la presencia clara de las partículas mencionada anteriormente, sobre todo al primer corte de momento (figura 4.9 a y b). A medida que va aumentando el momento la presencia de la partícula ρ se hace más notable en comparación con las demás que van disminuyendo, especialmente la K_S^0 que pasa de tener el pico mayor a bajos momentos (figura 4.9 a y b) a tener una presencia casi imperceptible en el rango de momentos 2.5-5 GeV/c (figura 4.9 e y f). La f_0 y f_2 por su parte tuvieron una modesta contribución, pero a medida que aumenta el momento se vuelve cada vez menos perceptible, incluso al sustraer el ruido con el método de signos iguales en el último rango de momentos (2.5-5 GeV/c) no fue posible ajustar la f_2 .

S/R y significancia de la señal con distintas determinaciones de ruido

Se muestran los valores de S/R y significancia en la tabla 4.3.

p_t	S/R		Significancia	
	Ruido	RuidoMix	Ruido	RuidoMix
0.5-1.2	0.070 ± 0.001	0.03 ± 0.001	208.87 ± 1.469	84.57 ± 1.102
1.2-2.5	0.11 ± 0.001	0.09 ± 0.001	208.67 ± 1.493	166.56 ± 1.148
2.5-5	0.22 ± 0.002	0.59 ± 0.003	139.9 ± 1.553	285.73 ± 1.324

Tabla 4.3: S/R y significancia de la señal de ρ con las dos determinaciones de ruido para distintos cortes en momento

Los resultados (tabla 4.3) muestran que para la S/R se obtiene un valor mayor para la determinación de ruido por signos iguales que por mezcla de eventos en

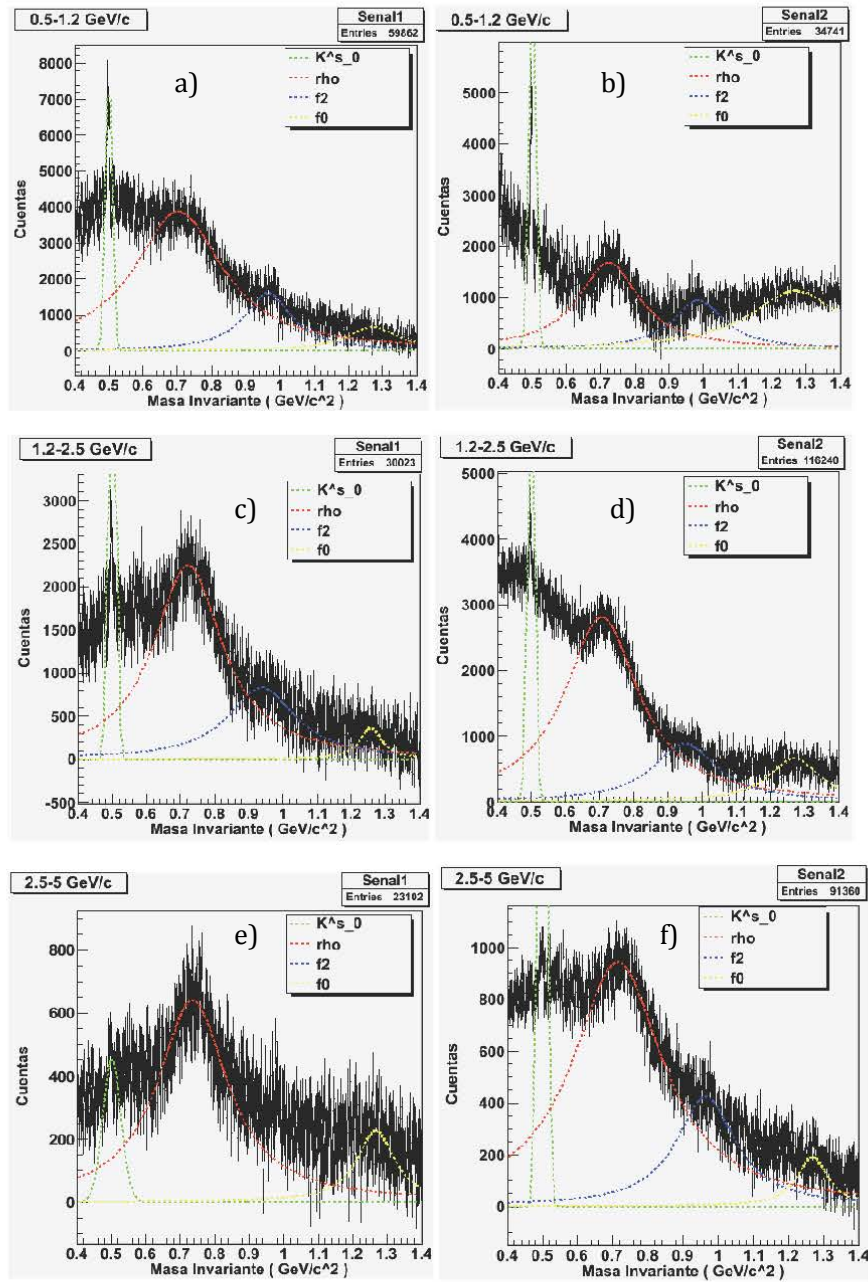


Figura 4.9: Distribución de masa invariante con ruido sustraido determinado por los dos distintos métodos: signos iguales (a, c y e) y por el método de mezcla de eventos (b, d y f). Esto se hace para tres distintos cortes en multiplicidad y ajustadas con una Breit-Wigner señalada con la línea roja. Se hizo el ajuste de otras tres partículas que decaen en piones y contribuyen a otros picos en la señal.

los dos primeros cortes de momento: de 0.5 a 1.2 GeV/c y de 1.2 a 2.5 GeV/c, con una diferencia de hasta 0.04. Para el último rango de momento (2.5-5 GeV/c) los papeles se invierten y tenemos un valor mayor para la segunda determinación de ruido, por mezcla de eventos, con una diferencia de 0.037 respecto a la primera determinación. Para la significancia se tiene la misma tendencia, ya que es mayor para la primera determinación de ruido en los dos primeros cortes de momento y menor para el último corte. Sin embargo se observa que la diferencia entre los valores obtenidos para las dos determinaciones cambia drásticamente, obteniendo una diferencia de hasta 124.3.

Masa invariante y ancho de masa de ρ

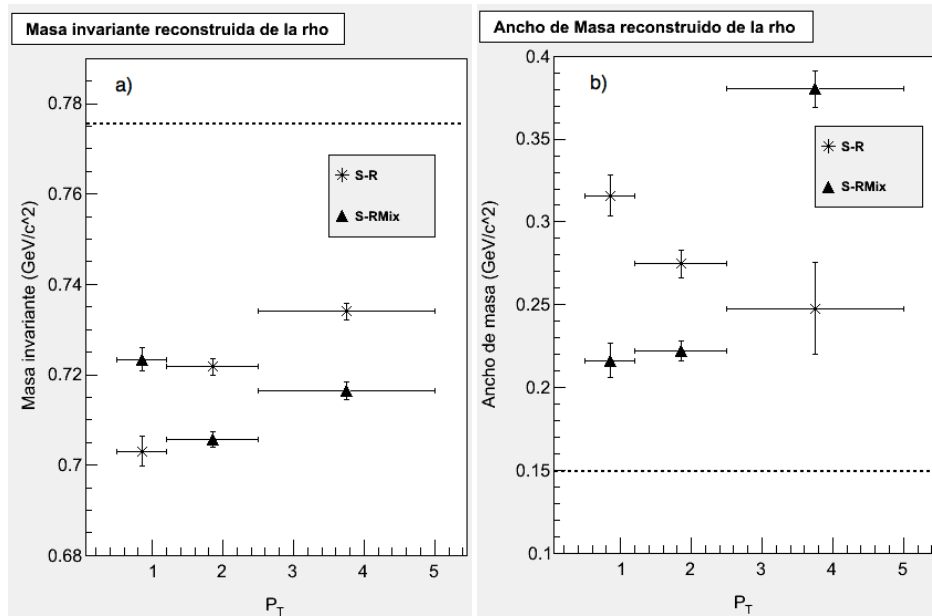


Figura 4.10: a) Masa invariante de la ρ restando el ruido determinado por dos distintos métodos: signos iguales (asteriscos) y por mezcla de eventos (triángulos). b) Reconstrucción del ancho de masa restando el ruido determinado por dos distintos métodos: signos iguales (asteriscos) y por mezcla de eventos (triángulos). En ambos casos el valor PDG se señala con la línea punteada.

Los resultados de la masa invariante de la ρ (figura 4.10) muestran una clara disminución en la masa con respecto al valor PDG en los tres cortes de momentos y en las dos determinaciones de ruido. Se obtuvieron valores en la masa que varían desde $0.706 \text{ GeV}/c^2$ hasta $0.735 \text{ GeV}/c^2$, por lo que se sugiere un desplazamiento

de hasta $64 \text{ MeV}/c^2$ en la masa respecto al valor PDG. Igualmente, el ancho de masa muestra un cambio, pero esta vez por encima del valor PDG, esto ocurre para los tres cortes de momento y ambas determinaciones de ruido. Los valores oscilan entre $0.2164 \text{ GeV}/c^2$ hasta $0.3804 \text{ GeV}/c^2$.

Espectro

Se presentan ahora los valores obtenidos para el espectro sobre momento de la ρ (figura 4.11). Se obtiene la integral de la señal obtenida en la distribución de masa invariante ajustada por la Breit Wigner y se corrigen los valores con la eficiencia y aceptación mostrada en [41], este valor se normaliza para el número de evento y finalmente se calcula por unidad de momento y de pseudorapidez.

Se presenta el espectro para cuatro distintos casos: Haciendo un ajuste de Levy con determinación de ruido por signos iguales (figura 4.11 a) y por mezcla de eventos (figura 4.11 b) y haciendo un ajuste exponencial con determinación de ruido por signos iguales (figura 4.11 c) y por mezcla de eventos (figura 4.11 d). En este caso se obtuvieron resultados muy similares para los dos ajustes.

4.3. Comparación con resultados anteriores

Se presenta la comparación de los resultados obtenidos con este trabajo con respecto a estudios anteriores.

Masa invariante y ancho de masa de la ϕ

La figura 4.12 muestra los resultados de la masa invariante y ancho de la masa de la ϕ obtenidos en la figura 4.3 pero ahora se comparan con los resultados obtenidos en RHIC para datos reales y MC en colisiones p+p 200 GeV, d+Au 200 GeV, Au+Au 200 GeV y Au+Au 62.4 GeV.

La comparación muestra la semejanza de los resultados obtenidos para la masa en los cortes $0.5\text{-}1.2 \text{ GeV}/c$, $1.2\text{-}2.5 \text{ GeV}/c$ y $2.5\text{-}5 \text{ GeV}/c$ tanto para las colisiones p+p 200 GeV y d+Au 200 GeV como con las colisiones de iones pesados de Au+Au a 200 GeV y 62.4 GeV. Ya que todos oscilan alrededor del valor PDG aumentando ligeramente con el momento. La única diferencia se obtuvo en el primer rango de momento donde la disparidad fue mayor.

Los resultados para el ancho de masa son similares también a los obtenidos en las colisiones en el RHIC, casi todas muestran el ancho de masa ligeramente por arriba del valor PDG.

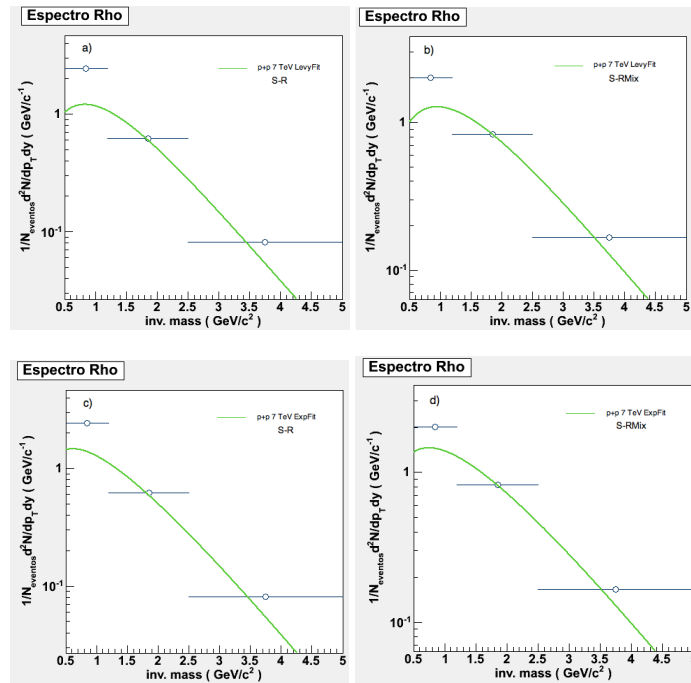


Figura 4.11: Espectro de momento de la partícula ϕ para los casos: a) Haciendo ajuste de Levy con determinación de ruido por signos iguales, b) Haciendo ajuste de Levy con determinación de ruido por mezcla de eventos, c) Haciendo ajuste exponencial con determinación de ruido por signos iguales, y d) Haciendo ajuste exponencial con determinación de ruido por mezcla de eventos.

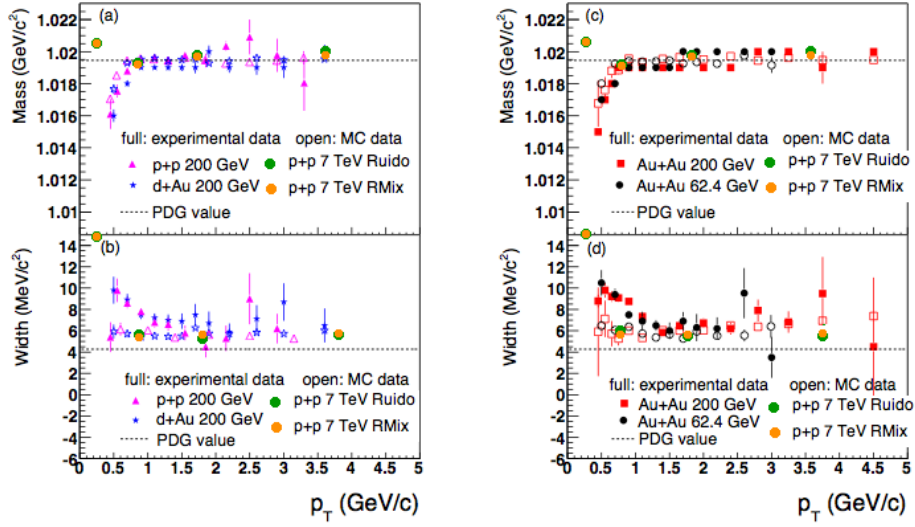


Figura 4.12: Valor obtenido de la masa y ancho de la masa de la ϕ para distintas determinaciones de ruido en colisiones p+p 7 TeV en LHC en comparación con los datos obtenidos en el RHIC [37]

Espectro de la ϕ

La figura 4.13 muestra la comparación de los resultados del LHC con los obtenidos en el RHIC. Se observa que los resultados obtenidos en colisiones p+p 7 TeV se asemejan más a las colisiones p+p 200 GeV y d+Au 200 GeV (0-20 %) ajustadas con una ajuste Levy que con las colisiones Au+Au 200 GeV (con centralidad 0-5 %) ajustadas con una exponencial.

Observamos también los resultados obtenidos para el espectro en momento de la ϕ a 900 GeV en el experimento ALICE en el LHC (figura 4.14). Los valores de 900 GeV fueron ajustados con una exponencial mientras que los valores a 7 TeV fueron ajustados con una función de Levy. Se observa la misma forma en el espectro en ambos tipos de colisiones pero con un incremento en las colisiones a 7 TeV.

Masa invariante y ancho de masa de la ρ

La figura 4.15 compara los resultados obtenidos en colisiones p+p 7 TeV en el LHC a los obtenidos en el RHIC para la masa de la ρ . Los resultados muestran que todas las colisiones obtuvieron valores de la masa por debajo del valor PDG, sin embargo los valores obtenidos para las colisiones p+p 7 TeV en el LHC se asemejan más a los obtenidos en las colisiones periféricas Au+Au, sobre todo a

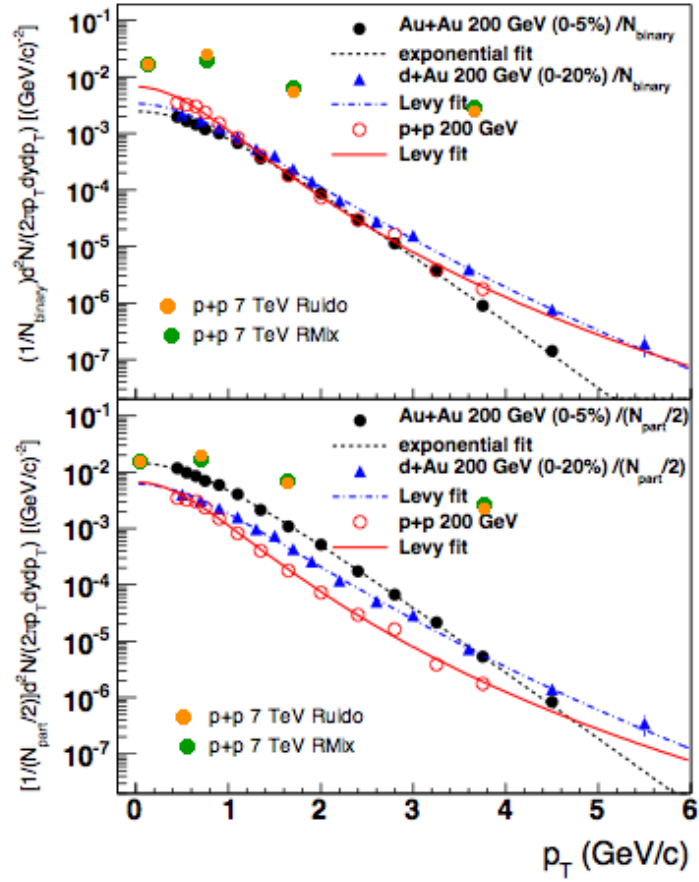


Figura 4.13: Espectro de la ϕ obtenido en colisiones p+p 7 TeV en el LHC para distintas determinaciones de ruido en comparación con los datos obtenidos en RHIC [37]

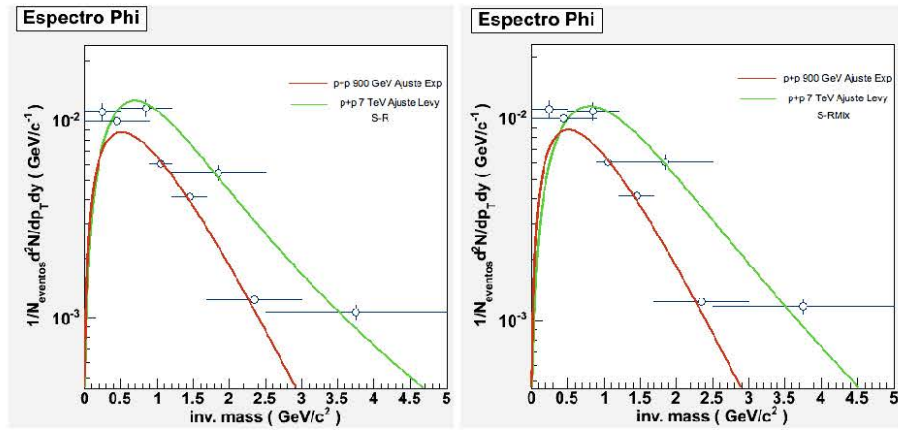


Figura 4.14: Espectro de la ϕ obtenido en colisiones p+p 7 TeV en el LHC con un ajuste de Levy para determinación de ruido por signos iguales (a) y por mezcla de eventos (b) en comparación con los datos en las mismas colisiones por A. Pulvirenti [40] ajustados con una exponencial.

bajos momentos, pues todas las colisiones presentaron una disminución en la masa reconstruida pero en estas colisiones la disminución fue mayor.

Espectro de la ρ

Comparamos por último el espectro de la ρ en comparación con las colisiones en el RHIC con colisiones p+p *minimum bias* y colisiones Au+Au periferales a 200 GeV. Se observan valores cercanos a los medidos en las colisiones con oro pero la forma se asemeja mas a las colisiones p+p.

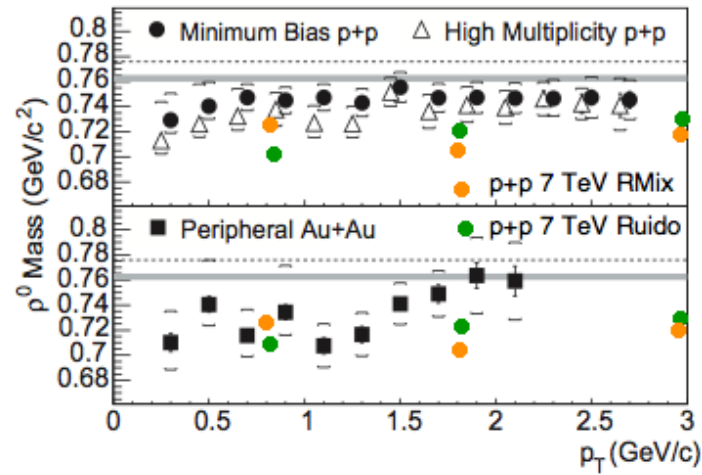


Figura 4.15: Valor obtenido de la masa y ancho de la masa de la ρ para distintas determinaciones de ruido en colisiones p+p 7 TeV en LHC en comparación con los datos obtenidos en el RHIC [37]

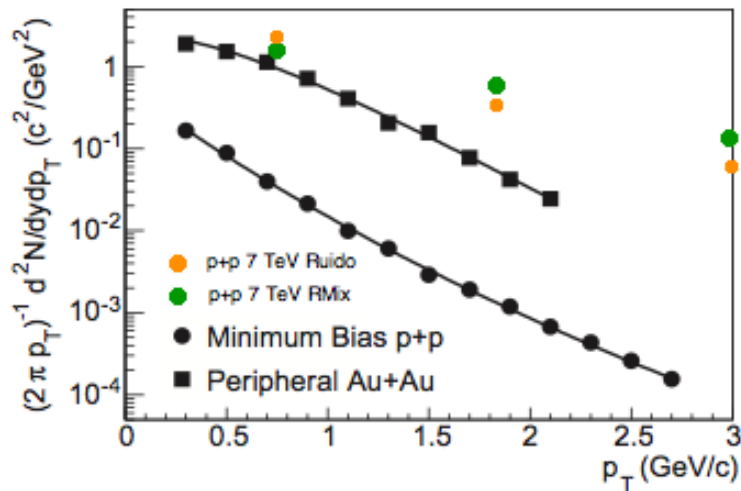


Figura 4.16: Espectro de la ϕ obtenido en colisiones p+p 7 TeV en el LHC en comparación con los datos obtenidos en RHIC para colisiones p+p y Au+Au periferales a 200 GeV[37]

Capítulo 5

Conclusiones

Se hicieron los estudios de resonancias ϕ y ρ bajo las nuevas condiciones extremas alcanzadas por el LHC y aprovechando las capacidades de identificación de partículas que tienen los detectores del experimento ALICE.

Para la partícula ϕ se hicieron cuatro cortes de momento, y se restó el ruido combinatorio determinado por dos distintos métodos, de la distribución de masa invariante obtenida se obtuvo la masa ajustándola con una Breit-Wigner, se obtuvieron valores de la masa muy parecidos al valor PDG y ancho de masa ligeramente por arriba del valor PDG. Se obtuvo igualmente el espectro en momento de la ϕ sobre momento usando valores de aceptación y eficiencia obtenidos en un trabajo anterior con simulaciones, a este espectro se le ajustó una función de Levy y una función exponencial obteniendo mejores resultados con la primera.

Se hicieron también cortes en multiplicidad y se obtuvieron valores de la masa nuevamente muy parecidos al valor PDG y valores del ancho de masa por arriba de este valor.

Para la ρ se obtuvo la señal para tres distintos cortes de momento, se identificaron la presencia de otras tres partículas para descartarlas en la obtención de la señal final. A partir de la distribución de masa invariante se obtuvo el valor de la masa, en este caso los valores se desviaron considerablemente del valor PDG obteniendo una disminución de hasta ~ 70 Mev/c. Se obtuvieron valores del ancho de masa por encima del valor PDG. Finalmente se obtuvo el espectro en momento con valores de aceptación y eficiencia obtenidos en trabajos anteriores. Se ajustó este espectro con una función de Levy y una función exponencial, obteniendo resultados similares de ajuste para las dos funciones.

Por último se hace la comparación con resultados anteriores. Para la ϕ se encontró una similaridad entre los valores obtenidos en este trabajo en comparación con el RHIC, los dos muestran valores parecidos al valor PDG para la masa y ligeramente por arriba para el ancho de masa. En el espectro sobre p_T los valores se ajustaron con una Levy como se hizo obtuvo para colisiones p+p a 900 GeV.

Para la ρ se observó en el RHIC una disminución de en el valor de la masa y los valores obtenidos en este trabajo se asemejaron mas a los obtenidos a colisiones Au+Au periférica. Se obtuvo el espectro sobre momento haciendo ajustes con una función de Levy y una exponencial, obteniendo resultados similares para los dos ajustes. Los resultados muestran una tendencia similar a la obtenida en el RHIC, en particular a lo obtenido para colisiones periferales en colisiones Au+Au.

Los resultados observados de las distintas propiedades de las partículas ϕ y ρ son congruentes con los resultados obtenidos anteriormente en distintas colisiones a mas baja energía. No se notó un cambio en las propiedades de la partícula ϕ pero para la partícula ρ se observó una disminución significativa en la masa. La diferencia de los cambios en las propiedades observados entre estas dos partículas se puede deber a la diferencia de tiempo de vida de ambas, pues la partícula ρ al tener un tiempo de vida mucho mas corto puede ser mas sensible a las condiciones del sistema.

En conclusión, los resultados obtenidos y su concordancia con resultados anteriores muestra que el estudio de las propiedades de las resonancias es sin duda una útil herramienta para dar indicios de la dinámica de las interacciones nucleares y para la comprensión de las propiedades de la materia bajo condiciones extremas.

Bibliografía

- [1] F. Halzen, A. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, New York, 1984.
- [2] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles* Wiley-VCH, Alemania, 2004.
- [3] N. Xu. Beam Energy Scan at RHIC. Presentación en el CBM Symposium on Charm, Dileptons and Deconfinement. Abril 2011.
- [4] C.Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, Singapur 1004
- [5] Particle Data Group <http://pdg.lbl.gov/>
- [6] K. Alpgard et al., Phys. Lett 107B, 310 (1981); K. Alpgard et al., Nucl. Phys. B87, 19 (1975).
- [7] W. Thomé et al., Nucl. Phys. B129, 365 (1977).
- [8] S. Vogel et al., Resonances as a possible observable of hot and dense nuclear matter <http://arxiv.org/pdf/1001.3260>
- [9] G. Agakichiev et al. [HADES], Phys. Rev. Lett. 98, 052302 (2007)
- [10] X. Lopez et al., Phys. Rev. C 76, 052203 (2007)
- [11] S. V. Afanasev et al. [NA49], J. Phys. G 27, 367 (2001)
- [12] D. Adamova et al. [CERES], Phys. Rev. Lett. 91, 042301 (2003)
- [13] J. Adams et al. [STAR], Phys. Rev. Lett. 97, 132301 (2006)
- [14] B. I. Abelev et al. [STAR], Phys. Rev. C 78, 044906 (2008) [7] P. Fachini, J. Phys. G 35, 044032 (2008)
- [15] M. Asakawa and C.M. Ko, Nucl. Phys. A572, 732 (1994)

-
- [16] C. Song, Phys. Lett. B388, 141 (1996)
- [17] C. Fabjan, J. Schukraft. The story of ALICE: Building the dedicated heavy ion detector at LHC, <http://arxiv.org/pdf/1101.1257v1>
- [18] C. Markert. Resonance production in heavy-ion collisions at STAR, <http://arXiv.org/pdf/0712.1838v1>
- [19] S. Vogel et al. Resonances as a possible observable of hot and dense nuclear matter, <http://arxiv.org/pdf/1001.3260>
- [20] LHC Design Report. Technical Report I & III, CERN 2004
- [21] <http://aliweb.cern.ch/>
- [22] ALICE Collaboration, ALICE Physics Performance Report, Volume I, J.Phys. G 30 (2004)
- [23] ALICE Collaboration, ALICE Inner Tracking System (ITS): Technical Design Report, CERN-LHCC-99-012, <http://edms.cern.ch/file/398932/1>
- [24] ALICE Collaboration, ALICE time projection chamber: Technical Design Report, CERN-LHCC-2000-001, <http://cdsweb.cern.ch/record/451098>
- [25] ALICE Collaboration, ALICE transition-radiation detector: Technical Design Report, CERN-LHCC-2001-021, <http://cdsweb.cern.ch/record/519145>
- [26] ALICE Collaboration, ALICE Time-Of-Flight system (TOF): Technical Design Report, CERN-LHCC-2000-012, <http://cdsweb.cern.ch/record/430132>
- [27] ALICE Collaboration, ALICE high-momentum particle identification: Technical Design Report, CERN-LHCC-98-019, <http://cdsweb.cern.ch/record/381431>
- [28] ALICE Collaboration, Technical design report of the photon spectrometer, CERN-LHCC-99-004, <http://cdsweb.cern.ch/record/381432>
- [29] ALICE Collaboration, ALICE electromagnetic calorimeter: addendum to the ALICE technical proposal, CERN-LHCC-2006-014, <http://cdsweb.cern.ch/record/932676>
- [30] ALICE Collaboration, ALICE dimuon forward spectrometer: Technical Design Report, CERN-LHCC-99-022, <http://cdsweb.cern.ch/record/401974>
- [31] ALICE Collaboration, ALICE Zero-Degree Calorimeter (ZDC): Technical Design Report, CERN-LHCC-99-005, <http://cdsweb.cern.ch/record/381433>

-
- [32] ALICE Collaboration, ALICE Photon Multiplicity Detector (PMD): Technical Design Report, CERN-LHCC-99-032, <http://cdsweb.cern.ch/record/451099>
- [33] ALICE Collaboration, ALICE forward detectors: FMD, T0 and V0: Technical Design Report, CERN-LHCC-2004-025, <http://cdsweb.cern.ch/record/781854>
- [34] C. Pagliarone, A. Fernandez-Tellez, Cosmic Ray Physics with ACORDE at LHC, <http://arxiv.org/pdf/0709.3066>.
- [35] The ALICE offline Bible, <http://aliceinfo.cern.ch/Offline/AliRoot/Manual.html>
- [36] K.J. Eskola, High Energy Nuclear Collisions, arXiv:hep-ph/9911350 (1999)
- [37] B.I. Abelev, Measurements of ϕ meson production in relativistic heavy-ion collisions at RHIC, arXiv: 0809.4737v2 [nucl-ex] (2009)
- [38] J. Adams, ρ production and Possible Modification in Au+Au and p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, arXiv: nucl-ex/0307023v2 (2004)
- [39] A. Pulvirenti. First Physics with ϕ resonance. PWG2 meeting. CERN, June 2009.
- [40] A. Pulvirenti Resonances measurement in p-p and Pb-Pb collisions with the ALICE detector. Presentación en el Quark Matter 2011. Mayo 2011.
- [41] L. Valencia. Identificación de las resonancias $\phi^0(1020)$, $\omega^0(782)$ y $\rho^0(770)$ con datos simulados de pp a 900 GeV en el experimento ALICE-CERN. Tesis de Maestría. Universidad Nacional Autónoma de México. Agosto 2010.