

00323
32



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

RAZONES ANTIBARION BARION CON CONTENIDO DE
EXTRAÑEZA EN COLISIONES DE IONES PESADOS
ULTRARRELATIVISTAS

T E S I S

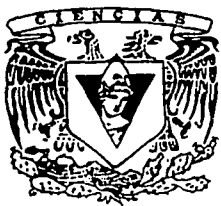
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE

F I S I C A

P R E S E N T A :

MARIA ANDREA GUTIERREZ CAMPOS

ASESOR: DR. ELEAZAR CUAUTLE FLORES



FACULTAD DE CIENCIAS
UNAM

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN A

2003





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.

PAGINACIÓN

DISCONTINUA



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO

Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: María Andrea

Gutiérrez Campos

FECHA: 17 septiembre 2003

FIRMA: *Gutiérrez*

DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA

Jefa de la División de Estudios Profesionales de la

Facultad de Ciencias

Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:

"Razones antibarión barión con contenido de extrañeza en colisiones de iones pesados ultrarrelativistas"

realizado por Gutiérrez Campos María Andrea

con número de cuenta 09533577-3 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario

Dr. Eleazar Cuautle Flores

Propietario

Dr. Genaro Toledo Sánchez

Propietario

M. en C. Mirna Villavicencio Torres *Mirna Villavicencio Torres*

Suplente

Dr. José Rubén Alfaro Molina *J. Alfaro*

Suplente

Dr. Luis Gustavo Cabral Rosetti *Luis Gustavo Cabral Rosetti*

Consejo Departamental de Física

Patricia Goldstein Menache
DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura

FACULTAD DE CIENCIAS

*A Ricardo,
por todos los sueños
que hemos construido juntos*

Resumen

En este trabajo se presenta un estudio sobre bariones con contenido de extrañeza producidos con el generador de eventos HIJING en colisiones de iones pesados a energías ultrarrelativistas. Diversos efectos nucleares asociados a este tipo de colisiones han sido estudiados mediante las razones antibarión barión, entre ellos la pérdida de energía cuando los partones viajan a través de un medio denso y el efecto de reducción de las funciones de estructura de los quarks cuando éstos están inmersos en un núcleo. Los efectos de los diferentes mecanismos de producción de bariones en estas razones también se presentan.

Se ha encontrado que la razón antibarión barión muestra una dependencia decreciente con el momento transverso. El grado de dependencia será función del contenido de extrañeza de los bariones. Esto es una manifestación de diferentes fenómenos, como que los mecanismos de producción podrían ser diferentes para estos bariones. Se encuentra también que el valor de la razón antibarión barión integrada se incrementa al aumentar el contenido de extrañeza de los bariones y que estas razones tienen un valor menor que 1, lo cual indica que en la región central no se ha logrado producir una zona libre de bariones.

Haciendo uso de los modelos estadísticos se encuentra una temperatura efectiva para el sistema hadrónico que se produce en la colisión. Esta temperatura es diferente dependiendo de la masa del barión considerado. Los resultados de la distribución total de bariones como función de la rapidez muestran una dependencia del modelo de producción considerado.

Estos resultados se comparan con datos de los experimentos STAR y BRAHMS generados bajo las mismas condiciones.

Agradecimientos

Agradezco a mis padres y a mi hermano por darme la conciencia, disciplina y sensibilidad que me han dado durante todos estos años. Por todo el apoyo, cariño y amistad que toda la vida me han brindado.

Agradezco a Ricardo por todo el apoyo, cariño y comprensión que me ha dado durante los últimos años. Por todas las cosas que hemos aprendido juntos y por ser mi equipo en todo.

Agradezco al Dr. Eleazar Cuautle por la paciencia y el tiempo brindados para realizar esta tesis. Por todo el conocimiento que compartió conmigo.

Agradezco al Dr. Alejandro Ayala por el apoyo y la confianza que ha puesto en mí desde un principio y por la formación que me ha dado durante los últimos dos años. Por todos los caminos buenos que me ha mostrado.

Agradezco a mis sinodales, el Dr. Genaro Toledo, Dr. Rubén Alfaro, M. en C. Mirna Villavicencio y al Dr. Luis Cabral por haber colaborado con esta tesis en forma tan positiva. También agradezco al Dr. Guy Paic por los comentarios acertados y oportunos, así como las correcciones que hizo a este trabajo de tesis.

Agradezco al Fis. Antonio Ramírez Fernández por el apoyo técnico que me dio incondicionalmente en el área de cómputo y por su tiempo y paciencia.

Agradezco a aquellos profesores que tuve durante la licenciatura en la Facultad de Ciencias, y que me fueron formando durante sus cursos. Especialmente al Dr. Marcos Ley Koo, Dr. Matías Moreno y al Dr. Manuel Torres. Del Departamento de Matemáticas quisiera agradecer a Pilar Martínez Téllez y a Jefferson King Dávalos por la disciplina que obtuve en sus cursos de Cálculo.

Agradezco también a todos los amigos que fui conociendo durante la licenciatura y con los que pasé momentos muy felices. Gracias a Benjamín Morales, a Ricardo Romero, Félix González y Eduardo Peinado por todas las risas y buenos ratos que hemos pasado juntos aquí y allá. A Miguel Angel Alatorre por compartir esos ideales. A los buenos amigos que me acompañaron durante la carrera, como Arturo González, Jesús Muñiz y Enrique Castro.

A los amigos de batalla que durante tanto tiempo estuvieron ahí donde se les necesitaba, Julián C. Castro, Octavio Rico, Alberto Bravo, Eduardo C. Rangel y Emanuel Morlet. Gracias por las risas, por el tiempo y por la presencia.

Agradezco a la UNAM porque desde hace ocho años me ha dado la formación que ahora tengo en todos los aspectos humanos. Por todo lo que he aprendido en ella, desde huelgas hasta física de iones pesados ultrarrelativistas.

Apoyo parcial para la realización de este trabajo ha sido recibido por la DGAPA con fondos del PAPIIT proyecto No. IN108001.

Índice general

1. Experimentos de iones pesados	3
1.1. Aceleradores de partículas	3
1.1.1. Aceleradores lineales	4
1.1.2. Aceleradores circulares	5
1.2. Principios de funcionamiento de detectores	8
1.2.1. Pérdida de energía por ionización	8
1.2.2. Dispersión múltiple a ángulos pequeños	9
1.2.3. Radiación Cerenkov	10
1.3. Experimentos realizados con iones pesados	11
1.3.1. Experimentos en SPS	11
1.3.2. Experimentos en AGS	13
1.4. Experimentos en RHIC	13
1.4.1. STAR	14
1.5. Experimento en LHC: ALICE	15
2. El plasma de quarks y gluones	16
2.1. Colisiones de iones pesados	17
2.2. Variables cinemáticas	19
2.2.1. Masa y momento transversos	19
2.2.2. Rapidez y pseudorapidez	20
2.3. Señales indicadoras de la formación del QGP	23
2.3.1. Incremento de la producción de extrañeza	24
2.3.2. Supresión de partículas de alto p_{\perp}	25
2.3.3. Procesos de transporte de número bariónico	26
2.4. Estructura de los hadrones	27
3. Producción de hadrones en colisiones de iones pesados ultrarrelativistas	32
3.1. Simulación de eventos	32
3.2. Generadores de eventos	33
3.3. Producción de hadrones en HIJING	34
3.3.1. Sección eficaz de producción de jets	35
3.3.2. Fragmentación de cuerdas de Lund	38

3.3.3. Procesos suaves	40
3.3.4. Efectos nucleares	41
3.4. Bariones con extrañeza	44
4. Razones antibarión barión y efectos nucleares en HIJING	46
4.1. Razón antipartícula partícula	47
4.1.1. Razón $\frac{\bar{u}}{u}$	47
4.1.2. Razón $\frac{\bar{d}}{d}$	49
4.2. Razón de partículas con extrañeza	54
4.2.1. Razón $\frac{\bar{u}}{\Lambda^0}$	54
4.2.2. Razón $\frac{\bar{d}}{\Lambda^0}$	57
4.2.3. Razón $\frac{\bar{s}}{\Lambda^0}$	60
4.2.4. Razón $\frac{\bar{c}}{\Lambda^0}$	63
4.2.5. Razón $\frac{\bar{b}}{\Lambda^0}$	65
5. Datos experimentales y modelos teóricos	68
5.1. Razones $\frac{\bar{p}}{p}$ y $\frac{\bar{\Lambda}^0}{\Lambda^0}$	68
5.1.1. Razones integradas antipartícula partícula	70
5.2. Rapidez	73
5.3. Distribuciones de masa transversa	76
6. Conclusiones	79

Capítulo 1

Experimentos de iones pesados

Detrás de los experimentos de colisiones de iones pesados existen fenómenos interesantes que pueden ser explorados. Estos fenómenos son consecuencia de que en este tipo de colisiones se obtienen densidades de energía y temperaturas muy altas. En estos experimentos se tiene la posibilidad de crear, entre otras cosas, un nuevo estado de la materia, denominado *plasma de quarks y gluones*.

Actualmente los experimentos de iones pesados a altas energías se llevan a cabo utilizando arreglos experimentales que permiten acelerar partículas elementales o iones hasta velocidades cercanas a la de la luz, para posteriormente hacerlas colisionar. Estos son los denominados *aceleradores de partículas*. Después de que las partículas colisionan entre sí se genera toda una gama de partículas dependiendo de la energía que tenían las partículas antes de chocar. En estas reacciones se generan partículas que pueden darnos información amplia acerca del tipo de reacción que las origina. Estas partículas deben entonces ser identificadas por medio de *detectores de partículas*.

En este capítulo se dará un panorama general sobre aceleradores y detectores de partículas, así como sobre los diferentes experimentos de iones pesados. La física involucrada en este tipo de reacciones será discutida en los capítulos 2 y 3, en donde se resumen diferentes fenómenos asociados a la posible formación de un plasma de quarks y gluones.

1.1. Aceleradores de partículas

Los aceleradores de partículas son instrumentos que permiten acelerar partículas cargadas (o iones) mediante la utilización de un campo eléctrico a través de un tubo en el vacío. El conjunto de partículas a colisionar, llamado "haz", puede chocar contra un blanco estacionario o contra otras partículas en movimiento. A la primera forma de hacer colisionar el haz se le denomina experimento de *blanco fijo* mientras que a la segunda se le llama *colisionador* (ver figura 1.1).

En los experimentos de blanco fijo las partículas aceleradas son guiadas hasta un lugar en donde chocan contra un blanco fijo. Algunas de estas partículas chocan contra los núcleos de los átomos del blanco y si son lo suficientemente energéticas

pueden llegar a esparcir los constituyentes más elementales que se pueden estudiar posteriormente con detectores conectados a computadoras. A veces este esparcimiento de partículas genera un segundo haz que puede estar formado por partículas bien conocidas y caracterizadas, y estas pueden ser guiadas hasta un segundo blanco.

En los colisionadores se hacen incidir dos haces de partículas que antes se han hecho girar alrededor de un acelerador circular en direcciones opuestas. En un sistema simétrico, es decir, cuando se hacen colisionar partículas idénticas, y cada uno de los haces es acelerado hasta la máxima velocidad, la colisión de los haces tiene el doble de energía que cuando chocan contra un blanco fijo. En cada una de las colisiones de frente se crea un esparcimiento de partículas secundarias alrededor del centro de la colisión, que pueden ser desviadas y analizadas en detectores. Los experimentos de iones pesados se llevan a cabo con este tipo de aceleradores.

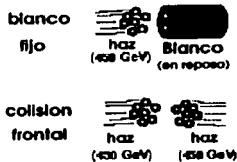


Figura 1.1: Clases de colisiones. En las colisiones de frente, para sistemas simétricos, la energía es del doble que para las colisiones de blanco fijo.

En ambos casos las trayectorias de las partículas que están siendo aceleradas pueden ser rectas, espirales o circulares debido a que éstas pasan por campos eléctricos y magnéticos de diferente intensidad. Existen dos diferentes tipos de aceleradores utilizados en experimentos de altas energías: lineales y circulares [1, 2, 3].

1.1.1. Aceleradores lineales

El acelerador lineal o *linac* utiliza alto voltaje alternante para empujar a las partículas a lo largo de una línea recta. Las partículas pasan a través de una línea de tubos metálicos huecos encerrados en un cilindro al vacío. Se regula un voltaje alternante de manera tal que la partícula sea empujada hacia adelante cada vez que esta pasa a través de un hueco que hay entre los tubos de metal. Actualmente el acelerador lineal (figura 1.2) más grande se encuentra en la Universidad de Stanford y está diseñado para acelerar partículas hasta una energía de 50 GeV y su inyector tiene 3 km de longitud.

Actualmente se encuentra en construcción el acelerador lineal TESLA en el laboratorio de altas energías DESY, Alemania. Este tendrá una longitud de 33 km y acelerará partículas hasta energías de 500 GeV.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



Figura 1.2: Acelerador lineal. Las partículas viajan a través de los tubos de arrastre (*drift tubes*) y son aceleradas por un voltaje alternante.

1.1.2. Aceleradores circulares

Existen diferentes tipos de aceleradores circulares. Todos ellos tienen en común que utilizan campos magnéticos para curvar la trayectoria de las partículas que están siendo aceleradas por campos eléctricos. Los más conocidos son el ciclotrón, sincrociclotrón, sincrotrón y el más moderno de todos: el colisionador "storage ring". A continuación se dará una breve descripción sobre el funcionamiento de éstos.

Ciclotrón

El ciclotrón funciona en base a una fuente de iones la cual es colocada en el centro del ciclotrón. Estos son acelerados por un campo eléctrico intenso. Como éstos están dentro de un campo magnético constante, viajan en una órbita circular con un radio que depende de su energía. La expresión para el radio de la órbita es

$$r = \frac{mv}{qB}, \quad (1.1)$$

donde m es la masa de la partícula que está siendo acelerada, q su carga eléctrica, v su velocidad tangencial y B es la intensidad del campo magnético externo constante. Las dos mitades del ciclotrón, llamadas "Des" por su forma (figura 1.3), están sujetas a una diferencia de potencial y cuando los iones pasan a través del espacio entre las dos Des son acelerados por la aplicación del potencial del signo adecuado. Al regresar al espacio para completar el primer circuito el potencial eléctrico debe de ser invertido para volverlas a acelerar. Conforme la velocidad aumenta, el radio de la órbita aumenta en la misma proporción y siempre les toma el mismo tiempo a las partículas efectuar una revolución. Esto significa que el voltaje entre las Des debe ser invertido, en promedio, un millón de veces por segundo. La energía de la partícula es gradualmente incrementada hasta que eventualmente la órbita alcanza los límites externos del campo magnético. Entonces las partículas son extraídas por un campo eléctrico y transportadas hacia la parte externa del ciclotrón en donde son guiadas hacia un experimento o hacia otro acelerador.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

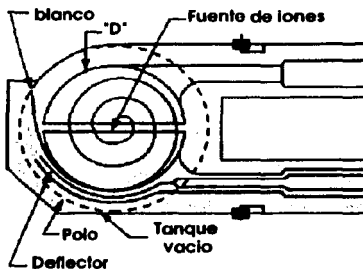


Figura 1.3: Vista esquemática de un ciclotrón. La fuente de iones se encuentra en el centro y las partículas son aceleradas a lo largo de una espiral.

Sincrociclotrón

Este acelerador utiliza el mismo principio que el ciclotrón pero tiene además otra característica importante. Conforme la partícula incrementa su velocidad, su inercia relativista se incrementa también por los efectos relativistas y gradualmente le toma más tiempo completar el circuito del acelerador, resultando una desincronía con el campo eléctrico aplicado entre las Des. En el sincrociclotrón la frecuencia con que se invierte el campo eléctrico debe cambiarse por una frecuencia variable para mantener en sincronía a las partículas. En cada aceleración, la frecuencia puede cambiar desde los 20 a los 10 millones de ciclos por segundo.

Sincrotrón

El sincrotrón es el más reciente y potente miembro de la familia de los aceleradores circulares. Un sincrotrón consiste en un tubo en forma de anillo a través del cual viajan las partículas que está rodeado de imanes que mantienen a las partículas moviéndose a través del centro del tubo. Para mantener a las partículas en una misma órbita el campo magnético de los imanes debe incrementarse conforme las partículas ganan energía. En unos cuantos segundos, las partículas alcanzan energías de más de 1 GeV y son expulsadas para colisionar. En la figura 1.4 se muestra la vista esquemática de un sincrotrón.

En estos aceleradores se produce la llamada *radiación de sincrotrón* que ocurre debido a que todas las partículas con carga eléctrica al ser aceleradas producen radiación electromagnética. La cantidad de energía de radiación depende de la velocidad de la partícula y de la intensidad del campo magnético. Si la partícula se aproxima a la velocidad de la luz, el efecto se incrementa notablemente [4].

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

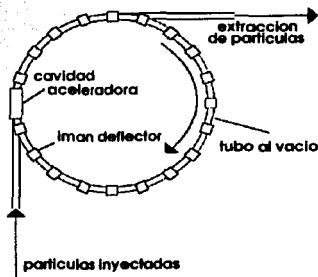


Figura 1.4: Vista esquemática de un sincrotrón. Las partículas viajan a lo largo de un tubo en forma de anillo rodeado de imanes que sirven para curvar su trayectoria.

Colisionador anillo de almacenamiento

Un anillo de almacenamiento (del inglés "storage ring") es un sincrotrón que produce más colisiones energéticas entre partículas que un sincrotrón convencional que hace chocar partículas aceleradas contra blancos estacionarios. El anillo de almacenamiento acelera dos conjuntos de partículas que giran en direcciones opuestas en el anillo, posteriormente estos grupos de partículas chocan, tal como se muestra en la figura 1.1. Un ejemplo de estos anillos de almacenamiento es el Large Hadron Collider en el CERN, que acelerará partículas hasta energías de 14 TeV y el Tevatron en Fermilab que acelera partículas hasta 1 TeV.

Para acelerar las partículas a mayores energías es necesario incrementar el tamaño del anillo. Esto puede verse de la ecuación 1.1, donde se observa que al incrementarse el radio la velocidad de la partícula aumenta y por lo tanto también su energía. Este método es más conveniente para acelerar partículas pesadas (como protones) y no para partículas ligeras (como electrones) debido a la radiación de sincrotrón mencionada anteriormente. La energía radiada ΔE por partícula por cada vuelta está dada por

$$\Delta E = \frac{4\pi e^2 \beta^2 \gamma^4}{3\rho} \quad (1.2)$$

donde ρ es el radio del anillo en metros, β es la velocidad de la partícula, e la carga eléctrica y $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Para protones y electrones a velocidades relativistas con el mismo momento, la pérdida de energía es 10^{13} veces mayor en el caso de electrones [3].

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

1.2. Principios de funcionamiento de detectores

Después de que una partícula ha sido acelerada por algún mecanismo como los descritos anteriormente, las partículas chocan entre sí o con un blanco. Muchas de las partículas observadas no son las que se producen en la colisión. La identificación de estas partículas, llamadas *primarias* se lleva a cabo a través de la detección de los productos de decaimiento de éstas. Los productos del decaimiento, o partículas *secundarias* son usadas en la reconstrucción para identificar a las partículas primarias. La reconstrucción de todas las partículas en una colisión se llama *evento*. El siguiente objetivo es aislar cada evento, recolectar los datos de éste y analizar los procesos que ocurrieron para poder medir las propiedades de las partículas, así como entender las leyes que las gobiernan.

Analizar un evento es complicado puesto que se produce una gran cantidad de partículas. Además, muchas de las partículas que se producen en las colisiones tienen tiempos de vida cortos y sólo pueden recorrer una distancia pequeña antes de que decaigan en otras partículas, lo cual impide verlas cuando la resolución del detector es insuficiente. Lo que se hace es estudiar los productos de los decaimientos de estas partículas inestables, y a partir de esto se deduce su existencia. Tal es el caso de las partículas que están conformadas por quarks pesados y que por lo tanto son muy masivas. De estas partículas se hablará en los capítulos 2 y 3.

Para estudiar estas partículas y sus decaimientos han sido diseñadas diferentes clases de detectores. Actualmente los detectores poseen varios componentes que miden momentos y energías de las partículas. Los distintos tipos de detectores normalmente están acomodados por capas y todo el conjunto forma lo que se conoce como *espectrómetro*. Todos los componentes del detector trabajan juntos para analizar un evento, proporcionando cada uno de ellos información complementaria y en algunos casos análisis individuales.

En las secciones siguientes se mencionarán algunos de los detectores más utilizados en los experimentos modernos de altas energías así como los principios básicos de funcionamiento. En las referencias [2, 3] puede encontrarse también el funcionamiento de otros detectores.

1.2.1. Pérdida de energía por ionización

En términos generales, la detección de partículas se realiza bajo el principio de que las partículas interactúan con el medio en que están inmersas. Partiendo de esto, usualmente se escogen distintos medios para los diferentes tipos de partículas que se quieren detectar.

Se sabe que cuando las partículas cargadas eléctricamente atraviesan un medio pierden energía debido a que ionizan al medio, que puede ser un gas o un sólido. La pérdida promedio de energía de las partículas cargadas que atraviesan un medio está dada por la ecuación de Bethe-Bloch,

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N_0 Z z^2 e^4}{mv^2 A} \left[\ln \frac{2mv^2 T_{\text{máx}}}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right], \quad (1.3)$$

la cantidad I es un potencial de ionización efectivo promediado sobre todos los electrones. De acuerdo al modelo atómico de Thomas-Fermi, se hace la aproximación: $I \approx 10 \text{ ZeV}$. Las cantidades v y ze son la velocidad y la carga de la partícula incidente, N_0 es el número de Avogadro, Z el número atómico, A el número de masa del medio y m la masa de la partícula ionizante. $T_{\text{máx}}$ es la energía cinética máxima que puede ser transferida a un electrón en una sola colisión, y está dada por

$$T_{\text{máx}} = \frac{2mv^2}{1-\beta^2}, \quad (1.4)$$

con $\beta = v/c$. La ecuación de Bethe-Bloch es entonces [3]

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 Z z^2 e^4}{mv^2 A} \left[\ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right]. \quad (1.5)$$

Los detectores que utilizan este principio son los denominados *centelleadores* que tienen la propiedad de emitir fotones generalmente en la región de longitud de onda azul a verde (entre 450 nm y 550 nm aproximadamente) después de que los atraviesa una partícula cargada [3]. Si la pieza de centelleador es cubierta con material blanco, entonces ésta luz es reflejada varias veces dentro del centelleador. La señal luminosa que se genera se transforma en señal eléctrica por medio de un *fotomultiplicador*, que consiste en varias placas metálicas colocadas por voltajes crecientes. Cuando la luz incide, los electrones son expulsados de la primera placa y estos son a la vez acelerados hacia la segunda placa. Cuando estos chocan con esta placa a muy alta velocidad, se emiten más electrones que a su vez son acelerados hacia la tercera placa. Estas aceleraciones, después de varias placas, tienen como resultado un número medible de electrones que llegan a la última placa, lo cual proporciona la señal eléctrica requerida. Esta puede ser amplificada y utilizada junto con señales similares de otros contadores de centelleo [3].

1.2.2. Dispersión múltiple a ángulos pequeños

Una partícula que atraviesa un medio es desviada por varias dispersiones a ángulos pequeños. Gran parte de esta deflexión se debe a la dispersión de Coulomb por los núcleos, por esta razón se le conoce también como dispersión de Coulomb. La distribución de Coulomb se representa por la llamada teoría de Molière [2]. Esta distribución se aproxima a una distribución gaussiana para ángulos de deflexión pequeños, pero para ángulos grandes el comportamiento es similar a la dispersión de Rutherford.

Generalmente se utiliza una aproximación gaussiana cuya anchura está dada por la ecuación

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right), \quad (1.6)$$

donde p , βc y z son respectivamente el momento, velocidad y carga de la partícula incidente y x/X_0 es el ancho del medio dispersor en unidades de longitud de radiación (la cantidad característica de materia atravesada para este tipo de interacciones se llama longitud de radiación X_0). Esta ecuación describe la dispersión de un solo material, y el problema es que usualmente se tiene que la partícula atraviesa varias capas de distintos materiales y mezclas. Lo que se hace frecuentemente es aplicar esta ecuación una vez que se han encontrado los valores de x y X_0 para el dispersor combinado.

1.2.3. Radiación Cerenkov

Otro fenómeno que ocurre al pasar las partículas cargadas a través de la materia es la llamada *radiación Cerenkov*, la cual tiene un espectro continuo. Esta se produce cuando la velocidad de una partícula βc excede c/n , donde n es el índice de refracción del medio. De acuerdo a la construcción de Huyghens (figura 1.5) la radiación que proviene de los átomos excitados a lo largo del camino AB de la partícula puede formar un frente de onda coherente BC a un ángulo particular. Los frentes de onda forman una superficie cónica con el eje a lo largo de la trayectoria de la partícula. El ángulo está dado por

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}; \quad \beta > \frac{1}{n}, \quad (1.7)$$

donde $\beta = v/c$. Las cantidades n y θ son función de una frecuencia particular considerada. De esta relación se puede ver que existe una velocidad umbral para que exista el efecto Cerenkov. El número de fotones producidos por unidad de longitud de recorrido y por unidad de intervalo de energía de los fotones de una partícula con carga ze es

$$\frac{d^2 N}{dE dx} = \frac{\alpha^2 z^2}{r_e m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)} \right), \quad (1.8)$$

donde $\alpha = 1/137$, y r_e y m_e son el radio y la masa del electrón, respectivamente. Existen diferentes detectores que utilizan las propiedades de este tipo de radiación. Los detectores de *umbral Cerenkov* utilizan el hecho de que existe una velocidad umbral para que exista el efecto Cerenkov, los detectores *diferenciales Cerenkov* utilizan la dependencia de θ con β y los detectores "ring imaging" Cerenkov utilizan todas las propiedades mencionadas de la radiación Cerenkov [3].

Los detectores utilizados en física de iones pesados a altas energías están compuestos por varias capas de detectores diferentes, como los que se han mencionado anteriormente.

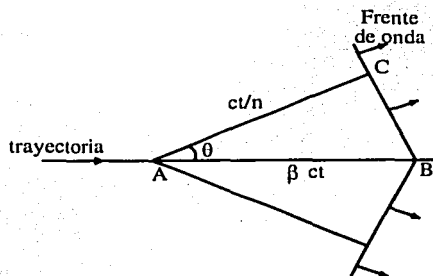


Figura 1.5: Construcción de Huygens de la radiación Cerenkov.

1.3. Experimentos realizados con iones pesados

Los experimentos de iones pesados han tenido su principal desarrollo en los laboratorios CERN¹ en Ginebra, Suiza y BNL² en Nueva York, Estados Unidos. Estos dos laboratorios están dedicados principalmente a la investigación en física de altas energías, y en ellos trabajan cientos de investigadores de diversos países, entre ellos México. En estos laboratorios se han realizado algunos experimentos de iones pesados que en general, tienen y han tenido como objetivo principal estudiar la estructura de la materia a temperaturas y densidades altas. A continuación se dará un panorama general sobre algunos de estos experimentos situados en el CERN y en BNL.

1.3.1. Experimentos en SPS

Los primeros experimentos de iones pesados en el CERN se llevaron a cabo desde el año de 1986 y tenían como objetivo primordial colisionar iones de plomo para crear densidades de energía lo suficientemente altas como para romper las fuerzas que mantienen a los quarks confinados en partículas más complejas llamadas hadrones (la física de las colisiones de iones pesados se discutirá más adelante en los capítulos 2 y 3). Un haz energético de iones de plomo era acelerado en el Super Proton Synchrotron (SPS) y era utilizado por 7 experimentos de blanco fijo con detectores distribuidos a lo largo del acelerador. Se esperaba que al colisionar núcleos pesados las densidades de energía obtenidas en SPS fueran capaces de sobrepasar la densidad crítica para el desconfinamiento de los quarks, que es de aproximadamente $1 \text{ GeV}/f\text{m}^3$. De esta forma se esperaba también que al obtenerse tales densidades, la materia fuertemente interactuante se manifestaría por sí misma como un plasma de quarks y gluones [5].

¹Siglas de *Centre Européen pour la Recherche Nucléaire*

²Siglas de *Brookhaven National Laboratory*

Entre los experimentos del SPS mencionados, se describirán a continuación 3 de los cuales tuvieron o tienen objetivos relacionados con la presente tesis.

Experimento NA44

La energía alcanzada en éste experimento fue de 17 GeV en el centro de masa y su objetivo principal era el estudiar las propiedades de la materia nuclear en condiciones extremas midiendo el espectro de partículas como π^\pm , K^\pm , protones y antiprotones, así como las relaciones existentes entre estos pares de hadrones cargados producidos en colisiones ión-ión. El espectrómetro de NA44 optimizaba la aceptación para pares de partículas con pequeñas diferencias en momento. En este experimento no se detectó señal alguna del plasma de quarks y gluones. Se tomaron los últimos datos en 1995 y actualmente está desmantelado.

Experimento NA49

Este experimento mide la producción de partículas cargadas y neutras con extrañeza en una gran parte del espacio fase en colisiones Pb+Pb. El objetivo principal es la búsqueda de la evidencia experimental de una transición de desconfinamiento predicho por la teoría de QCD³ para densidades de energía altas. Se esperaba que la existencia transitoria de la fase de desconfinamiento en los primeros niveles de la colisión modificara el espectro de las partículas, así como las correlaciones existentes entre pares de partículas comparadas con las existentes en un estado de materia hadrónica confinada. En este experimento se hicieron por primera vez mediciones de las fluctuaciones de observables como momento transversal, temperatura de un sistema, razón K/π y multiplicidad. NA49 aún continúa produciendo resultados.

La producción de extrañeza es uno de los temas de esta tesis, detalles al respecto serán presentados en los capítulos siguientes.

Experimento NA57/WA97

El objetivo principal del experimento NA57 era el de estudiar la producción de partículas con al menos un quark extraño en colisiones ión-ión (Pb+Pb), protón-ión (p+Be) y protón-ión (p+Pb) a momentos de 160 GeV/c. Posteriormente el detector tuvo algunas actualizaciones y hoy se le conoce como WA97. Los objetivos principales de WA97 son investigar la dependencia de la energía del haz con el aumento en la producción de partículas extrañas reportadas en los experimentos previos (NA57) y medir la producción de partículas con al menos un quark extraño en un rango de rapidez central comparada con los experimentos anteriores. Este experimento también se encuentra en funcionamiento.

³Siglas en inglés de *Quantum Chromodynamics*

1.3.2. Experimentos en AGS

En el acelerador de Brookhaven National Laboratory llamado AGS (Alternating Gradient Synchrotron) también hubo experimentos de iones pesados en la década de los 90. Algunos de estos experimentos se describen a continuación:

Experimento E896

Este experimento comenzó a funcionar en otoño de 1996. Alcanzó una energía de 4.9 GeV por núcleo. El principal objetivo de E896 es el de buscar una partícula llamada H0, que se supone está formada por seis quarks en vez de tres como los bariones. Otro de los objetivos de este experimento es investigar el aumento en la producción de extrañeza en colisiones de Au+Au así como la producción de hiperones en dichas colisiones [6].

Experimento E895

El experimento E895 comenzó a operar en diciembre de 1995, y uno de sus objetivos principales era en un principio medir el cuadrimomento de piones cargados, kaones neutros y cargados, hiperones Λ^0 , Ξ^- , Ω^- , protones y antiprotones. Estas mediciones se hicieron con colisiones Au+Au a energías de 2 a 8 GeV. Posteriormente, otro de los objetivos de E895 fue investigar las características de la materia nuclear y la ecuación de estado a altas energías y densidades bariónicas [7].

1.4. Experimentos en RHIC

El acelerador de iones pesados relativistas RHIC (por sus siglas en inglés de *Relativistic Heavy Ion Collider*) se encuentra situado en Brookhaven National Laboratory. Se encuentra en funcionamiento desde el año 2000 después de 10 años de desarrollo y construcción. RHIC es un anillo de aproximadamente 3.8 km de circunferencia donde se aceleran iones de oro para hacerlos colisionar de frente contra otro haz igual.

El anillo de RHIC tiene seis puntos de interacción donde se cruzan dos anillos de imanes aceleradores, permitiendo que los haces de partículas choquen. Los cuatro experimentos actuales que hay sobre el anillo de RHIC son: STAR, PHENIX, PHOBOS y BRAHMS. Los cuatro experimentos de iones pesados tienen como uno de sus objetivos principales la búsqueda de señales de desconfinamiento de materia hadrónica, pues se piensa que las energías de RHIC son suficientemente altas para obtener un plasma de quarks y gluones.

STAR es uno de los experimentos que ha reportado medidas de la razón antibarión barión, por lo cual se ampliará la discusión sobre éste experimento.

1.4.1. STAR

El *Solenoid Tracker At RHIC* (STAR) es el experimento de RHIC orientado a la búsqueda de las señales de la formación del plasma de quarks y gluones, así como a la investigación del comportamiento de la materia que interactúa fuertemente a densidades de energía extremas enfocándose a mediciones de producción de hadrones en un ángulo sólido grande. Para llevar a cabo sus objetivos, el experimento STAR fue construido alrededor de una *Time Projection Chamber* (TPC) de gran volumen para identificar partículas en un medio en donde se producen miles de partículas. Ésta se encuentra situada dentro de un imán solenoidal para medir momentos que está rodeado por listones centelleadores (CTB). Los calorímetros hadrónicos (ZDC) están ubicados en la parte baja del detector. Un detector *Ring Imaging Cerenkov* (RICH) está situado fuera del radio de la TPC y se usa para identificar partículas cargadas con alto momento transverso. Durante el segundo año de operaciones, STAR fue actualizado incluyendo, entre otras cosas, un detector de silicio para mejor resolución en medidas de vértices de producción de partículas [8].

El objetivo primordial de STAR es entender la estructura de las interacciones hadrónicas a nivel de quarks y gluones a densidades de energía alta en colisiones de iones pesados relativistas, así como estudiar colisiones periféricas, donde los núcleos físicamente no se tocan pero interactúan por medio de las fuerzas de largo alcance. También se estudiará la física de colisiones de protones polarizados pues RHIC será el primer colisionador p+p con haces polarizados, esto con la finalidad de estudiar el spin del protón.

STAR medirá varias observables simultáneamente con el fin de estudiar las señales de una posible transición de fase al plasma de quarks y gluones así como la evolución en el espacio-tiempo del proceso de la colisión a su respectiva energía. Algunas de las características más importantes de STAR son:

- Aumento significativo en la producción de partículas (se producen miles de partículas en estas colisiones)
- Dispersión entre partones (quarks y gluones) con alto momento transverso, también conocida como "dispersión dura" en colisiones de iones pesados.

Con base a las anteriores características, STAR será capaz de medir:

- Variables de un solo evento como: entropía, potencial bariónico químico, potencial de extrañeza químico, temperatura, fluctuaciones, flujo de partículas y de energía.
- Procesos de alto momento transverso en forma de jets de alto momento transverso, mini-jets y partículas solas.

STAR comenzó a tomar datos a partir del año 2000, cuando la energía alcanzada en el centro de masa era de 100 GeV por nucleón. Posteriormente, en 2001 se alcanzó una energía de 130 GeV y actualmente la energía alcanzada es de 200 GeV por nucleón.

1.5. Experimento en LHC: ALICE

El Large Hadron Collider (LHC), en CERN, Ginebra, es el acelerador más grande que existe, pues posee un anillo de 27 kilómetros de circunferencia. Dentro del programa experimental del LHC se planea estudiar colisiones protón-protón, protón-núcleo y núcleo-núcleo todas ellas a escalas de energía de 14 TeV, lo cual se cree es energía suficiente para desconfinar la materia.

El LHC aún se encuentra en construcción al igual que los experimentos que se colocarán sobre el anillo, pero se espera que comience a funcionar en el año 2007. Uno de estos experimentos, *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE), estará orientado a estudiar la física de iones pesados ultra relativistas [9].

El experimento ALICE está siendo diseñado para estudiar la materia a densidades de energía altas y para buscar las señales de la posible formación del plasma de quarks y gluones. La energía que será alcanzada por el LHC al colisionar iones pesados será de 14 TeV en el centro de masa lo cual dará la posibilidad de formar una región con densidad bariónica muy baja en la región de rapidez central. Adicionalmente, se espera estudiar colisiones protón-núcleo con iones de menor masa y colisiones protón-protón para poder variar la densidad de energía y así poder hacer comparaciones entre estos resultados y los obtenidos en colisiones núcleo-núcleo.

ALICE será capaz de medir la mayor parte de las observables relacionadas con la física de iones pesados.

Toda la física que se espera estudiar en LHC ya está comenzando en RHIC. Los primeros resultados sobre espectros de masa y momento transversal, así como razones antibarión barión producidos en STAR serán presentados y comparados con los resultados de esta tesis en capítulos posteriores. En el capítulo siguiente se detallarán conceptos físicos, así como variables asociadas a la descripción de la física de iones pesados ultra relativistas.

Capítulo 2

El plasma de quarks y gluones

Las teorías cosmológicas actuales establecen que el universo se formó hace alrededor de 15 mil millones de años durante de la Gran Explosión, creándose de esta forma toda la materia y energía que actualmente observamos. Uno de los grandes retos que ofrece hoy en día la física es el saber lo que ocurrió algunas fracciones de segundo después de la Gran Explosión, con el fin de comprender la estructura de la materia. Se sabe que la materia de la que está hecha el universo está conformada por átomos que poseen un núcleo. Estos núcleos están a su vez formados por protones y neutrones. Hasta hace algunas décadas se descubrió que los constituyentes del núcleo, los protones y neutrones, no son partículas fundamentales, y que están compuestos a su vez por quarks ligados por medio de los portadores de la interacción fuerte, los gluones. Los modelos cosmológicos actuales indican que alrededor de $10 \mu s$ después de la Gran Explosión las condiciones de temperatura y densidad eran extremadamente altas, por lo que la interacción fuerte no era suficiente para mantener juntos a los quarks y gluones dentro del volumen de un hadrón y por lo tanto la materia se encontraba en un estado en el cual los quarks y gluones estaban libres. A tal estado de la materia se le denomina *plasma de quarks y gluones* (QGP). En la etapa posterior a la formación del QGP, conforme el universo se expandía, la densidad y la temperatura disminuían, es decir, hubo una fase de enfriamiento durante la cual los quarks se agruparon en tripletes y dobletes, formando los llamados bariones y mesones respectivamente, unidos por gluones, creando el estado de materia confinada que hoy se conoce.

De acuerdo con esta teoría, se cree que cuando ocurrió la Gran Explosión, se formaron todos los sabores de quarks que se conocen: u , d , s , c , t , b , de los cuales los más ligeros son los u y los d y los más pesados son los t y los b . Se piensa que en tales circunstancias los procesos dominantes y que dieron lugar a la creación de pares quark-antiquark eran los procesos de fusión de gluones, denotados por $gg \rightarrow q\bar{q}$, y en consecuencia debieron haberse creado quarks y antiquarks en igual cantidad, formándose cantidades iguales de materia y antimateria [10]. Sin embargo, en el universo actual no se observan tales condiciones de simetría entre materia y antimateria, pues éste está compuesto mayoritariamente por materia.

Existen varias teorías que tratan de explicar esta asimetría bariónica del universo. Según el modelo estándar, la simetría se rompe por fluctuaciones en la densidad de masa poco después de la Gran Explosión, en la época conocida como *época lineal*. Estas fluctuaciones se presumen estadísticas, incluso cuánticas, y son las responsables de la evolución y situación actual del Universo.

El comprender esta asimetría entre materia y antimateria, así como el por qué del estado de confinamiento de los quarks dentro de los hadrones, es una de las motivaciones que han impulsado a centenares de físicos a investigar más sobre un nuevo estado de materia desconfiada, el QGP. Existe la posibilidad de crear tal estado en laboratorios de altas energías mediante experimentos de iones pesados. Se espera que esto se lleve a cabo dentro de los próximos años en RHIC y posteriormente en LHC.

2.1. Colisiones de iones pesados

Existen varios argumentos teóricos y experimentales por los cuales se piensa que el QGP podría formarse en colisiones de iones pesados ultrarrelativistas. La principal de ellas es que en colisiones de dos núcleos a energías ultrarrelativistas se espera que se deposite una gran cantidad de energía en una región de espacio comparable a la escala hadrónica fundamental (tal escala es de 1 fm), haciendo posible la formación del QGP en un espacio mayor que el tamaño de un hadrón. Otra razón es que al colisionar este tipo de núcleos, se obtiene como resultado un número mayor de partículas que las que se obtendrían si se hicieran colisionar hadrones. Lo anterior permitiría que se produjeran los llamados hadrones "pesados" con mayor probabilidad.

En los grandes aceleradores de partículas, tales como RHIC en BNL y LHC en CERN, se aceleran haces de iones a energías muy altas haciéndolos incidir de frente, obteniendo como resultado la fragmentación de los iones en cientos o miles de partículas y se piensa que el QGP podría formarse en una de estas interacciones. De hecho se ha calculado el tamaño que se espera que deba tener el QGP [11]. Este tamaño depende de la energía de los haces incidentes. En RHIC a energías del orden de 200 GeV por nucleón en el centro de masa, se estima que el tamaño del QGP deberá ser de entre 4 y 8 fm, mientras que para energías de LHC (de alrededor de 14 TeV) se calcula que debería ser de entre 6 y 11 fm.

Las interacciones entre iones abarcan un rango grande de energías, por lo cual los fenómenos físicos involucrados en tales procesos son variados. Por esta razón, es conveniente clasificarlas de acuerdo a la región de energía que ocupan, es decir, de acuerdo a la energía de los haces. Las tres regiones principales son:

Reacciones de iones pesados de energía intermedia. Son aquellas reacciones que ocurren cuando la energía de los haces es de 10 a 100 MeV por ión.¹ En estos rangos de energía, se pueden estudiar las propiedades de la materia caliente a densidades normales.

¹ En esta tesis se utilizarán unidades naturales en las que $\hbar = c = 1$

Reacciones de iones pesados de energía relativista. El rango de estas interacciones es de 100 MeV a 10 GeV por ión, lo cual es suficiente para comprimir y calentar más la materia que a energías menores. Esto tiene especial relevancia en el área de astrofísica.

Reacciones de iones pesados de energía ultrarrelativista. Estas interacciones comienzan a partir de los 10 GeV por ión, y es precisamente aquí en donde se piensa que puede formarse el QGP. Esta reacción se suele dividir en dos regiones en las que ocurren dos fenómenos físicos distintos. Estas son la región de frenado y la región transparente.

- **Región de frenado.** Es donde los bariones provenientes de los haces son frenados mutuamente, formando una región rica en bariones en el centro de la zona de la reacción o *región central*. Por esta razón tales regiones son útiles en el estudio de materia altamente excitada y rica en bariones, lo cual es una herramienta utilizada en áreas como la astrofísica.
- **Región transparente.** Si la energía de los haces incidentes aumenta, se espera que las partículas no se frenen mutuamente por completo. De hecho, se espera que los núcleos incidentes, que poseen un número bariónico inicial, pasen uno a través del otro. Después estos se alejan en direcciones opuestas y habrán depositado en la región de interacción una gran cantidad de energía, pero el número bariónico neto en esta región será igual a cero. La gran densidad de energía en la región transparente, libre de bariones, puede llegar a formar un QGP.

Más adelante se hablará de estas regiones en términos de la variable cinemática denominada *rapidez*. En cualquiera de las regiones mencionadas se crean nuevas partículas a partir de la colisión. A la distribución del número de partículas como función de la energía de los haces se le conoce como *multiplicidad*. La multiplicidad es una variable que ayuda a caracterizar los eventos y proporciona información de la colisión ión-ión. A energías relativistas y ultrarrelativistas la multiplicidad es grande, pues desde los 100 MeV se crean entre 10 y 100 partículas secundarias, y a energías del orden de 100 GeV se crean varios miles de partículas secundarias, obteniéndose un número mayor de ellas que de los nucleones (protones y neutrones) originales.

Una característica de las interacciones entre iones pesados es que se pueden describir por medio de la separación de sus constituyentes en *espectadores* y *participantes*. Supóngase que todos los nucleones del haz se propagan en trayectorias rectas y que la distancia de centro a centro entre los iones que van a incidir es distinta de cero, a los nucleones que no chocan con algún otro nucleón se les denomina *espectadores* y juntos conforman la llamada *región periférica*. El resto de nucleones que golpean a otros nucleones forman la región de *participantes*. A la distancia de centro a centro de los iones se le denomina parámetro de impacto b (figura 2.1). Cuando el parámetro

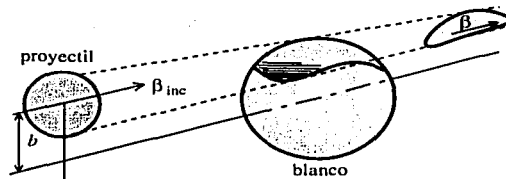


Figura 2.1: Participantes y espectadores. Al incidir el proyectil con una velocidad inicial β_{inc} sobre el blanco, se observa que hay una parte de ambos que no chocan directamente, estas partes son los espectadores, mientras que las partes que participan directamente en la colisión son los participantes y salen después de la colisión con una velocidad β .

de impacto es igual a cero se dice que la colisión es central y la energía que se alcanza de esta forma es mayor que la alcanzada en colisiones periféricas.

En colisiones reales una colisión central tiene un parámetro pequeño pero distinto de cero.

2.2. Variables cinemáticas

Para el estudio de las colisiones de iones pesados resulta útil definir ciertas variables cinemáticas que sean fáciles de manejar bajo transformaciones de Lorentz y que además estén relacionadas con cantidades medibles en los experimentos de altas energías. Tales variables son la rapidez, pseudorapidez, masa transversa y momento transversos que se definirán a continuación, así como también se deducen algunas propiedades de ellas.

2.2.1. Masa y momento transversos

Supóngase que la colisión de iones será observada desde el marco de referencia del centro de masa, y que los sistemas de referencia de los haces son simétricos, es decir, que se mueven con velocidades de igual magnitud respecto a la coordenada de centro de masa. Los iones se desplazan en dirección del eje de coordenadas z . Bajo esta suposición el haz de iones tiene componentes de momento p_x , p_y y p_z y se define el momento transverso p_{\perp} y longitudinal p_{\parallel} como

$$\begin{aligned} p_{\perp}^2 &= p_x^2 + p_y^2, \\ p_{\parallel} &= p_z. \end{aligned} \quad (2.1)$$

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

En términos de ésta variable se define también la masa transversa m_{\perp} :

$$m_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2, \quad (2.2)$$

donde m es la masa invariante de la partícula.

Es posible obtener expresiones para la energía y el momento longitudinal en términos de la rapidez y la masa transversa

$$E = m_{\perp} \cosh y, \quad (2.3)$$

$$p_{\parallel} = m_{\perp} \sinh y. \quad (2.4)$$

Análogamente se obtienen expresiones en términos de la pseudorapidez para el momento total y el momento longitudinal

$$p = p_{\perp} \cosh \eta, \quad (2.5)$$

$$p_{\parallel} = p_{\perp} \sinh \eta. \quad (2.6)$$

2.2.2. Rapidez y pseudorapidez

Otras variables cinemáticas que resultan útiles para el estudio de colisiones de iones pesados son la *rapidez* y *pseudorapidez*. La rapidez y se define de la siguiente forma:

$$y \equiv \tanh^{-1}(v_{\parallel}) = \tanh^{-1}\left(\frac{p_{\parallel}}{E}\right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \right), \quad (2.7)$$

donde E es la energía de la partícula, p_{\parallel} la componente de momento a lo largo del eje z llamada *momento longitudinal*, y análogamente v_{\parallel} es la componente de la velocidad en la dirección del movimiento de los haces (figura 2.2).

Como se puede observar, la rapidez y es adimensional, puesto que en unidades naturales la velocidad es una variable adimensional, y además y puede ser negativa

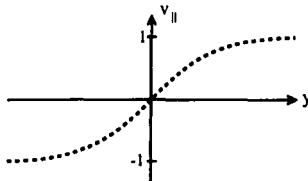


Figura 2.2: La componente de la velocidad paralela al haz, v_{\parallel} como función de la rapidez y . Obsérvese que para velocidades pequeñas $y \approx v_{\parallel}$.

o positiva. Esta variable depende del sistema de referencia, pero tal dependencia es bastante simple: en el caso de transformaciones en la dirección de movimiento la rapidez y de la partícula en un sistema de referencia S se relaciona con la rapidez y' en otro sistema de referencia de Lorentz S' por medio de una constante aditiva

$$y' = y - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right), \quad (2.8)$$

donde β es la velocidad, en la dirección z , de S' con respecto a S .

En una colisión la rapidez máxima se alcanza cuando las partículas incidentes se traspasan, es decir, cuando la energía de estas partículas (nucleones) es la misma que la que tenía el haz originalmente. Esta energía es entonces la del centro de masa denotada por E_{cm} . De la expresión 2.7 se hace la aproximación $E \approx p_{||}$ y se calcula

$$E - p_{||} = E - \sqrt{E^2 - m^2} = E - E \left(1 - \frac{m^2}{E^2} \right)^{1/2}. \quad (2.9)$$

A energías ultrarrelativistas, E es mucho más grande que la masa m (que corresponde a la masa de un nucleón) y el cociente m^2/E^2 sería en consecuencia muy pequeño. Por lo tanto, conviene hacer una expansión a primer orden del segundo sumando, obteniendo

$$E - p_{||} \approx E - E \left(1 - \frac{m^2}{2E^2} \right) = \frac{m^2}{2E}. \quad (2.10)$$

De manera análoga se calcula la suma. Al hacer la expansión correspondiente se obtiene

$$E + p_{||} \approx E + E \left(1 - \frac{m^2}{2E^2} \right) = 2E - \frac{m^2}{2E}. \quad (2.11)$$

Sin embargo se puede notar que el primer sumando es mucho mayor que el segundo, por lo tanto podemos despreciar al segundo y se tiene que

$$E + p_{||} \approx 2E, \quad (2.12)$$

pero $E = E_{cm}$, según se explicó anteriormente, entonces al sustituir las ecuaciones 2.10 y 2.12 en la ecuación 2.7 se obtiene que la rapidez máxima es

$$y_{max} \approx \ln \left(\frac{2E_{cm}}{m_n} \right), \quad (2.13)$$

donde m_n es la masa del nucleón. La distribución del número bariónico como función de la rapidez tiene dos valores máximos centrados en $\pm(y_{max} - \delta y)$, en donde δy es el ancho medio de la distribución (figura 2.3). En la región comprendida entre estos dos máximos, el número bariónico promedio es cero. A esto se le denomina la *región de rapidez central* o la *región transparente* mencionada anteriormente. A la zona donde el número bariónico N es distinto de cero se le llama *región de fragmentación*.

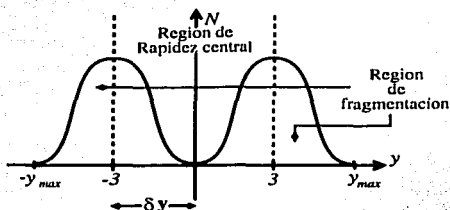


Figura 2.3: Distribución del número bariónico (N) como función de la rapidez. Si la energía en centro de masa de los nucleones incidentes es del orden de 100 GeV, las dos regiones no se traslaparán pues el ancho medio de las distribuciones es de aproximadamente 3 unidades de rapidez.

A partir de reacciones protón-núcleo a energías de entre 20 y 100 GeV se ha encontrado [12, 13] que el ancho típico de estas distribuciones es de 3 unidades de rapidez, por lo tanto, si queremos que los máximos no se traslapen, la rapidez máxima debe tener un valor de 6 unidades. De esta manera se calcula que la energía en el centro de masa E_{cm} de los iones es de aproximadamente 100 GeV.

Considérese ahora el caso para partículas muy energéticas. De la expresión para la energía $E^2 = |\mathbf{p}|^2 + m^2$ es posible despreciar el término de la masa pues $|\mathbf{p}| \gg m$, por lo tanto se tendría que $E^2 \approx |\mathbf{p}|^2$. Con esto y de la expresión 2.7 para la rapidez, se obtiene la siguiente aproximación para y :

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\mathbf{p}| + p_{||}}{|\mathbf{p}| - p_{||}} \right) = \ln \left(\frac{1 + \frac{p_{||}}{|\mathbf{p}|}}{1 - \frac{p_{||}}{|\mathbf{p}|}} \right)^{1/2}. \quad (2.14)$$

Nótese que para caracterizar la rapidez de una partícula es necesario medir en el experimento la energía y el momento a lo largo del eje z de la partícula. Sin embargo, experimentalmente se mide el ángulo θ con el cual salen las partículas. Considerando que el ángulo de dispersión y el momento se relacionan por $\cos \theta = p_{||}/|\mathbf{p}|$, se puede escribir la expresión 2.14 como

$$y \approx \ln \sqrt{\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}} = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right). \quad (2.15)$$

La ecuación 2.15 es ampliamente usada y es conocida como pseudorapidez η ,

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right), \quad (2.16)$$

donde θ es el ángulo entre el momento total de la partícula \mathbf{p} y el eje del haz. De lo anterior se concluye que la rapidez se traduce a la pseudorapidez para el caso de partículas altamente energéticas.

De acuerdo con la ecuación 2.14 se puede escribir la pseudorapidez en términos del momento como

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|p| + p_{||}}{|p| - p_{||}} \right). \quad (2.17)$$

Experimentalmente se mide la distribución de partículas como función de la rapidez (dN/dy). Esta distribución tiene un comportamiento peculiar alrededor de $y = 0$ pues para ciertos valores de energía presenta un aplanamiento o "plateau" alrededor de este punto.

En realidad dN/dy es la integral de $dN/dydp_{\perp}$ con respecto al momento transverso, ya que N también presenta dependencia en el ángulo azimutal. La distribución de partículas como función del ángulo azimutal está dada por

$$E \frac{dN}{d^3p} = \frac{dN}{p_{\perp} dp_{\perp} dy d\phi}. \quad (2.18)$$

La distribución angular se puede representar como una serie de Fourier como

$$E \frac{dN}{d^3p} = \frac{dN}{2\pi p_{\perp} dp_{\perp} dy} (1 + v_1 \cos \phi + 2v_2 \cos 2\phi + \dots), \quad (2.19)$$

en donde las cantidades v_1 y v_2 están relacionadas con el movimiento longitudinal y transversal en un fluido. Al coeficiente v_1 se le conoce como *flujo dirigido* y al coeficiente v_2 como *flujo elíptico*. Estos proporcionan información importante sobre el comportamiento del QGP si este llegara a formarse, debido a que éste se podría tratar como un fluido.

2.3. Señales indicadoras de la formación del QGP

Para crear en el laboratorio este nuevo estado de la materia, es necesario identificar primero las herramientas experimentales que pudieran facilitar la observación de la formación del QGP y que también sean útiles para el estudio de las propiedades del mismo. Como ya se mencionó, uno de los problemas más serios a los que es necesario enfrentarse desde el punto de vista experimental es que el tamaño y el tiempo de vida del QGP se espera que sean muy pequeños [11]. Se ha propuesto una gama de ideas en los últimos años para poder producir, identificar y analizar el nuevo estado de la materia. Para hacer progresos en este sentido, es necesario estudiar varias de las características de las cuales depende la formación del QGP, y medir las variables cinemáticas asociadas a éste.

Experimentalmente, es posible identificar indirectamente al QGP por medio de los procesos que ocurren posteriormente a la formación del mismo. Algunos de estos procesos están siendo estudiados en la actualidad [14].

2.3.1. Incremento de la producción de extrañeza

Se espera que en las colisiones de iones pesados a energías ultrarrelativistas se pueda formar el estado desconfinado de la materia que ha sido denominado QGP. Una vez que ha transcurrido un tiempo de aproximadamente 10^{-23} segundos después de su formación, comienza la fase de hadronización del QGP, es decir, los quarks que se encontraban libres en el plasma se reagrupan junto con los gluones formando bariones y mesones. Podríamos imaginar que después de tales procesos, los hadrones que se formarían tendrían que poseer alguna información que indicara la anterior formación del QGP.

Una posible evidencia de la formación de tal estado es que se ha observado un claro aumento en el número de partículas con contenido de extrañeza producidas en colisiones ión-ión en comparación con las producidas en colisiones protón-ión o protón-protón. Es por esta razón que se dice que hay un incremento en la producción de extrañeza.

Los procesos predominantes en la producción de pares quark-antiquark son la fusión de gluones dentro del QGP. Este proceso ocurre cuando dos gluones se fusionan en otro gluón y este decae en un par $q\bar{q}$. En este medio las energías son suficientes para crear pares de quarks pesados ($gg \rightarrow s\bar{s}$). Se estima que la masa de los quarks s es del orden de 170 MeV. Este proceso ocurre con más probabilidad en el QGP, y la sección total de producción de este proceso está dada por [15]

$$\sigma_{gg \rightarrow s\bar{s}}(s) = \frac{2\pi\alpha_s^2}{3s} \left(\left(1 + \frac{4m_s^2}{s} + \frac{m_s^4}{s^2} \right) \tanh^{-1} W(s) - \left(\frac{7}{8} + \frac{31m_s^2}{8s} \right) W(s) \right), \quad (2.20)$$

donde α_s^2 es la constante de acoplamiento fuerte, \sqrt{s} es la energía en centro de masa, m_s es la masa del quark extraño y $W(s) = \sqrt{1 - 4m_s^2/s}$. Otro proceso es el de un par $q\bar{q}$ que se aniquila dando lugar a la creación de un gluón, el cual a su vez decae en un par $s\bar{s}$ (es decir, $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$). La sección total de producción para este proceso es

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}}(s) = \frac{8\pi\alpha_s^2}{27s} \left(1 + \frac{2m_s^2}{s} \right) W'(s). \quad (2.21)$$

Estos procesos de QCD ocurren con muy alta probabilidad dentro del QGP, debido a que los gluones dentro del QGP son más energéticos que los gluones que se encuentran en la materia ordinaria donde los procesos de fusión de gluones y aniquilación de quarks dan lugar a producción de pares más ligeros que los $s\bar{s}$, tales como los quarks u y d cuyas masas son de alrededor 5 MeV. En la figura 2.4 se muestran los diagramas de Feynmann correspondientes a estos procesos.

Estos procesos traen como consecuencia que en la etapa de hadronización los quarks s que se crean dentro del QGP se reagrupen con otros quarks formando hadrones

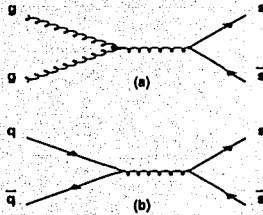


Figura 2.4: Diagramas de Feynmann correspondientes a los procesos: (a) $gg \rightarrow q\bar{q}$ y (b) $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$ en particular formando un par $s\bar{s}$ en ambos casos.

con extrañeza. Las partículas extrañas son naturalmente inestables y decaen por procesos débiles que ocurren en una escala de tiempo del orden de 10^{-10} s que es extremadamente larga comparada con los tiempos de las colisiones nucleares (cuya escala de tiempo es del orden de 10^{-23} s). Esto hace que sea relativamente fácil detectar partículas extrañas por medio de las huellas que van dejando los productos de su decaimiento.

En esta tesis se analizará precisamente la producción de partículas extrañas en colisiones de iones pesados ultra relativistas y se compararán con los aún escasos datos en colisiones ión-ión obtenidos recientemente en los experimentos de iones pesados relativistas tales como STAR.

2.3.2. Supresión de partículas de alto p_{\perp}

Otra de las señales de gran interés sobre la formación del QGP es la supresión de partículas de alto momento transverso. Se considera alto momento transverso a los valores superiores a los 2 GeV/c. Esto está relacionado con el hecho de que por arriba de los 2 GeV/c es posible estudiar los procesos a través de la teoría de QCD *perturbativa*, y para momentos menores esto no es posible.

A partir de los primeros resultados obtenidos en RHIC [16], es claro que el espectro de las partículas con alto p_{\perp} es cualitativamente diferente en colisiones centrales de ión-ión comparado con colisiones de protón-protón. Resulta que el número de partículas con alto p_{\perp} dividido entre el número de participantes es significativamente menor en colisiones centrales ión-ión que en colisiones protón-protón por factores de 2 a 4 [17]. Esto se cuantifica utilizando la razón del número de partículas en colisiones centrales ión-ión dividido entre el número de partículas en colisiones protón-protón, como función del momento transverso ($R_{AA}(p_{\perp})$). La supresión comienza para valores

de momento transverso superiores a los 2 GeV. Por encima de los 4 GeV se tiene que la razón R_{AA} tiene valores de 1/3 hasta 1/4 para hadrones con carga y de 1/5 hasta 1/6 para piones [17].

Se ha observado un comportamiento constante de R_{AA} para momento transverso entre 2 y 9 GeV contrariamente a los modelos perturbativos de QCD que no indican que se deba dar un comportamiento de esta naturaleza. La aparente constancia refleja cambios en la composición de la partícula puesto que mientras que los piones dominan a momentos transversales inferiores a los 2 GeV, por arriba de los 2 GeV hay tantos protones como piones. Considerando a los protones como uniones bariónicas de color, en QCD perturbativa la parte de piones en la razón R_{AA} tiene un pico a momento transverso menor que la parte de los protones.

La explicación de la supresión de partículas de alto p_{\perp} se debe a la pérdida de energía. Se ha observado que un quark veloz (o un gluón) pierde energía al atravesar un baño térmico, de manera análoga a cuando una partícula cargada pierde energía al atravesar la materia.

2.3.3. Procesos de transporte de número bariónico

En una colisión de iones pesados relativistas, los núcleos incidentes conformados por protones y neutrones, poseen un número bariónico inicial que deberá conservarse después de la colisión. Sin embargo, después de la colisión los partones producidos se reacomodan para formar nuevos bariones mediante distintos mecanismos de producción. Algunos de los mecanismos de producción pueden ser los siguientes:

- Producción de bariones directamente a partir de los nucleones que se fragmentan después de la colisión, formándose pares de barión-antibarión. Estos procesos ocurren con mayor prioridad en la región central de la colisión.
- Producción de bariones en la región de interacción donde ocurren las colisiones nucleón-nucleón, pero la densidad no es lo suficientemente alta para desconfinar los quarks y gluones (región periférica). Los quarks de valencia de los nucleones del haz se pueden llegar a recombinar con los quarks del mar que surgen en la región central después de la colisión.
- Producción de bariones a partir de la recombinación de quarks en un estado desconfinado. Estos procesos tienen lugar en la región central, en donde se espera que se forme el QGP.

Una forma cuantitativa de medir el transporte de número bariónico es a través de la *distribución neta de bariones*, esto es, la diferencia

$$\frac{dN_B}{dy} - \frac{dN_{\bar{B}}}{dy} \quad (2.22)$$

donde B y \bar{B} son los bariones y antibariones producidos durante la colisión, respectivamente. Esta distribución indica si en la región central se formó una zona libre de

bariones puesto que indica si se producen bariones y antibariones en igual cantidad en dicha región, como función de la rapidez.

En ésta tesis se calcularán estas distribuciones en capítulos posteriores mostrando las razones de antibarión a barión como función del momento transverso, así como la distribución neta de bariones.

2.4. Estructura de los hadrones

Puesto que los protones y neutrones que conforman a los núcleos, y en general todos los hadrones, están compuestos por quarks y gluones, es necesario describir la estructura interna de los hadrones en términos de sus constituyentes.

Una de las técnicas experimentales utilizadas para determinar la estructura de los hadrones son los experimentos de dispersión inelástica profunda, en los cuales se hace incidir leptones muy energéticos sobre blancos formados por hadrones. Cuando el leptón incide sobre el hadrón a energías muy altas, el hadrón se rompe formando nuevas partículas en el estado final. La información sobre la estructura interna del hadrón se obtiene a partir de las sección transversal diferencial, que es proporcional a la amplitud de dispersión:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx |\mathcal{M}|^2 \approx L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (2.23)$$

donde \mathcal{M} es la amplitud de dispersión mientras que W y L son tensores. L representa la contribución leptónica al diagrama de Feynmann correspondiente al proceso de dispersión y W describe la contribución a la amplitud de dispersión por parte del protón. En este caso, la sección eficaz diferencial en el marco de referencia del laboratorio es la fórmula de Rosenbluth [18]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\tilde{E}d\Omega} \right)_{Lab} = \left[\frac{\alpha}{2E \sin^2(\theta/2)} \right]^2 (W_2 \cos^2(\theta/2) + 2W_1 \sin^2(\theta/2)), \quad (2.24)$$

en donde α es la constante de estructura fina y θ es el ángulo de dispersión, E es la energía del leptón antes de interactuar y \tilde{E} es la energía del mismo después de la interacción,

$$\tilde{E} = \frac{E}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta/2)}, \quad (2.25)$$

con M la masa del protón.

Björken encontró [19] que a medida que se aumenta la energía ($Q^2 \equiv -q^2$) los factores de forma², W_1 y W_2 , dependen únicamente de la fracción de momento x . Esta variable,

²En la fórmula de Rosenbluth los factores de forma W_1 y W_2 están relacionados con la distribución de carga y el momento magnético

también denominada x de Björken, representa la fracción de momento que lleva el partón respecto al hadrón que lo contiene, y se define como

$$x \equiv \frac{q^2}{2q \cdot p}, \quad (2.26)$$

en donde p es el cuadrimomento del protón y q es el cuadrimomento del fotón virtual del proceso de dispersión inelástica profunda. También es posible definir esta variable desde el marco de referencia del laboratorio en términos de otras variables,

$$x = \frac{2p_{\perp}}{\sqrt{s}} e^{\pm y}, \quad (2.27)$$

donde p_{\perp} y y son el momento transverso y rapidez del hadrón como se definieron anteriormente y \sqrt{s} es la energía en centro de masa del haz, para el tipo de colisiones que se han descrito anteriormente. En la región central, donde $y \approx 0$, la fracción de momento se aproxima a

$$x = \frac{2p_{\perp}}{\sqrt{s}}. \quad (2.28)$$

Con esta expresión se calculará la fracción de momento para diversas partículas con contenido de extrañeza en el capítulo 4.

De acuerdo a la no dependencia de W_1 y W_2 del momento transferido Q^2 , se tiene que los factores de forma se reducen a las funciones de estructura $F_1(x)$ y $F_2(x)$,

$$\begin{aligned} MW_1(q^2, x) &\rightarrow F_1(x), \\ \frac{-q^2}{2Mx} W_2(q^2, x) &\rightarrow F_2(x). \end{aligned} \quad (2.29)$$

Las funciones de estructura contienen la información sobre la estructura del protón y son independientes de Q^2 para x fijo. Se dice que éstas satisfacen el *escalamiento de Björken* [18]. Las cantidades $q \cdot p$ y $-q^2$ aumentan con la energía, pero la fracción de momento x permanece constante.

Se ha encontrado que a altas energías el leptón interactúa con alguno de los quarks constituyentes del protón. Supóngase que el leptón interactúa puntualmente con un quark i de masa m_i y momento Q_i . Se define a la función $f(z_i)$ como la probabilidad de que dicho quark lleve una fracción de momento z_i del hadrón que lo contiene. Es posible encontrar el valor medio de las funciones de estructura sumando sobre todos los sabores e integrando sobre todas las fracciones de momento z_i obteniéndose

$$\begin{aligned} W_1 &= \sum_i \int_0^1 dz_i \frac{Q_i^2}{2m_i} \delta(x_i - 1) f_i(z_i), \\ W_2 &= \sum_i \int_0^1 dz_i \frac{2m_i Q_i^2}{q^2} \delta(x_i - 1) f_i(z_i), \end{aligned} \quad (2.30)$$

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

lo cual implica que, si M es la suma de las masas de los constituyentes del protón,

$$MW_1 = \frac{1}{2} \sum_i Q_i^2 f_i(x) = F_1(x), \quad (2.31)$$

$$\frac{-q^2}{2Mx} W_2 = x \sum_i Q_i^2 f_i(x) = F_2(x),$$

por lo tanto, las funciones de estructura están relacionadas entre sí por:

$$2xF_1(x) = F_2(x). \quad (2.32)$$

A la densidad de probabilidad $f_i(x)$ de que un quark i lleve la fracción de momento x se le llama función de distribución de probabilidad partónica o función de densidad de probabilidad partónica.

Los hadrones en general están conformados por quarks de *valencia*, gluones y por quarks del *mar*. Tomando como ejemplo al protón, se sabe que está compuesto por tres quarks de "valencia" u, u, d y por los gluones que se intercambian entre sí. Estos quarks de valencia están acompañados por varios pares de quark-antiquark como por ejemplo $u_s \bar{u}_s, d_s \bar{d}_s, s_s \bar{s}_s$, etcétera. Estos son conocidos como quarks del "mar" y son creados a partir de procesos internos que ocurren en los nucleones.

Resultados experimentales muestran que el protón contiene partones sin carga eléctrica, llamados gluones, que se llevan una parte del momento de éste. Típicamente los quarks de valencia que conforman a un nucleón contienen juntos aproximadamente el 50 % del momento del nucleón, mientras que la fracción restante se encuentra repartida entre los gluones y los quarks del mar.

Las densidades de probabilidad de los quarks u y d están constituidas por una contribución del quark de valencia y otra proveniente de pares del mar. La contribución del quark s tanto en el protón como en el neutrón proviene únicamente del mar.

Para conocer la forma de las funciones de distribución partónica se proponen parametrizaciones de estas funciones de distribución que se ajusten a las mediciones que se hacen en los experimentos de dispersión inelástica profunda.

Los gluones y quarks del mar se caracterizan por tener sus densidades de probabilidad en la región de valores pequeños de x , como se puede observar en la figura 2.5 donde se muestran las distribuciones de los quarks u, d y los gluones cuando se toman las parametrizaciones de Duke-Owens conjunto 1 [20] con una escala de energía de 10 GeV. En esta figura se observa que a valores pequeños de x las funciones de distribución de los gluones es mucho mayor que las funciones de distribución de los quarks. Las distribuciones de los quarks \bar{u} y \bar{d} son similares.

Cuando el nucleón se encuentra libre, las funciones de distribución tienen una determinada forma. Sin embargo, cuando se considera al nucleón inmerso en un núcleo, las funciones de distribución de los quarks se verán modificadas. A la diferencia que existe entre las funciones de distribución partónica para el caso de un nucleón libre y para el caso de un nucleón dentro de un núcleo se le denomina efecto *shadowing*. A pesar

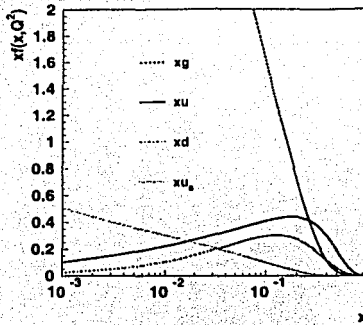


Figura 2.5: Funciones de distribución partónica de quarks de valencia u (xu) y d (xd), quarks del mar u (xu_s) y gluones (xg) de acuerdo a la parametrización de Duke-Owens conjunto 1 con una escala de energía $Q^2=10$ GeV.

de que el efecto *shadowing* para gluones no ha sido estudiado experimentalmente, se hace la suposición de que es igual el efecto para gluones y para quarks. Hasta ahora, los datos experimentales no han podido determinar por completo la dependencia del efecto *shadowing* con el número atómico de los iones. Una forma de cuantificar el efecto *shadowing* como función del número atómico es parametrizando las distribuciones partónicas de acuerdo a la dependencia en A propuesta en la referencia [21] como

$$R_A = \frac{f_{a/A}(x)}{A f_{a/N}(x)}, \quad (2.33)$$

donde $f_{a/A}(x)$ es la función de distribución del partón a que se encuentra en un nucleón que a su vez está dentro de un núcleo de número atómico A . $f_{a/N}(x)$ es la función de distribución del partón a dentro de un nucleón N libre, y x es la fracción de momento.

Se propone una parametrización [22] para esta razón:

$$R_A(x) \equiv \frac{f_{a/A}(x)}{A f_{a/N}(x)} = 1 + 1.19 \ln^{1/6} A [x^3 - 1.5(x_0 + x_L)x^2 + 3x_0 x_L x] - [\alpha_A - \frac{1.08(A^{1/3} - 1)}{\ln(A + 1)} \sqrt{x}] e^{-x^2/x_0^2}, \quad (2.34)$$

$$\alpha_A = 0.1(A^{1/3} - 1), \quad (2.35)$$

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

donde $x_0 = 0.1$ y $x_L = 0.7$. El término proporcional a α_A en la ecuación 2.34 determina el efecto *shadowing* para fracciones de momento $x < x_0$ con la más importante dependencia en el número atómico A mientras que los términos restantes proporcionan el efecto nuclear para $x > x_0$ con una dependencia suave en A . Esta parametrización proporciona el efecto nuclear sobre la función de estructura en las regiones de x pequeño y grande.

En la figura 2.6 se muestra una gráfica de la razón $R_A(x)$ como función de x para diferentes núcleos. El comportamiento de $R_A(x)$ en la figura 2.6 muestra que los efectos nucleares conocidos como *shadowing* se manifiestan con mayor y casi igual intensidad para diferentes núcleos en la región de x grande. Estos efectos han sido reportados experimentalmente [23] aunque aún no se han entendido completamente.

El comportamiento de las funciones de distribución partónica, que resulta ser diferente para un nucleón libre que para un nucleón confinado en un núcleo, se manifiesta en diferentes formas, el efecto *shadowing* es una de ellas. Las diferentes manifestaciones de estos efectos nucleares son ampliamente discutidas en los capítulos 3 y 4 del presente trabajo.

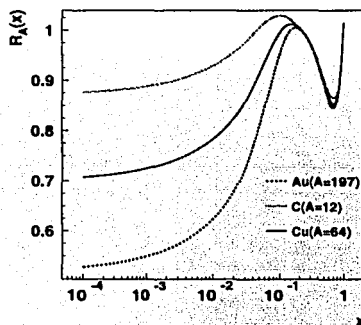


Figura 2.6: Razón $R_A(x)$ para diferentes núcleos (oro, carbono y cobre). Se puede notar la fuerte dependencia con el número atómico.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Capítulo 3

Producción de hadrones en colisiones de iones pesados ultrarrelativistas

La simulación de detectores y la generación de eventos es una herramienta útil para el análisis de datos en los experimentos reales de colisiones de iones pesados relativistas, y en general, para todo tipo de experimentos. Tal simulación se lleva a cabo por medio de programas de cómputo que permiten plantear experimentos simulados que se pueden comparar con los experimentos reales. Estos son los *generadores de eventos* y son la parte principal de la simulación de un experimento. Se hablará de ellos en la sección 3.2.

3.1. Simulación de eventos

En los experimentos de colisiones a altas energías es posible identificar las partículas resultantes con diversos dispositivos, generalmente conocidos como detectores. La identificación depende de las propiedades de las partículas a identificar, tal como se discutió en el capítulo 1. Sin embargo cada detector responde de un cierto modo al interactuar con las partículas, introduciendo una incertidumbre en las mediciones que se obtienen.

Para ilustrar lo anterior, considérese el ejemplo que se muestra en la figura 3.1. Supóngase que una partícula Λ^0 producida en una colisión de iones pesados pasa por un detector y decae en un p y un π^- . Es posible detectar a las dos partículas resultantes, pero no se sabe si ambas provienen de la misma Λ^0 , puesto que estas últimas se producen en grandes cantidades en una colisión de este tipo. Si se hace una reconstrucción del momento del p y del π^- , se puede determinar una región del espacio en donde posiblemente estas partículas se produjeron, es decir, de la región de donde proviene el decaimiento de la Λ^0 . El tamaño de esta región depende de la resolución del detector que se esté utilizando. Debido a ésto, se obtendrán errores ó incertidumbres asociados al detector que modificarán las mediciones que se realicen.

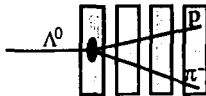


Figura 3.1: Identificación de una partícula Λ^0 por medio de los productos de su decaimiento.

Es necesario cuantificar estos errores lo cual se logra haciendo un estudio completo de cada detector para determinar la aceptación, con lo que es posible hallar el error por cada uno de los detectores que constituyen el espectrómetro. Posteriormente se suman con la respectiva propagación de errores, obteniéndose el error total.

3.2. Generadores de eventos

Para realizar la generación de eventos es necesario utilizar programas de cómputo que permitan manipular las condiciones idealizadas del experimento para poder obtener los datos que se requieren. Tales generadores de eventos presentan características como las que se mencionan a continuación:

Un generador de eventos es un código que genera listas de números, asociados a partículas, que se identifican como un *evento*. Así, cada evento es una lista de partículas generadas bajo algunas condiciones iniciales específicas. Cada partícula tiene asociado un vector de momento y un número o código que se le asigna de acuerdo a las propiedades físicas (ver por ejemplo [24]).

Los generadores producen eventos que se distribuyen bajo ciertas suposiciones basadas en números aleatorios y probabilidades de forma tal que puedan describir un determinado fenómeno físico.

Es necesario establecer ciertas restricciones en el rango cinemático de las variables que describen los eventos producidos por el generador, debido a que existen límites en el rango del detector. Estas pueden ser tales como considerar un cierto rango de momentos, de rapidezces o pseudorapideces, entre otras. Normalmente los eventos se generan sin restricciones relacionadas con el detector, sin embargo, una vez realizada la generación se imponen ciertos *cortes* cinemáticos de acuerdo a lo que sea capaz de medir el detector. De esta forma, es posible comparar los datos experimentales con los datos obtenidos en Monte Carlo con restricciones iguales.

A continuación se mencionarán algunos generadores que se utilizan frecuentemente en el estudio de física de altas energías.

PYTHIA/JETSET

PYTHIA y JETSET [24] son programas para la generación de eventos de física de altas energías. Juntos contienen teoría y modelos para varios aspectos físicos tales

como las interacciones *suaves* (aquellas en que las partículas poseen un momento menor a los 2 GeV) o *duras* y *semiduras* (donde las partículas tienen momentos mayores a los 2 GeV), distribuciones partónicas, interacciones múltiples, fragmentación y decaimiento. Con PYTHIA se pueden generar colisiones con leptones o hadrones.

VENUS

VENUS [25] es un generador de eventos Monte Carlo para colisiones de hadrón-hadrón, hadrón-núcleo y núcleo-núcleo. VENUS está basado en la teoría de Gribov-Regge y en dinámica relativista clásica de cuerdas. Este modelo también tiene características importantes, por ejemplo, que permite que ocurran interacciones secundarias, lo cual es muy importante para la dispersión de hadrón-núcleo y núcleo-núcleo. También incorpora la participación de antiquarks en el mecanismo de intercambio de color para formar cuerdas.

HIJING

HIJING [22] es un generador de eventos Monte Carlo para la producción de partones (quarks y gluones) y partículas en colisiones hadrónicas y nucleares de altas energías. Está basado en modelos de QCD para la producción de jets múltiples. En particular fue diseñado para estudiar la producción de jets y minijets, así como la producción de partículas asociadas a estos en colisiones de protón-protón, ión-ión y protón-ión de altas energías. Este modelo incorpora mecanismos tales como producción de minijets múltiples, efectos nucleares como el efecto *shadowing* de las funciones de distribución partónicas y también el efecto de la interacción de los jets en materia hadrónica densa.

Para el desarrollo de esta tesis se hizo simulación de colisiones de iones pesados ultrarrelativistas utilizando el generador de eventos HIJING, por lo cual se hará una descripción más detallada del modelo que usa este generador de eventos en colisiones de iones para la producción de hadrones.

3.3. Producción de hadrones en HIJING

Uno de los objetivos principales de los experimentos de iones pesados ultrarrelativistas es el estudio de las propiedades de sistemas de quarks y gluones en la materia nuclear de alta densidad, así como la posibilidad de la transición de fase de materia hadrónica al QGP, como se ha discutido en el capítulo anterior. En los experimentos del LHC-CERN y RHIC-BNL, las energías involucradas tendrían como resultado una gran producción de *jets* que pueden ser descritos por la QCD perturbativa.

Dada la complejidad de las colisiones ión-ión, es útil hacer la suposición de que una colisión de este tipo puede ser tratada como una superposición simple de colisiones protón-protón. Por este motivo, es importante describir primero los modelos involucrados en HIJING para este último tipo de colisiones, particularmente los procesos

de producción de partículas.

La producción de partículas en la región de rapidez central en colisiones de iones pesados ultrarrelativistas puede verse como una combinación de procesos perturbativos (*duros* o *semiduros*) y no perturbativos (*suaves*). Los *procesos duros* son aquellos procesos donde se involucran escalas de momentos o de masas del orden de varias decenas de GeV. Los partones que se producen en los procesos de fragmentación producen un *jet* asociado a un partón y que experimentalmente está asociado a "racimos" de hadrones agrupados en el espacio fase.

Los *procesos semiduros* se refieren a los procesos de QCD en los cuales se producen partones con energía transversa menor a los 5 GeV. A los partones que provienen de procesos semiduros se les llama *minijets* [22]. Estos minijets tienen una energía transversa muy pequeña para ser detectados experimentalmente, pero los procesos involucrados aún pueden ser calculados por la QCD perturbativa.

Se ha calculado que a energías del mismo orden que las de RHIC, los minijets producen el 50% de la energía transversa en colisiones centrales de iones pesados [26]. El modelo en el que HIJING está basado, determina la probabilidad de que se produzcan los minijets en interacciones suaves en colisiones nucleón-nucleón como función del parámetro de impacto. Los minijets involucran procesos de QCD perturbativa calculables con escalas de momento transverso mayores a $p_0 = 2$ GeV/c. Se espera que estos impliquen una gran variedad de correlaciones entre observables tales como momento transverso, extrañeza, así como el aumento de ésta, y también que sean compatibles con las señales esperadas del QGP.

El valor $p_0 = 2$ GeV/c es un momento transverso límite y es un parámetro fenomenológico que separa la dinámica de QCD perturbativa a alto p_\perp del régimen no perturbativo de bajo p_\perp [22]. Éste se obtiene ajustando la sección eficaz σ de producción de jets como función de la energía del haz con datos experimentales.

3.3.1. Sección eficaz de producción de jets

Es posible estimar de manera cuantitativa la sección eficaz de producción de jets en dispersiones duras de partones en procesos de QCD perturbativa utilizando la expresión:

$$\frac{d\sigma_{jet}}{dp_\perp^2 dy_1 dy_2} = K \sum_{a,b} x_1 x_2 f_a(x_1, p_\perp^2) f_b(x_2, p_\perp^2) d\sigma^{ab}(\bar{s}, \hat{t}, \hat{u}) / d\hat{t}, \quad (3.1)$$

donde $K \approx 2$ es un factor de corrección para ordenes superiores. La suma se realiza sobre todas las especies partónicas en interacción, y_1 y y_2 son las rapididades de los partones dispersados y x_1 y x_2 son las fracciones de momento que llevan los partones iniciales y están relacionadas por

$$x_1 = \frac{x_T(e^{y_1} + e^{y_2})}{2},$$

$$\begin{aligned}x_2 &= \frac{x_T(e^{-y_1} + e^{-y_2})}{2}, \\x_T &= \frac{2p_{\perp}}{\sqrt{s}}.\end{aligned}\quad (3.2)$$

$f_n(x, p_{\perp}^2)$ son las funciones de estructura, aquí se usará el grupo de funciones de estructura de Duke Owens [20].

Integrando la ecuación 3.1 es posible obtener la sección eficaz total σ_{jet} del jet. El número promedio de colisiones partónicas semiduras para una colisión nucleón-nucleón con parámetro de impacto b es $\sigma_{jet}T_N(b)$ donde $T_N(b)$ es la función partónica de traslape entre dos nucleones, de la que se hablará al final de ésta sección.

La probabilidad de producción de minijets múltiples, en un modelo probabilístico es

$$g_j(b) = \frac{[\sigma_{jet}T_N(b)]^j}{j!} e^{-\sigma_{jet}T_N(b)}, \quad j \geq 1. \quad (3.3)$$

También se pueden representar las interacciones suaves con una sección eficaz σ_{soft} que, a diferencia de la sección eficaz de producción de jets, únicamente puede ser determinada fenomenológicamente. La probabilidad para interacciones suaves está dada por

$$g_0(b) = [1 - e^{-\sigma_{soft}T_N(b)}] e^{-\sigma_{jet}T_N(b)}. \quad (3.4)$$

A partir de 3.3 y 3.4 se puede obtener la sección eficaz inelástica total para colisiones nucleón-nucleón

$$\begin{aligned}\sigma_{in} &= \int d^2b \sum_{j=0}^{\infty} g_j(b) \\ &= \int d^2b [1 - e^{-(\sigma_{soft} + \sigma_{jet})T_N(b)}].\end{aligned}\quad (3.5)$$

Definiendo una función real, χ :

$$\chi(b, s) \equiv \frac{1}{2}\sigma_{soft}(s)T_N(b, s) + \frac{1}{2}\sigma_{jet}(s)T_N(b, s), \quad (3.6)$$

se tienen las secciones eficaces elástica, inelástica y total para colisiones nucleón-nucleón en términos de χ

$$\sigma_{el} = \pi \int_0^{\infty} db^2 [1 - e^{-\chi(b,s)}]^2, \quad (3.7)$$

$$\sigma_{in} = \pi \int_0^{\infty} db^2 [1 - e^{-2\chi(b,s)}], \quad (3.8)$$

$$\sigma_{tot} = 2\pi \int_0^{\infty} db^2 [1 - e^{-\chi(b,s)}]. \quad (3.9)$$

Se hace la suposición de que la función partónica de traslape en un nucleón puede aproximarse con la transformada de Fourier de un factor de forma dipolar como

$$T_N(b, s) = 2 \frac{\chi_0(\xi)}{\sigma_{soft}(s)}, \quad (3.10)$$

con

$$\chi_0(\xi) = \frac{\mu_0^2}{96} (\mu_0 \xi)^3 K_3(\mu_0 \xi), \quad \xi = b/b_0(s), \quad (3.11)$$

en donde $\mu_0 = 3.9$ y además $\pi b_0^2(s) \equiv \sigma_0 = \sigma_{soft}(s)/2$ es la medida del tamaño geométrico del nucleón. La ecuación 3.6 se puede escribir entonces como

$$\chi(b, s) \equiv \chi(\xi, s) = [1 + \sigma_{jet}(s)/\sigma_{soft}(s)] \chi_0(\xi). \quad (3.12)$$

De acuerdo a datos experimentales en colisiones pp y $p\bar{p}$, se ha encontrado que $\sigma_{soft}(s) = 57$ mb, por lo que éste será el valor utilizado en HIJING. Usando las ecuaciones anteriores, HIJING simula la producción de minijets múltiples en colisiones nucleón-nucleón [22].

Es necesario recordar que el objetivo principal de HIJING es simular colisiones ión-ión para poder estudiar lo que le ocurre a la materia bajo condiciones extremas de densidad y de temperatura. Para éste propósito, HIJING incorpora ciertos elementos de geometría en las colisiones nucleón-nucleón. Para simular la interacción entre iones se considera una geometría particular para la colisión, considerando que la colisión entre iones puede descomponerse como una serie de colisiones binarias entre nucleones. En estas colisiones binarias se utiliza el modelo de Glauber para la geometría de la colisión. El modelo consiste en suponer que los núcleos están compuestos por nucleones discretos y puntuales. Los nucleones dentro del núcleo se distribuyen de acuerdo al perfil de densidad con simetría esférica de Woods-Saxon

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-\tau_0}{c}}}, \quad (3.13)$$

donde ρ_0 , τ_0 y c son parámetros que tienen distintos valores dependiendo del ión que se esté considerando. Este perfil de densidad indica que en el centro del núcleo la densidad es mayor y en puntos más alejados del centro la densidad va disminuyendo.

Con los parámetros ρ_0 , τ_0 y c se puede calcular el número total de nucleones en el núcleo que se está considerando

$$\int_0^\infty dr \rho(r) 4\pi r^2 = A, \quad (3.14)$$

donde A es el número atómico [27]. La probabilidad de interacción para cada colisión binaria se calcula, junto con el número de minijets producidos, utilizando teoría de QCD perturbativa.

Los núcleos al interactuar se traslapan, por lo tanto, es necesario calcular también la densidad para la región de traslape como función del parámetro de impacto. Esta se calcula en base a las densidades propuestas para los núcleos. La función de traslape nuclear, suponiendo que los dos núcleos son idénticos y que tienen número atómico A , es

$$T_{AA}(b) = \int d^2s dz_1 dz_2 \rho_1(\vec{s}, z_1) \cdot \rho_2(\vec{s} - \vec{b}, z_2), \quad (3.15)$$

donde \vec{s} es el vector posición de uno de los núcleos en el plano transversal a la dirección de movimiento de los dos núcleos, $\vec{s} - \vec{b}$ es el vector posición del otro núcleo en el plano perpendicular al movimiento y $|\vec{b}|$ es el parámetro de impacto. Esto se ilustra en la figura 3.2. ρ_1 y ρ_2 son las densidades de Woods Saxon de los núcleos que colisionan con número atómico A . Las coordenadas z_1 y z_2 son perpendiculares al plano del papel.

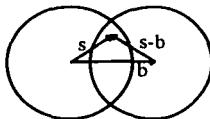


Figura 3.2: Geometría de la colisión de dos núcleos para el cálculo de la función de traslape nuclear T_{AA} . El área de traslape es la intersección de las dos esferas.

La descripción de las partículas en el estado final después de la colisión se puede entender por el proceso de fragmentación de las partículas que, en HIJING, es el modelado por "fragmentación de cuerdas de Lund", que se explica en la siguiente sección.

3.3.2. Fragmentación de cuerdas de Lund

Supóngase que se tiene un hadrón cualquiera. Los quarks de valencia que lo forman se encuentran unidos entre sí por medio de una cuerda, llamada "cuerda de Lund" [28]. Si los quarks se intentasen separar y se tratase de "romper" la cuerda, la fuerza que mantiene unidos a los quarks se incrementaría considerablemente. Como estos no pueden separarse debido a las características de la fuerza fuerte, la energía que se estaría acumulando al tratar de hacer esta separación sería suficiente como para "excitar" al vacío y formar pares de quark-antiquark que provienen del "mar" del hadrón. En el modelo de fragmentación de cuerdas de Lund, lo que se tendría por resultado sería que al "romperse" las cuerdas se crearían partículas y antipartículas en los extremos de las cuerdas, dando lugar a la formación de nuevos hadrones. La formación de estos hadrones dependerá de la configuración inicial de la cuerda.

A continuación se mencionarán 3 diferentes modelos de producción de bariones basados en este principio. Los dos primeros mecanismos de producción de bariones que se describirán se encuentran incluidos en el generador de eventos HIJING, mientras que el tercer modelo fue incorporado en una versión más reciente de HIJING, que se denomina HIJING/B.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Modelo de diquark

En el caso de una configuración como la que se muestra en la figura 3.3 de la izquierda lo que ocurre es que los bariones están formados por un quark unido por una cuerda de Lund a un diquark. En este caso al tratar de separar la cuerda para romperla, se tendría como resultado la producción de un mesón y un barión (figura 3.3 derecha).

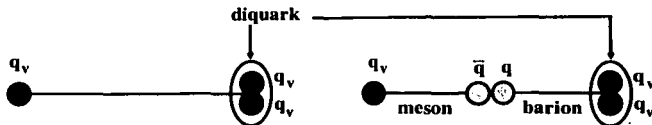


Figura 3.3: Modelo de diquark para simular la producción de bariones. En este caso se supone que el barión inicial está formado por un quark y un diquark.

En éste modelo, se considera que el diquark tiene una distribución de momento transversal similar a la de un quark [24].

Modelo de “popcorn”

En este modelo los diquarks como tales no se producen y los bariones aparecen de la producción sucesiva de pares $q_i\bar{q}_i$. Supóngase que se tiene un par $q\bar{q}$ unidos por una cuerda de Lund. Al intentar separarse se produce un par nuevo $q_1\bar{q}_1$ donde q_1 puede ser jalado hacia q y \bar{q}_1 hacia \bar{q} . Entre el par $q_1\bar{q}_1$ puede crearse un par adicional $q_2\bar{q}_2$, donde q_2 puede ser jalado hacia q_1 y viceversa para los antiquarks. Si todo lo anterior ocurre, el barión resultante B estará conformado por los quarks q_1 , q_2 y algún quark q_4 producido de la misma manera entre q y q_1 . El antibarión \bar{B} resultante estará formado por \bar{q}_1 , \bar{q}_2 y algún \bar{q}_5 formado entre \bar{q} y \bar{q}_1 , por lo que B y \bar{B} compartirán dos pares de quarks. También puede ocurrir que se forme un mesón central \bar{q}_2q_3 entre B y \bar{B} . Esto quiere decir que B y \bar{B} compartirán un par de quarks. Este proceso se ilustra en la figura 3.4 y recibe el nombre de modelo de *popcorn*.

Más detalles sobre este modelo se pueden encontrar en [24] y sus referencias.

Modelo de “baryon junction”

Los resultados experimentales [29] de la distribución bariónica como función de la rapidez han mostrado un desacuerdo con los modelos de producción de bariones descritos anteriormente. Recientemente se ha propuesto una nueva versión del mecanismo de producción de bariones. La figura 3.5 de la izquierda ilustra el modelo. Con este mecanismo es posible crear tres mesones y un barión, cuando la cuerda se rompe produciendo un par $q\bar{q}$ los cuales se agrupan con los quarks de los extremos,

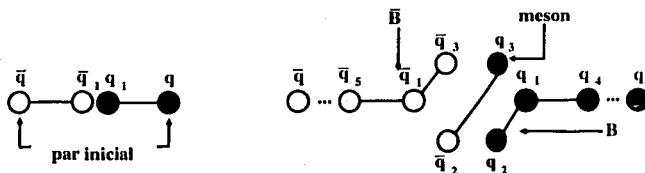


Figura 3.4: Modelo de *popcorn* de producción de bariones. La configuración inicial es un par $q\bar{q}$.

produciendo tres mesones y un barión (figura 3.5 derecha). El modelo asume que cuando las cuerdas sufren la fragmentación por producción de pares $q\bar{q}$, el barión resultante está compuesto por quarks del mar mientras que los mesones resultantes están compuestos por los quarks de valencia. Por medio de este modelo HIJING puede explicar con mayor precisión el espectro bariónico experimental. Este modelo se ha incorporado en la versión de HIJING llamada HIJING/B [29, 30], sobre la cual se hablará en el capítulo 5.

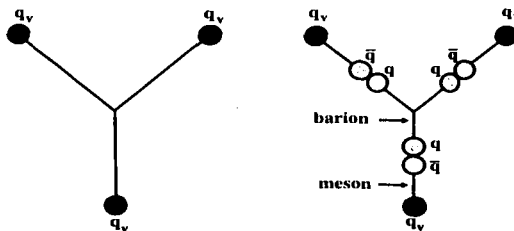


Figura 3.5: Modelo de *baryon junction*. Se tiene un barión cuyos quarks de valencia (q_v) están unidos por cuerdas. Al tratar de separarlos se forman pares $q\bar{q}$. Los quarks de valencia y los del mar se recombinan formando tres mesones y un barión.

3.3.3. Procesos suaves

Además de los procesos duros que pueden ser descritos por teoría de QCD perturbativa, también existen interacciones suaves entre los hadrones que colisionan donde los intercambios de p_\perp son pequeños. En HIJING se adopta una variante del modelo fenomenológico de cuerdas para representar a los procesos suaves. Esta variante con-

siste en que los quarks de valencia intercambian múltiples gluones suaves, teniendo como consecuencia una excitación longitudinal en las cuerdas de esos hadrones. Tales interacciones involucran naturalmente pequeños retrocesos en el p_{\perp} de los quarks de valencia y se induce una radiación suave de gluones. La radiación suave y la producción de gluones de procesos duros se modelan con pequeños incrementos en momento transversal, o "torceduras" en las cuerdas. Después las cuerdas hadronizan de acuerdo al modelo de Lund.

Los retrocesos en p_{\perp} de los quarks durante las interacciones suaves dan a los hadrones producidos un aumento del momento transversal lo cual hace un mejor ajuste con los datos experimentales a bajas energías [22].

Las colisiones ión-ión en HIJING son simuladas suponiendo que pueden ser modeladas como una serie de colisiones binarias de protón-protón. En los modelos de cuerdas, esto podría verse como si los nucleones que han interactuado de alguna manera fueran cuerdas excitadas a lo largo de la dirección del haz. A altas energías, se hace la suposición de que las cuerdas excitadas interactúan nuevamente como en las colisiones ordinarias de nucleón-nucleón antes de que se fragmenten [22].

Después de la simulación de estos procesos, la energía de los partones dispersados es extraída del nucleón y solo la energía restante es utilizada en la interacción suave como en las colisiones ordinarias de nucleón-nucleón. El sistema de cuerdas excitado menos los partones duros dispersados sufre colisiones posteriores de acuerdo a probabilidades geométricas.

Después de que todas las colisiones binarias han sido procesadas, los gluones dispersados provenientes de cada nucleón son reacomodados según sus rapidez y conectados a los quarks y diquarks de valencia de los nucleones de la colisión [22].

La extrapolación de colisiones protón-protón a ión-ión requieren también de otras consideraciones debidas a los efectos nucleares, como el efecto *shadowing* y la pérdida de energía partónica, de los que se hablará en la subsección siguiente.

3.3.4. Efectos nucleares

Hay efectos nucleares, tales como la pérdida de energía partónica y la reducción de las funciones de distribución partónica que fueron incluidos en los modelos y que tienen gran importancia debido a que tienen repercusiones en la producción de partículas a alto y bajo momento transversal.

Como se ha discutido en la sección 2.4, los nucleones están compuestos por quarks y gluones, sin embargo, los hadrones en general son estructuras complejas que experimentan procesos en su interior cuya simulación es complicada.

A continuación se explicará uno de estos efectos nucleares conocido como efecto *shadowing*.

Efecto "shadowing"

Uno de los efectos nucleares más importantes en colisiones de iones pesados relativistas resulta al modificar las funciones de estructura partónicas: el efecto *shadowing*.

A partir de experimentos de dispersión inelástica profunda, se sabe que las funciones de distribución de los quarks en la región de momento pequeño se ven reducidas en un núcleo con respecto a como se ven en un nucleón libre. Este efecto se espera que también sea válido para gluones, sin embargo aún no hay evidencias experimentales que lo prueben. Esta reducción de las funciones de estructura conocida con el nombre de efecto *shadowing*, es muy importante en el estudio de colisiones de iones pesados relativistas pues este afecta las condiciones iniciales de tales reacciones [31].

De acuerdo a lo que se ha discutido en la sección 2.4, es importante establecer de alguna manera la dependencia de la razón $R_A(x)$ con el parámetro de impacto. Para esto se hace la suposición [22] de que α_A de la ecuación 2.35 es proporcional a la dimensión longitudinal del núcleo a lo largo de una trayectoria recta de los nucleones interactuantes. Se parametriza α_A como

$$\alpha_A(r) = 0.1(A^{1/3} - 1) \frac{4}{3} \sqrt{1 - r^2/R_A^2}, \quad (3.16)$$

donde R_A es el radio del núcleo y r es la posición transversa del nucleón interactuante con respecto al centro del núcleo de donde proviene (parámetro de impacto). Debido a que el resto de términos de la ecuación 2.34 tienen una dependencia suave con A , únicamente se considera la dependencia del parámetro de impacto en α_A . Se puede descomponer la ecuación 2.34 como

$$R_A(x, r) \equiv R_A^0(x) - \alpha_A(r) R_A^A(x), \quad (3.17)$$

donde $\alpha_A(r) R_A^A(x)$ es el término proporcional a $\alpha_A(r)$ en la ecuación 2.34, $\alpha_A(r)$ está dada por la ecuación 3.16 y $R_A^0(x)$ representa a los términos restantes de $R_A(x, r)$. De esta forma $R_A^0(x)$ y $R_A^A(x)$ no dependen de r . La sección eficaz efectiva de la producción de jets de una interacción binaria nucleón-nucleón en colisiones nucleares de dos iones A y B es entonces,

$$\sigma_{jet}^{eff}(r_A, r_B) = \sigma_{jet}^0 - \alpha_A(r_A) \sigma_{jet}^A - \alpha_B(r_B) \sigma_{jet}^B + \alpha_A(r_A) \alpha_B(r_B) \sigma_{jet}^{AB}, \quad (3.18)$$

donde

$$\sigma_{jet}^0, \sigma_{jet}^A, \sigma_{jet}^B \text{ y } \sigma_{jet}^{AB}$$

pueden ser calculadas a partir de la ecuación 3.1 multiplicando el integrando $f_a(x_1, p_1^2) f_b(x_2, p_2^2)$ por $R_A^0(x_1) R_B^0(x_2)$, $R_A^A(x_1) R_B^0(x_2)$, $R_A^0(x_1) R_B^B(x_2)$ y $R_A^A(x_1) R_B^B(x_2)$, respectivamente.

Una vez que se tengan los valores calculados de σ_{jet}^0 , σ_{jet}^A , σ_{jet}^B y σ_{jet}^{AB} es posible saber la sección eficaz efectiva σ_{jet}^{eff} para cualquier colisión binaria de nucleón-nucleón [22].

El efecto *shadowing* esencialmente reduce el número de gluones que se producen a bajo momento y por lo tanto reduce la producción de antipartículas que provienen de la fragmentación de gluones a esos momentos [8].

Pérdida de energía partónica

Existe otro efecto que es importante describir pues proporciona información sobre los procesos de interacción en el estado final. Tal efecto surge al considerar la pérdida de energía de un partón que atraviesa la materia densa. A éste fenómeno de pérdida de energía se le conoce como *jet quenching*.

En colisiones de iones pesados de altas energías, se debe formar materia hadrónica o partónica densa en la región central y los jets que se producen deberán atravesar este medio denso y caliente. Para estudiar las propiedades de esta materia densa creada durante las colisiones núcleo-núcleo, es importante investigar la interacción de jets con la materia y la pérdida de energía que estos sufren mientras la atraviesan.

Se ha estimado por medio de QCD perturbativa [32] que el mecanismo de pérdida de energía es dominado por los gluones que sufren el efecto de *bremstrahlung* inducido por interacciones suaves y que los gluones pierden el doble de energía que los quarks al viajar a través de un medio [22].

En HIJING se incorpora el efecto de *jet quenching* mediante un algoritmo que simula la radiación de gluones. Las coordenadas transversas de los puntos de interacción se determinan primero suponiendo una geometría cilíndrica y un camino libre medio constante λ_s . Si Δl es la distancia entre dos puntos de interacción, entonces la energía total radiada se estima que es

$$\Delta E = \Delta l \frac{dE}{dl}, \quad (3.19)$$

donde dE/dl es la pérdida de energía. Los puntos de interacción se determinan por medio de la probabilidad:

$$dP = \frac{dl}{\lambda_s} e^{-l/\lambda_s}, \quad (3.20)$$

donde λ_s es dado y l es la distancia que el jet ha recorrido después de su última interacción.

Puesto que el estado de prehadronización en HIJING se representa por medio de quarks y diquarks conectados por cuerdas excitadas en los extremos (tal como se menciona en secciones anteriores), la pérdida de energía inducida se modela por medio de la transferencia de la energía del gluón de una cuerda a otra. La cuerda en la que se introduce la nueva excitación es la que posee la coordenada transversa más cercana al punto de interacción. Este mecanismo conserva exactamente la energía y momento y simula la degradación de un partón con alto momento transverso para un camino libre medio dado y una pérdida de energía dada dE/dl [31]. Este proceso continua hasta que el jet queda afuera del sistema excitado o cuando la energía del jet es menor que un cierto valor límite por debajo del cual el jet ya no puede perder más energía. Este valor límite es el mismo p_0 que se toma para la producción de jets (sección 3.3). Para gluones cuyo momento transverso es superior a los 2 GeV/c, HIJING modela la pérdida de energía utilizando una constante de degradación de la energía del gluón

con la distancia que viaja a través de la materia desconfiada. El valor que incorpora HIJING por omisión de esta constante es

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_g = 2 \text{ GeV/fm.} \quad (3.21)$$

En la sección siguiente se analiza éste efecto en la producción de bariones.

3.4. Bariones con extrañeza

Los bariones con extrañeza son partículas inestables que se producen en interacciones fuertes. Estos poseen un tiempo de vida largo en comparación con otras partículas inestables. La característica que tienen en común estos bariones es que poseen al menos un quark denominado *extraño*, el cual recibió tal nombre debido a los tiempos de vida inusuales que caracterizan a los hadrones que lo contienen. Otra característica de estas partículas es que decaen únicamente por la interacción débil y estos procesos se caracterizan porque en ellos no se conserva la extrañeza.

Algunas de las características del quark extraño (*s*) se listan en la tabla 3.1.

Número bariónico	1/3
Carga eléctrica	-1/3
Masa [2]	entre 80 y 155 MeV
Extrañeza	-1

Tabla 3.1: Propiedades del quark extraño

Como se ha discutido en el capítulo 2, el estudio y la detección de partículas con contenido de extrañeza resulta de gran interés en la física de colisiones de iones pesados relativistas pues el incremento en la producción de estas partículas en tales reacciones es una posible señal indicadora de la formación del QGP.

Los bariones que poseen uno o más quarks *s* o un \bar{s} , tales como Λ^0 , Σ^+ , Σ^- , Ξ^0 y Ω^- , y sus respectivas antipartículas, se caracterizan por tener algunas propiedades básicas como las que se muestran en la tabla 3.2.

Partícula	Masa	Vida media	Composición	Extrañeza
Λ^0	1.116 GeV	$(2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10} \text{ s}$	uds	-1
Σ^+	1.189 GeV	$(0.799 \pm 0.004) \times 10^{-10} \text{ s}$	uus	-1
Σ^-	1.197 GeV	$(1.479 \pm 0.011) \times 10^{-10} \text{ s}$	dds	-1
Ξ^0	1.315 GeV	$(2.90 \pm 0.09) \times 10^{-10} \text{ s}$	uss	-2
Ω^-	1.672 GeV	$(0.822 \pm 0.012) \times 10^{-10} \text{ s}$	sss	-3

Tabla 3.2: Propiedades de algunos bariones con extrañeza

Una característica interesante de estos bariones es que, debido a su corto tiempo de vida, no es posible detectarlos directamente en experimentos puesto que decaen casi instantáneamente y viajan cortas distancias dentro del detector. Sin embargo las partículas estables en las que decaen si pueden ser detectadas, por lo tanto, las partículas extrañas decayendo en partículas estables pueden ser detectadas de manera indirecta por medio de la identificación de las partículas en las que han decaído.

Por tal motivo es importante saber que en general todas las partículas inestables decaen preferentemente de un cierto modo. En otras palabras, siempre existen modos de decaimiento que ocurren con mayor frecuencia que otros. Estos modos de decaimiento se expresan en porcentajes de las veces que ocurren conocido como fracción de decaimiento. Para los bariones mostrados en la tabla 3.2 los modos de decaimiento que ocurren con mayor frecuencia se muestran en la tabla 3.3.

Decaimiento	Frecuencia
$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$	63.9%
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$	51.6%
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	99.8%
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0$	99.5%
$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$	67.8%

Tabla 3.3: Principales modos de decaimiento de algunos bariones extraños

En el siguiente capítulo se mostrarán algunos de los resultados obtenidos al generar bariones con extrañeza mediante el uso de HIJING en colisiones de iones pesados relativistas.

Capítulo 4

Razones antibarión barión y efectos nucleares en HIJING

En experimentos de iones pesados relativistas calcular las razones antipartícula/partícula resulta de gran importancia por varios motivos. Esto se relaciona con el hecho de que en esos análisis se encapsula la información teórica que se ha desarrollado en los capítulos anteriores. Como se ha explicado en el capítulo 2, los procesos de transporte de número bariónico son fenómenos que ayudan a la interpretación de la física de iones pesados relativistas y una manera de cuantificar lo que ocurre en estos procesos es mediante el cálculo de las razones antibarión barión, por ejemplo, calculando la *contribución relativa* que se obtiene integrando las distribuciones antipartícula/partícula obtenidas en una determinada colisión y de la cual se hablará con más detalle en este capítulo. Estas razones se pueden calcular como función de las variables cinemáticas de las que se habla en el capítulo 2, por ejemplo momento transverso, pseudorapidez, fracción de momento (ó x de Björken) entre otras.

Se ha discutido que la dinámica involucrada en los mecanismos de transporte de número bariónico en colisiones nucleares y la dinámica involucrada en los procesos de creación de bariones no son iguales. Por este motivo al calcular la razón antipartícula/partícula se puede observar una cierta dependencia de alguna variable dinámica. En esta tesis se calculan las razones como función del momento transverso, logrando hacer una comparación indirecta entre las partículas producidas en pares (creación de bariones) y las que se producen en procesos de recombinación de quarks (transporte de número bariónico) como función de tal variable cinemática.

En este capítulo se presentan razones antibarión barión como función de momento transverso de partículas producidas con el generador de eventos HIJING en colisiones de Au+Au. Se ha tomado este ión como ejemplo debido a que posteriormente se realizarán comparaciones con algunos de los datos existentes de STAR. Es posible realizar este tipo de simulación para todo tipo de iones y los resultados dependerán cuantitativamente del ión, es decir, de su número atómico, pero el comportamiento será similar.

Para calcular las razones se hicieron distintas simulaciones con el fin de observar

los diferentes efectos nucleares en una colisión de iones así como los mecanismos de producción de bariones que incorpora HIJING. En el presente capítulo se mostrarán resultados de las partículas con extrañeza mencionadas en el capítulo anterior, así como protones y piones a partir de la colisión de iones Au+Au generados con HIJING.

En el siguiente capítulo se mostrarán también algunas de las distribuciones de masa transversa y rapidez para algunos de estos bariones obtenidos en una colisión de iones pesados.

4.1. Razón antipartícula partícula

Como se ha mencionado en capítulos anteriores, la colisión de iones involucra una serie de efectos nucleares que resultan al considerar que los nucleones se encuentran inmersos en un núcleo. También se han mencionado que existen diferentes modelos de producción de bariones en este tipo de colisiones. A continuación se describirá con detalle el tipo de colisión que se simuló y se mostrarán los resultados obtenidos con HIJING al considerar los diferentes efectos nucleares y modelos de producción.

Los resultados que se presentan a continuación fueron generados con eventos bajo las siguientes condiciones: se generaron colisiones de iones Au+Au con energía en el centro de masa $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV por nucleón. El parámetro de impacto considerado es de valor máximo $b_{max} = 5$ fm y valor mínimo $b_{min} = 0$ fm, lo cual indica que la colisión que se simula tendrá valores de parámetro de impacto distribuidos uniformemente en ese rango.

Bajo estas condiciones se generó una muestra de 40,000 eventos con la finalidad de realizar un análisis de los bariones producidos con extrañeza. De todas las partículas que se generan en estas colisiones, se seleccionaron: Λ^0 , Σ^+ , Σ^- , Ξ^0 y Ω^- así como sus correspondientes antipartículas. Así mismo se seleccionaron protones y piones, cuyos resultados se muestran a continuación.

4.1.1. Razón $\frac{\pi^-}{\pi^+}$

Primero se mostrarán los resultados obtenidos para piones y posteriormente para el resto de los bariones seleccionados.

La figura 4.1 muestra la razón $\pi^-(d\bar{u})/\pi^+(u\bar{d})$ que se producen bajo las condiciones mencionadas como función del momento transverso. En este caso se incorporaron los efectos *shadowing* y *jet quenching*, éste último con una constante de pérdida de energía de 0.025 GeV/fm y se seleccionó el mecanismo de producción de bariones de diquark que se ha descrito en el capítulo 3.

Como se puede observar, la curva tiene un comportamiento casi constante con un valor cercano a 1 hasta momentos de aproximadamente 2.5 GeV/c y posteriormente la curva comienza a crecer ligeramente a valores por arriba de 1. Para valores de momento mayores que 3 GeV/c se observa que la curva comienza a fluctuar, debido a que en esas regiones de momento la estadística no es suficiente.

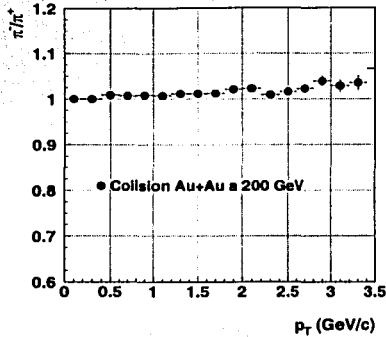


Figura 4.1: Razón $\pi^-(d\bar{u})/\pi^+(u\bar{d})$ producidos en colisiones de Au+Au como función de p_{\perp} . Se incluyen efectos *shadowing* y *jet quenching* con $dE/dx=0.025$ GeV/fm, así como el modelo de producción de diquark. La resolución es de 0.2 GeV/c.

Debido a que los piones son partículas ligeras (la masa de los dos piones cargados es del orden de 139 MeV), éstos se producen copiosamente en este tipo de reacciones y puesto que sus masas son prácticamente iguales, se esperaría que las dos especies de quarks cargados se produjeran en cantidades iguales y que por lo tanto, la razón tuviera un valor constante igual a 1. Sin embargo se observa que esta razón es creciente con p_{\perp} y que rebasa el valor de 1. Una explicación a esto se da en términos de la *dependencia de sabor*. En colisiones de Au+Au existen más quarks de valencia d que quarks u puesto que el núcleo de Au es rico en neutrones. Como se ha mencionado en la sección 2.4, las funciones de distribución partónica de los quarks de valencia u y d son diferentes, mientras que los antiquarks \bar{u} y \bar{d} que provienen del mar tienen distribuciones iguales. Por esta razón se puede observar que, en términos de las funciones de distribución partónica, la razón $\pi^-(d\bar{u})/\pi^+(u\bar{d})$ se reduce a la razón de quarks d/u dentro del núcleo de oro. También en la sección 2.4 se discutió que la distribución de los quarks d es ligeramente mayor que la distribución de los quarks u en este núcleo, lo que origina una razón ligeramente mayor que 1, como se puede observar en la figura 4.1. También se debe observar que el hecho de haber incluido el efecto *jet quenching* no modifica la razón. Esto se debe a que los gluones pierden más energía que los quarks, como se menciona en la sección 3.3.4, y por lo tanto la producción de piones con momento transversal alto por procesos que involucran exclusivamente gluones será mucho menor en relación con la producción de piones por procesos que involucran quarks. De esta manera, al incluir el efecto *jet quenching*

relacionado con la pérdida de energía de los gluones, no se ve modificada la razón π^-/π^+ .

4.1.2. Razón \bar{p}

Para el caso de los protones se observa un comportamiento distinto, pues se observa que los efectos nucleares, así como los distintos mecanismos de producción de bariones se hacen presentes en la razón $\bar{p}(\bar{u}\bar{u}\bar{d})/p(uud)$.

Bajo las mismas condiciones de la colisión se generaron las razones $\bar{p}(\bar{u}\bar{u}\bar{d})/p(uud)$ como función del momento transversal incorporando los distintos efectos nucleares por separado y modelos de producción de bariones con el fin de cuantificar las modificaciones que estos introducen en la razón.

Mecanismos de producción de bariones

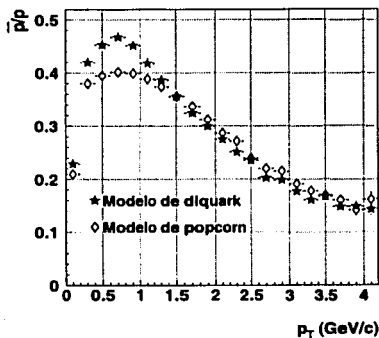


Figura 4.2: Razón $\bar{p}(\bar{u}\bar{u}\bar{d})/p(uud)$ producidos en colisiones de Au+Au como función del momento transversal. Se comparan los dos modelos de producción de bariones, sin incluir efectos nucleares. La resolución es de 0.2 GeV/c.

En contraste con las predicciones para piones discutidas anteriormente, existen diferencias significativas entre los modelos propuestos para la producción de hadrones y en consecuencia para la razón \bar{p}/p . En la figura 4.2 se muestra la razón $\bar{p}(\bar{u}\bar{u}\bar{d})/p(uud)$ como función del momento transversal utilizando los dos diferentes modelos de producción de bariones descritos en la sección 3.3.2. En ninguno de los dos casos se incluyen los efectos de *jet quenching* ni de *shadowing*. Como se puede

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

observar en el modelo de diquark la curva alcanza valores de aproximadamente 0.48 para momentos de aproximadamente 0.7 GeV/c, posteriormente la curva presenta una caída en la cual alcanza valores de aproximadamente 0.14 para momentos de 4 GeV/c.

Para el caso del modelo de *popcorn* se observa que la razón alcanza valores inferiores para regiones de momento pequeño en comparación con el modelo de diquark. Para valores de momento de aproximadamente 0.7 GeV/c alcanza un valor cercano a 0.4. Posteriormente se puede observar que ambas curvas comienzan a caer juntas a partir de valores de momento de alrededor de 1.5 GeV/c. Después de ese valor de momento las dos curvas son prácticamente iguales. Cabe recordar que este valor de momento transversal representa un límite a partir del cual los efectos de la QCD perturbativa se hacen presentes. Al calcular la razón integrada, se encuentra que el modelo de diquark disminuye en un 2% respecto al modelo de *popcorn*.

Los datos obtenidos en STAR muestran que la razón \bar{p}/p alcanza valores de aproximadamente 0.725 [33]. El hecho de obtener valores bajos de la razón con modelos como HIJING podría ser una indicación de que el modelo de fragmentación de cuerdas de diquark no es suficiente para describir los procesos de transporte de número bariónico, como se explicará a continuación.

Como se ha mencionado, casi todos los antiprotones después de la colisión provienen de los procesos de fragmentación de gluones explicados en el capítulo 2 mientras que los protones provienen tanto de los quarks de valencia del haz que no interactuaron directamente en la colisión como de la fragmentación de gluones. Es posible comparar la producción de protones con la de antiprotones, y en general de cualquier antipartícula y partícula, por medio de la ecuación:

$$\frac{Y_{\text{antipartícula}}}{Y_{\text{partícula}}} = \frac{Y_{\text{antipartícula(par)}}}{Y_{\text{partícula(par)}} + Y_{\text{partícula(tr)}}} \quad (4.1)$$

donde $Y_{\text{antipartícula}}$ y $Y_{\text{partícula}}$ son la producción de antipartículas y partículas, respectivamente. $Y_{\text{antipartícula(par)}}$ y $Y_{\text{partícula(par)}}$ son las antipartículas y partículas producidos en pares (por fragmentación de gluones) en la región de rapidez central. $Y_{\text{partícula(tr)}}$ son las partículas que han sido producidas por procesos de recombinación de quarks (procesos de transporte de número bariónico). Es claro que $Y_{\text{antipartícula(par)}} = Y_{\text{partícula(par)}}$ por lo cual se puede simplificar la expresión 4.1:

$$\frac{Y_{\text{antipartícula}}}{Y_{\text{partícula}}} = \frac{Y_{\text{par}}}{Y_{\text{par}} + Y_{\text{tr}}} \quad (4.2)$$

Es posible calcular el lado izquierdo de la ecuación 4.2 integrando las distribuciones de antipartícula/partícula y esto se puede realizar en general para cualquier partícula. Una vez calculada esta cantidad, se puede calcular la *contribución relativa* de partículas creadas por procesos de transporte de número bariónico respecto a las creadas por producción de pares. La contribución relativa estará dada por:

$$\frac{Y_{\text{par}}}{Y_{\text{tr}}} = \frac{Y_{\text{antipartícula}}/Y_{\text{partícula}}}{1 - Y_{\text{antipartícula}}/Y_{\text{partícula}}} \quad (4.3)$$

Más adelante, en el siguiente capítulo, se calculará esta razón para cada una de las partículas que se mostrarán en este capítulo.

A bajo momento transverso, la sección eficaz (capítulo 3) para la formación de jets de gluones y de los jets de quarks son comparables, por lo tanto la razón \bar{p}/p debe ser constante. Para momento transverso alto la razón debe ser menor que 1 porque siempre hay más protones que antiprotones. Esto ocasiona que la razón antiprotón protón decrezca a medida que el momento transverso aumenta.

Como se ha discutido en el capítulo 2, en una situación idealizada los núcleos al colisionar pueden atravesarse y dejar tras de sí una región donde el número bariónico promedie a cero, es decir, una región en la cual haya tantos bariones como antibariones debido a que estos se producen en pares y como consecuencia la razón \bar{p}/p sería igual a 1. En general, en la región central el número bariónico es distinto de cero por lo tanto la razón antibarión barión debiera ser estrictamente menor que 1 en esas regiones. En realidad estas condiciones aún no han sido alcanzadas en los experimentos actuales, puesto que la razón \bar{p}/p no alcanza el valor de 1, debido a que no se ha podido alcanzar una zona libre de bariones con las energías de RHIC. Esto implica que la razón siempre tenga valores menores que 1. Una discusión más amplia al respecto se dará en el siguiente capítulo.

Jet quenching

A continuación se discutirán los resultados obtenidos al incluir únicamente el efecto *jet quenching* combinado con el modelo de producción de bariones de diquark.

La figura 4.3 muestra la razón \bar{p}/p con tres diferentes valores de *jet quenching*. Se puede observar que en realidad las tres curvas tienen la misma forma, alcanzando valores máximos de entre 0.58 y 0.62 aproximadamente para valores de momento del orden de 0.5 GeV/c y valores mínimos de entre 0.04 y 0.1 para los 4 GeV/c, y que las curvas con valores de *jet quenching* de 0.8 y 1.95 GeV/fm se encuentran por debajo de la que tiene el valor de 0.025 GeV/fm. Esto se observa para valores de momento superiores a 1 GeV/c. De acuerdo con lo discutido en el capítulo 3 se espera que el efecto *jet quenching* se manifieste en regiones de momento alto, lo cual se refleja en la figura 4.3. Calculando la razón integrada, se obtiene que con una constante de pérdida de energía de 0.025 GeV/fm disminuye en un 13% respecto a la constante de 0.8 GeV/fm.

En la sección 3.3.4 se ha discutido que los gluones al fragmentarse producen protones y antiprotones en igual cantidad. Sin embargo, es necesario introducir un nuevo concepto para comprender mejor el comportamiento de estas curvas. Este concepto es el de partículas "líder".

Las partículas líder son aquellas que en su composición de quarks contienen al menos un quark que proviene del haz. Las partículas "no líder" son aquellas que están compuestas únicamente por quarks del mar. Las partículas líder se producen en mayor cantidad que las no líder. Una explicación a esto se puede dar en términos de las funciones de distribución partónica de los quarks del mar y de los quarks de valencia

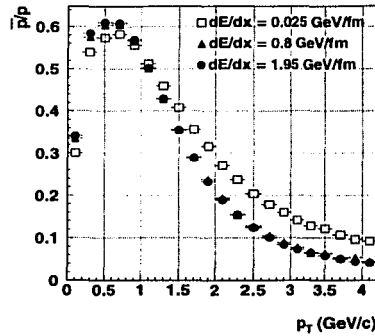


Figura 4.3: Razón $\bar{p}(u\bar{u}d)/p(uud)$ producidos en colisiones de Au+Au como función del momento transversal. Se muestran los resultados obtenidos con tres valores distintos de la constante de pérdida de energía partónica, sin efecto *shadowing* y con modelo de diquark para la producción de bariones.

(del haz) que son muy diferentes entre sí.

Para el caso de los jets de quarks el número de partículas líder que se producen es mayor que el número de antipartículas líder. Por el contrario, para el caso de jets de antiquarks el número de partículas líder producidas es menor que el de las antipartículas líder. Puesto que habrá más jets de quarks, y en particular de quarks u y d , producidos en colisiones nucleares que jets de antiquarks, entonces en el estado final se encontrarán más protones que antiprotones.

Esto se acentúa más en regiones de momento transversal alto debido a la forma de las distribuciones de los quarks de valencia respecto a los gluones, como se ha mencionado en la sección 2.4. En otras palabras, los protones con momento transversal alto tendrán una contribución menor de los jets de gluones que los antiprotones. Ver [34] para más detalles.

Si los jets de gluones pierden más energía que los jets de quarks, como se ha supuesto, entonces se deberían tener diferentes factores de supresión para los protones que para los antiprotones, lo cual se refleja en la caída que muestran las distribuciones mostradas en 4.3 donde se puede observar que las curvas son diferentes para cada valor de la constante de pérdida de energía partónica y la diferencia entre ellas es más notoria para momento transversal alto.

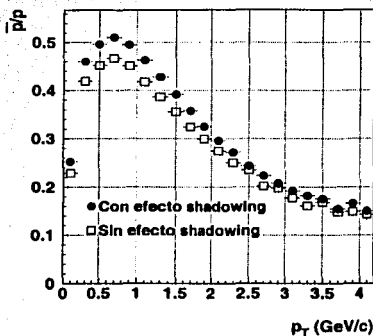


Figura 4.4: Razón $\bar{p}(u\bar{u}\bar{d})/p(uud)$ producidos en colisiones de Au+Au como función del momento transversal. Se comparan los resultados obtenidos con y sin efecto *shadowing*. No se considera el efecto *jet quenching* y se utiliza el modelo de producción de diquark.

Efecto *shadowing*

La figura 4.4 muestra la razón \bar{p}/p como función del momento transversal con efecto *shadowing* y sin efecto *shadowing*. El no considerar el efecto *shadowing* se interpreta como no incluir los efectos de reducción de las funciones de distribución partónica para los haces, lo que implica que no se estaría considerando al núcleo como un todo, sino que se consideraría que el haz está conformado por nucleones libres.

Se puede observar que para el caso en que no hay efecto *shadowing* la razón alcanza un valor aproximado de 0.46 para momentos de alrededor de 0.7 GeV/c, mientras que en la curva que si tiene el efecto alcanza un valor de aproximadamente 0.52 para los mismos valores de momento. Al igual que para el caso en que se comparan los dos modelos de producción de bariones, se puede observar que para momentos superiores a los 2.3 GeV/c las dos curvas comienzan a caer juntas hasta valores de aproximadamente 0.16 para los 4 GeV/c. De acuerdo a lo discutido en el capítulo 3, el efecto *shadowing* se manifiesta para regiones de momento bajo, lo cual es corroborado gráficamente en la figura 4.4. Se encuentra calculando la razón integrada que el considerar el efecto *shadowing* disminuye en un 8% respecto a no considerar el efecto.

De acuerdo con lo discutido en la sección 2.4, el efecto *shadowing* reduce el número de gluones en las regiones de fracción de momento x pequeño. Esto tiene como consecuencia que la producción de antiprotones en la región de fragmentación se reduzca, pues como se ha mencionado, los antiprotones provienen de los procesos de fragmentación

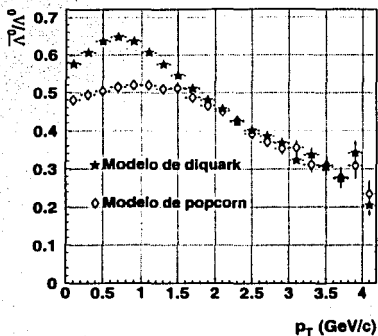


Figura 4.5: Razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transverso. Se comparan los dos modelos de producción de bariones, sin incluir efectos nucleares.

de gluones. Esto indica que el efecto *shadowing* se hace presente principalmente en regiones de momento transverso bajo, a diferencia del efecto *jet quenching*.

Nuevamente, aunque las curvas presentan una caída para momento transverso alto se puede observar que existen diferencias entre las dos curvas. Se puede observar que el efecto *shadowing* aumenta ligeramente la razón para regiones de momento transverso pequeño, mientras que ésta no se modifica en regiones de momento transverso alto.

4.2. Razón de partículas con extrañeza

Con los mismos parámetros de la colisión descrita al principio de éste capítulo se generaron diferentes bariones que contienen por lo menos un quark extraño. Estas partículas son las que se mencionan en la tabla 3.2. A continuación se presentarán los resultados de cada uno de estos bariones en forma similar al caso \bar{p}/p , es decir, se mostrará primero una comparación de los dos diferentes modelos de producción de bariones, después se mostrarán las razones con diferentes valores de la constante de pérdida de energía partónica y finalmente se mostrarán las curvas con y sin efecto *shadowing*.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

4.2.1. Razón $\frac{\bar{\Lambda}^0}{\Lambda^0}$

Mecanismos de producción

La figura 4.5 muestra la razón de $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0(uds)$ como función del momento transverso, para los dos modelos de producción de bariones que incorpora HIJING. Se puede ver que para el modelo de diquark la curva alcanza un valor de aproximadamente 0.64 para momento transverso de alrededor de 0.7 GeV/c. Posteriormente la curva presenta la misma caída que se ha observado para el caso de \bar{p}/p , alcanzando un valor de aproximadamente 0.22 para valores de momento de 4 GeV/c. En el caso del modelo de *popcorn* se observa que el máximo valor que alcanza es de aproximadamente 0.52 para valores de momento de entre 0.7 y 1.1 GeV/c. Más adelante la curva también cae de la misma forma que en el modelo de diquark. Las dos curvas comienzan a caer juntas desde un valor de momento de alrededor de 1.7 GeV/c. Aquí se observa que el modelo de diquark disminuye en un 9% respecto al modelo de *popcorn* calculando la razón integrada.

La diferencia más notable con el caso de la razón \bar{p}/p (figura 4.2) es que los valores máximos que se alcanzan son distintos en comparación con la razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$.

Jet quenching

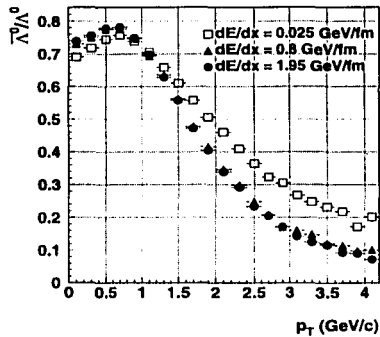


Figura 4.6: Razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transverso. Se compara la razón con tres distintos valores para la constante de pérdida de energía partónica. Se excluye el efecto *shadowing* y el modelo de producción es el de diquark.

Algo similar puede observarse para el caso en que se comparan los distintos valores de *jet quenching* en el caso de la razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ (ver figura 4.6). En éste caso se excluye el efecto *shadowing* y se incorpora el modelo de diquark para la producción de bariones. En la figura 4.6 se observa que la diferencia entre las razones con valores de *jet quenching* de 0.8 y 1.95 GeV/fm es pequeña, mientras que para el valor de 0.025 GeV/fm si hay una diferencia más notoria, especialmente en las regiones de momento transversal alto, al igual que en el caso de la razón \bar{p}/p (figura 4.3). La diferencia para el caso de la razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ es que los valores que alcanzan los máximos y los mínimos no son iguales para los dos bariones. En el caso $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ las curvas caen hasta valores de entre 0.1 y 0.2 para momentos de 4 GeV/c y los máximos alcanzan valores de entre 0.76 y 0.78 aproximadamente para momentos de alrededor de 0.7 GeV/c. Calculando la razón integrada se encuentra que la constante de pérdida de energía de 0.025 GeV/fm disminuye en un 13% respecto a la constante de 0.8 GeV/fm.

Efecto *shadowing*

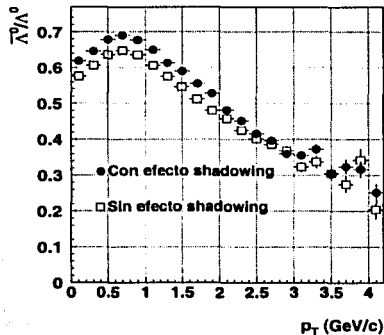


Figura 4.7: Razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transversal. Se comparan las razones con y sin efecto *shadowing*. No se incluye el efecto *jet quenching* y el modelo de producción de bariones en este caso es el de diquark.

También para el efecto *shadowing* se observa algo similar. La figura 4.7 muestra la razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ con y sin efecto *shadowing*, sin incluir el efecto *jet quenching* y con el modelo de diquark para la producción de bariones. Se puede observar que las razones con y sin efecto *shadowing* alcanzan un máximo para momentos de alrededor de 0.7

GeV/c de aproximadamente 0.7 y 0.64, respectivamente. La forma de estas curvas es muy similar a las mostradas en la figura 4.4, a diferencia de que en el caso $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ las razones comienzan a caer juntas a valores de momento de aproximadamente 2.5 GeV/c. El considerar el efecto *shadowing* disminuye en un 6 % respecto a no considerar el efecto calculando la razón integrada.

Para todas las razones $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ presentadas se observa que en términos generales la forma de las curvas es igual que para las razones \bar{p}/p . La diferencia esencial que existe para estos dos bariones es que los valores máximos que alcanzan las curvas no son los mismos, así como tampoco los valores de momento para los cuales las curvas alcanzan estos máximos o para los cuales las curvas comienzan a caer. Hay que notar que existe una importante diferencia entre estos dos bariones, pues el Λ^0 posee un quark extraño, a diferencia del protón que solo contiene quarks *u* y *d* (ver tabla 3.2).

Si se escogen otros bariones diferentes se podrá observar que ocurre lo mismo en algunos casos, y que, en general, las curvas solamente estarán desplazadas unas con respecto a otras de la forma en que se ha explicado. La composición de quarks de todos los bariones que se presentarán a continuación es diferente en cada caso pero todos ellos poseen extrañeza.

Razón como función de x

Otra forma de ver que en efecto la razón \bar{p}/p está desplazada hacia abajo con respecto a la razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ es calculando estas razones como función de otras variables, como por ejemplo, la fracción de momento x . En la figura 4.8 de la izquierda se muestra la razón \bar{p}/p como función de x y a la derecha se muestra la razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$. Se incluye el efecto *shadowing*, *jet quenching* con una constante de pérdida de energía partónica de 0.025 GeV/fm y el modelo de diquark para la producción de bariones.

4.2.2. Razón $\frac{\bar{\Sigma}^+}{\Sigma^+}$

La figura 4.9 muestra la razón $\bar{\Sigma}^+(\bar{u}\bar{u}\bar{s})/\Sigma^+(uus)$ como función del momento transversal para los dos modelos de producción de bariones. Se puede observar que para el caso del modelo de diquark alcanza un valor máximo de aproximadamente 0.86 para momentos de alrededor de 0.5 GeV/c. Para el caso del modelo de *popcorn* se puede observar que la curva tiene un comportamiento casi constante, de aproximadamente 0.65, para un rango de momentos de 0 a 1.1 GeV/c aproximadamente. En este modelo la caída de la curva es más suave que para el modelo de diquark. Sin embargo, las curvas vuelven a caer juntas a partir de los 2 GeV/c aproximadamente. Este comportamiento es más bien parecido al del caso de la razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$, pues en ambos casos se observa cierto comportamiento constante en el modelo de *popcorn* para un intervalo de momento pequeño, a diferencia de la razón \bar{p}/p donde no se observa esto, pues la curva alcanza un máximo y comienza a caer inmediatamente después. Otra diferencia que se puede observar es que las curvas se van desplazando hacia arriba unas respecto a otras, aparentemente al incrementarse la masa de los bariones

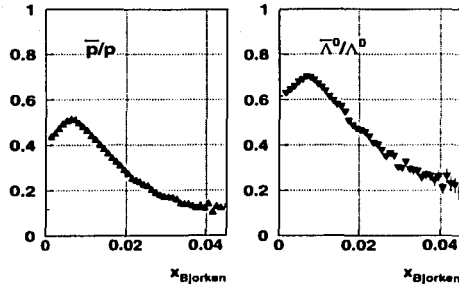


Figura 4.8: Razón \bar{p}/p (izquierda) y $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ (derecha) producidas en colisiones de Au+Au como función de la fracción de momento. Se incluye el efecto *shadowing*, *jet quenching* de 0.025 GeV/fm y el modelo de producción de bariones de diquark.

involucrados, consecuencia del contenido de quarks extraños.

Jet quenching

Se puede analizar el efecto *jet quenching* por separado, de la misma forma en que se ha hecho para los bariones anteriores.

La figura 4.10 muestra la razón $\bar{\Sigma}^+(\bar{u}\bar{u}\bar{s})/\Sigma^+(uus)$ con diferentes valores de *jet quenching*. Se puede observar un comportamiento similar al caso de las razones $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ y \bar{p}/p . En el caso de $\bar{\Sigma}^+/\Sigma^+$ los valores máximos alcanzan valores de entre 0.9 a 0.95 aproximadamente para valores de momento de alrededor de 0.5 GeV/c mientras que los mínimos tienen valores de entre 0.1 y 0.25 para valores de momento de aproximadamente 4 GeV/c. La diferencia entre las tres curvas con diferente valor de *jet quenching* se hace más notorio en la región de momento alto, que es lo que se ha observado para los bariones anteriores. Nuevamente la curva que está por arriba es la que corresponde al valor de 0.025 GeV/fm.

Efecto shadowing

El efecto *shadowing* se puede observar en la figura 4.11 que muestra la razón $\bar{\Sigma}^+(\bar{u}\bar{u}\bar{s})/\Sigma^+(uus)$ sin efecto *jet quenching* y con el modelo de diquark para la pro-

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

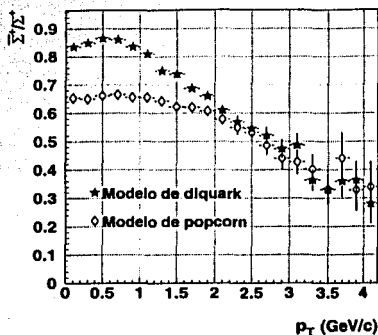


Figura 4.9: Razón Σ^-/Σ^+ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transverso. Se comparan los dos modelos de producción sin incluir *jet quenching* ni *shadowing*.

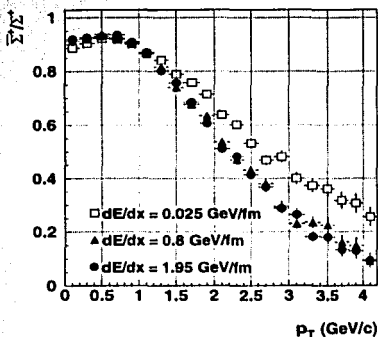


Figura 4.10: Razón Σ^-/Σ^+ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transverso. Se hace la comparación de la razón con tres valores distintos de *jet quenching*, sin incluir *shadowing* y con modelo de producción de diquark.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

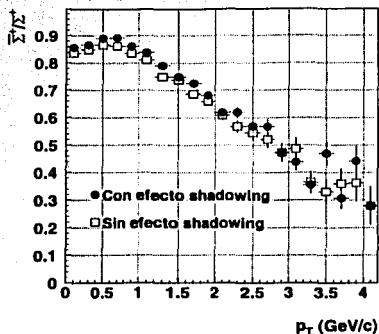


Figura 4.11: Razón Σ^+/Σ^+ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transversal. Se comparan los resultados con y sin efecto *shadowing*, suprimiendo el efecto *jet quenching* y con el modelo de producción de diquark.

ducción de bariones.

Como se puede ver, las dos curvas que se muestran en la figura 4.11 presentan un comportamiento también similar que el mostrado para el caso de la razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$. La curva que incluye efecto *shadowing* se encuentra por arriba, con un valor aproximado de 0.9, de la que no incluye *shadowing*, que alcanza valores de aproximadamente 0.86, en momento de alrededor de 0 y 1 GeV/c. Posteriormente la caída de las dos curvas es igual y ocurre a partir de un valor de momento de aproximadamente 1.5 GeV/c. En el caso $\bar{\Sigma}^+/\Sigma^+$ las razones presentan similitud con el caso de las razones $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$. Estos dos bariones se caracterizan por tener un quark *s*, y la diferencia en composición es que la Λ^0 posee un quark *d* en vez de un *u*. Esto hace que estos bariones tengan distintas masas y probablemente ese sea también el factor responsable de que las razones sean ligeramente diferentes. Sin embargo, es necesario notar también que en $\bar{\Sigma}^+/\Sigma^+$ las dos curvas alcanzan valores muy parecidos entre sí y las curvas tienden a traslaparse.

4.2.3. Razón $\frac{\bar{\Sigma}^-}{\Sigma^-}$

Mecanismos de producción

En la figura 4.12 se presenta la razón $\bar{\Sigma}^- (d\bar{d}s)/\Sigma^- (dds)$ comparando los dos modelos de producción de bariones. En esta figura se puede observar que el modelo de diquark presenta un valor máximo de aproximadamente 0.8 para momentos del orden

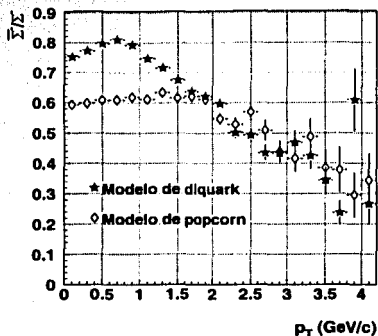


Figura 4.12: Razón Σ^-/Σ^+ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transversal. Se comparan los dos modelos de producción de bariones y no se incluyen los efectos nucleares.

de 0.7 GeV/c, que es un valor más bajo que para el caso mostrado en la razón Σ^+/Σ^- (figura 4.9), donde rebasa el valor de 0.8. En el caso del modelo de *popcorn* también se puede observar un comportamiento constante de aproximadamente 0.6 para valores de momento en el rango de 0 a 2 GeV/c, al igual que en la razón Σ^+/Σ^- .

Jet quenching

También se puede observar que en el resto de las gráficas correspondientes a la razón Σ^-/Σ^+ hay similitudes con el caso estudiado anteriormente, es decir Σ^+/Σ^- . En la figura 4.13 se puede corroborar lo anterior, pues se observa que las razones tienen un comportamiento muy similar para el caso de estos dos bariones. La curva que está por arriba de las demás es la que corresponde a un valor de *jet quenching* de 0.025 GeV/fm, y esta diferencia se hace más evidente en regiones de momento alto. En el caso Σ^-/Σ^+ las razones alcanzan un valor máximo de aproximadamente 0.9, a diferencia del caso de Σ^+/Σ^- , donde el máximo es de aproximadamente 0.95, que son muy próximos entre sí.

Efecto shadowing

Para el efecto *shadowing* en esta razón se muestra la figura 4.14, donde se observa que los resultados son también similares a los de la figura 4.11. También se puede observar, al igual que en los casos anteriores, que la razón Σ^-/Σ^+ se encuentra ligera-

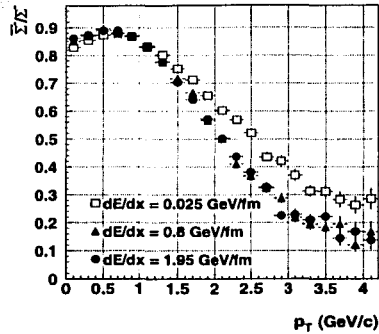


Figura 4.13: Razón $\bar{\Sigma}^-/\Sigma^-$ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transversal. Se comparan tres valores distintos de *jet quenching* sin incluir *shadowing* y con el modelo de producción de diquark.

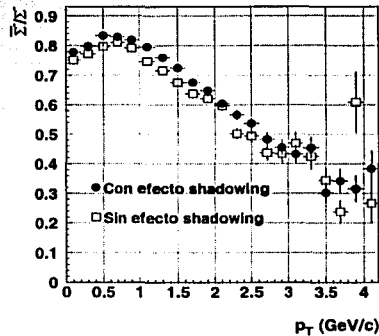


Figura 4.14: Razón $\bar{\Sigma}^-/\Sigma^-$ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transversal. Se comparan las razones con y sin efecto *shadowing*, sin incluir efecto *jet quenching* y con el modelo de producción de diquark.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

mente desplazada hacia abajo respecto a la razón $\bar{\Sigma}^+/\Sigma^+$. Como ya se ha mencionado en éste capítulo, probablemente esto se deba a la composición de quarks de un barión respecto al otro. La diferencia entre un barión Σ^+ y un Σ^- es que el primero contiene dos quarks u y un s , mientras que el segundo contiene dos quarks d y un s . Se puede observar también que las dos gráficas son muy parecidas entre sí, particularmente en regiones de momento transversal alto donde prácticamente se superponen ambas curvas. Además, es de esperarse un comportamiento similar puesto que Σ^+ y Σ^- forman a un triplete de isospin.

4.2.4. Razón Ξ^0/Ξ^+

Debido a que la masa del barión Ξ^0 es mayor que la de los bariones anteriores (ver tabla 3.2), producir este barión con la misma energía que los bariones presentados anteriormente es más difícil. Esto se manifiesta en tener menos Ξ^0 comparados con Λ^0 , Σ^\pm y p . En consecuencia, los resultados de las razones a alto momento transversal tienen errores grandes. Por tal motivo, se mostrarán las razones en un rango de momento menor que para los casos anteriores.

Modelos de producción

En la figura 4.15 se muestra la razón $\Xi^0(\bar{u}\bar{s}\bar{s})/\Xi^0(uss)$ donde se puede ver un comportamiento diferente que para las razones anteriores. A pesar de la estadística, se puede notar que las curvas no alcanzan un valor máximo después de los 0.5 GeV/c, como se había estado observando para los bariones mostrados anteriormente. Aquí se observa que el valor máximo en el caso del modelo de diquark supera el valor de 1 y esto ocurre para valores de momento muy pequeños. Probablemente esto se deba, entre otras cosas, a que en HIJING se viola la conservación del número bariónico. Esto se ha comprobado haciendo un conteo de los bariones y antibariones producidos. Trabajos recientes [35] con modelos estadísticos donde se considera la conservación de número bariónico también ponen de manifiesto la violación del número bariónico en algunos generadores de eventos.

En el modelo de *popcorn* se puede observar que la curva es aproximadamente constante con valor 0.8 hasta momentos de alrededor de 1 GeV/c. Para momentos mayores a los 2 GeV/c no puede verse un comportamiento claro de estas curvas debido a las fluctuaciones estadísticas grandes.

Jet quenching

Para el caso de *jet quenching*, se puede observar en la figura 4.16 que el comportamiento de las curvas con tres valores distintos de *jet quenching* es casi constante (con un valor de 0.9 aproximadamente) en los tres casos para valores de momento de 0 a 1 GeV/c. Posteriormente no puede decirse mucho de las curvas, pues los puntos tienen errores grandes. En este caso no se incluye el efecto *shadowing* y el modelo de

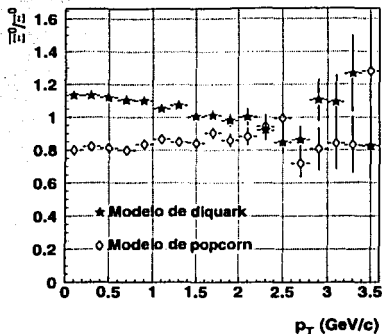


Figura 4.15: Razón Ξ^0/Ξ^+ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transversal. Se hace una comparación entre los dos modelos de producción sin incluir efectos nucleares.

producción de bariones escogido es el de *popcorn*. Se escogió este modelo pues este hace que la razón alcance valores menores que 1, como se ve en la figura 4.15.

Efecto *shadowing*

El caso del efecto *shadowing* se muestra en la figura 4.17 donde se puede observar que el comportamiento de las dos curvas es diferente al caso de los bariones anteriores. Se observa que en los dos casos las curvas comienzan en 0.8 aproximadamente y que posteriormente tienden a crecer, a diferencia de los casos anteriores en que se observaba una clara caída. Después de los 1.5 GeV/c la curva también está muy dispersa. En este caso se eligió el modelo de producción de bariones de *popcorn* al igual que en la figura anterior. Es necesario notar que el barión Ξ^0 contiene dos quarks *s* y esto lo hace ser mucho más pesado que los bariones mostrados con anterioridad. Probablemente este sea un factor que modifica la forma de las curvas radicalmente. A continuación se estudiará el último barión y el más pesado de los escogidos.

4.2.5. Razón $\frac{\Omega^+}{\Omega^-}$

En el caso de la razón $\Omega^+(\bar{s}\bar{s}\bar{s})/\Omega^-(sss)$ comparando los dos modelos de producción de bariones el comportamiento es similar al caso de Ξ^0/Ξ^+ . La diferencia principal en ambos casos es que las partículas Ω^- y su antipartícula Ω^+ se producen en menor

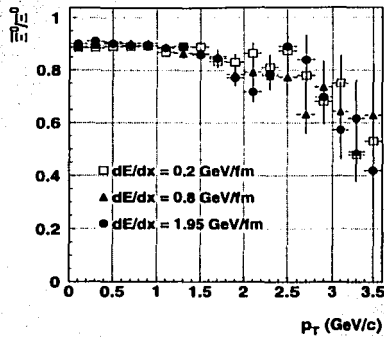


Figura 4.16: Razón Ξ^0/Ξ^- producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transverso. Se comparan tres distintos valores de *jet quenching*, sin *shadowing* y con el modelo de producción de bariones de *popcorn*.

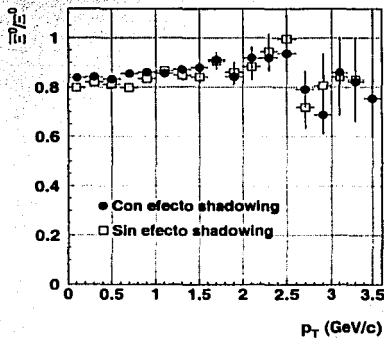


Figura 4.17: Razón Ξ^0/Ξ^- producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transverso. Se comparan las razones con y sin efecto *shadowing* sin incorporar el efecto *jet quenching* y con modelo de producción de *popcorn*.

cantidad que las Ξ^0 y las Ξ^- y por lo tanto los errores son aún más grandes. Otra diferencia que se observa es que en general las razones se encuentran desplazadas hacia arriba respecto a los casos anteriores.

Jet quenching

En la figura 4.18 se muestra la razón $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ con dos diferentes valores para la constante de pérdida de energía partónica. Se puede observar que los errores estadísticos aumentan notablemente en todo el rango de momento. Sin embargo, se puede observar que la distribución correspondiente al valor de *jet quenching* de 0.025 GeV/fm está por arriba de la que tiene el valor de 0.8 GeV/fm, lo cual está de acuerdo con los casos mostrados anteriormente. Se observa también que la razón en este caso excede el valor de 1, lo cual podría ser causado, entre otras cosas, por la violación de número bariónico que presenta HIJING, puesto que se generan más $\bar{\Omega}^+$ que Ω^- [35].

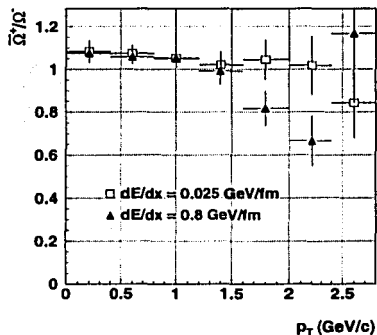


Figura 4.18: Razón $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transversal. Se comparan las razones con dos valores distintos de *jet quenching*, sin efecto *shadowing* y con el modelo de diquark de producción de bariones. La resolución es de 0.4 GeV/c.

Efecto shadowing

En la figura 4.19 se muestra la razón $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ comparando el caso en que se incluye el efecto *shadowing* y el caso en que no se incluye éste. El modelo de producción de bariones elegido en este caso fue el de diquark y no se incluye el efecto *jet quenching*. Se puede observar que el comportamiento es similar al los casos anteriores, pues se

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

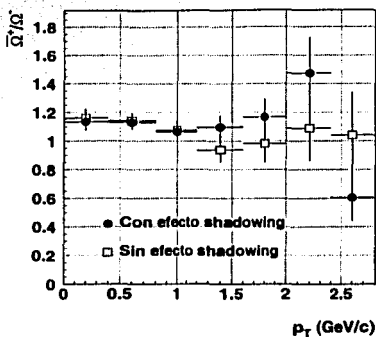


Figura 4.19: Razón $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ producidas en colisiones de Au+Au como función del momento transversal. Se muestran los resultados con y sin efecto *shadowing*, no se incluye *jet quenching* y el modelo de producción es el de diquark.

observa que la curva que no incluye efecto *shadowing* se encuentra por debajo de la que sí lo incluye.

Se ha observado en esta sección que el comportamiento observado en la razón \bar{p}/p al considerar los distintos efectos nucleares, así como al considerar los dos mecanismos de producción de bariones es similar para algunas de las razones calculadas con los demás bariones seleccionados. La diferencia esencial que se observará será que algunas de las curvas alcanzaran valores mayores que otras, pero en general la forma de todas las curvas será la misma, a excepción de los bariones más pesados. El factor que hace que las razones alcancen diferentes valores es el contenido de quarks de cada una de las partículas consideradas. En el siguiente capítulo se verá que también es posible calcular numéricamente las razones antipartícula/partícula en todos los casos anteriores.

En la presente sección y en las anteriores se han presentado las razones antipartícula/partícula como función del momento transversal. Sin embargo, es posible realizar un análisis con otras de las variables cinemáticas de las partículas producidas en este tipo de colisiones con la finalidad de comprender mejor los procesos que dan lugar a la creación de bariones durante la colisión. En el siguiente capítulo se mostrarán también gráficos con diferentes variables.

Capítulo 5

Datos experimentales y modelos teóricos

De la misma forma generados que en el capítulo anterior, en éste capítulo se presentan resultados de simulaciones para colisiones de iones Au+Au con energía en el centro de masa de 200 GeV por nucleón, un parámetro de impacto en el rango de valor máximo $b_{max} = 5$ fm y valor mínimo $b_{min} = 0$ fm. Todos los posibles efectos han sido considerados y cada uno de éstos contribuye en diferente grado a la producción. Se comparan los resultados obtenidos, incluyendo los efectos nucleares que reproducen mejor los datos experimentales existentes de algunos de los experimentos de RHIC.

En la siguiente sección se mostrarán las razones \bar{p}/p y $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$, generados bajo una combinación de los efectos discutidos en el capítulo 4, y se comparan con datos experimentales de STAR. Los resultados que se comparan fueron obtenidos con HIJING y HIJING/B.

5.1. Razones $\frac{\bar{p}}{p}$ y $\frac{\bar{\Lambda}^0}{\Lambda^0}$

Se generó una muestra de 40,000 eventos bajo las condiciones descritas anteriormente. Se incorporaron los efectos nucleares de *shadowing* y *jet quenching* con una constante de pérdida de energía partónica de 0.025 GeV/fm. En la figura 5.1 se muestran los resultados obtenidos de la razón \bar{p}/p con HIJING incluyendo el modelo de diquark para la producción de bariones y también se muestran los resultados obtenidos con la versión HIJING/B que incluye el modelo de *baryon junction* descrito en el capítulo 3. En éste mismo gráfico se superponen los datos experimentales [36] obtenidos en STAR en el año 2002 obtenidos a energía en centro de masa de 200 GeV. Como se puede observar, con la versión HIJING/B los resultados se aproximan mejor a los datos experimentales que con HIJING, particularmente en la región de momento transversal alto. También es necesario notar que en el caso de HIJING y HIJING/B se restringen las partículas a un rango de pseudorapidez ($|\eta| < 0.4$). Se puede observar que los datos y los resultados del generador HIJING/B están en completo acuerdo en

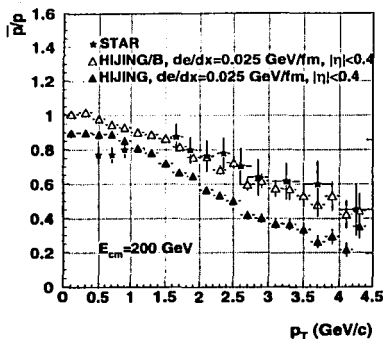


Figura 5.1: Razón \bar{p}/p producidos en colisiones de Au+Au como función del momento transverso a energía en el centro de masa de 200 GeV. Las razones obtenidas en HIJING y HIJING/B incluyen efecto *shadowing* y *jet quenching*. HIJING incluye el modelo de diquark para la producción de bariones y HIJING/B incorpora el modelo de *baryon junction*. Los datos experimentales son de colisiones Au+Au en STAR [36].

la región de momento transverso mayor que 1.5 GeV/c. En la región de momentos menores que 1.5 GeV/c parecería que el mecanismo de producción de bariones de *baryon junction* no funciona.

Para el caso $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ no se puede observar un comportamiento similar, puesto que al comparar con los datos experimentales existentes, las curvas obtenidas con HIJING y con HIJING/B solo se ajustan a los datos en un pequeño rango de momento transverso. Esto se puede observar en la figura 5.2. Las condiciones impuestas para HIJING y HIJING/B son las mismas que para el caso presentado de \bar{p}/p . Los datos experimentales [33] fueron producidos en colisiones de Au+Au a energía en el centro de masa de 130 GeV.

Se puede observar que la gráfica correspondiente a HIJING, que está restringida a un rango de pseudorapidez de $|\eta| < 0.2$, reproduce los datos experimentales en un rango de momento de entre 1.9 a 2.5 GeV/c aproximadamente. La diferencia para otras regiones de momento transverso es que los datos experimentales parecen tener un valor casi constante, mientras que los resultados generados con las dos versiones de HIJING muestran una caída, tal como se ha observado en todos los gráficos del capítulo 4.

En la versión de HIJING/B no se tomó la restricción en rango de pseudorapidez. En este caso se puede observar que la versión HIJING/B se ajusta a los datos experimen-

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

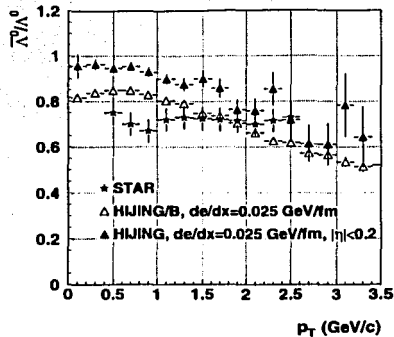


Figura 5.2: Razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ producidos en colisiones de Au+Au a energía en el centro de masa de 200 GeV como función del momento transversal. Las razones obtenidas en HIJING y HIJING/B incluyen efecto *shadowing* y *jet quenching*. HIJING incluye el modelo de diquark en la producción de bariones y HIJING/B incluye el modelo de *baryon junction*. Los datos experimentales son de STAR a una energía en el centro de masa de 130 GeV en colisiones Au+Au [33].

tales en un rango de momento de entre 1.3 y 2.1 GeV/c, que es un rango mayor que en el caso de HIJING. Nuevamente el mecanismo de producción de *baryon junction* parece describir mejor el comportamiento de la razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$, aunque no mejor que en el caso \bar{p}/p . También debe de considerarse que los rangos donde se han medido estas razones son diferentes. Para el caso de las partículas Λ^0 se tiene menos estadística y un rango menor que para el caso de los protones. En el rango de medición de las Λ^0 se puede ver que los protones presentan el mismo comportamiento.

En la siguiente subsección se hace una estimación cuantitativa de la diferencia entre los datos experimentales y los valores numéricos de las razones π^-/π^+ , \bar{p}/p , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$, Ξ^0/Ξ^+ y $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ para las dos versiones de HIJING.

5.1.1. Razones integradas antipartícula partícula

De acuerdo a la ecuación 4.3, es posible calcular la contribución relativa de partículas producidas por procesos de transporte de número bariónico respecto a las producidas por creación de pares, Y_{par}/Y_{tr} , para cada una de las partículas mencionadas en el capítulo anterior. Primero, la razón antipartícula partícula en cada caso se muestra en la tabla 5.1 obtenida al integrar cada una de las distribuciones. Se obtienen estos

cálculos para HIJING y HIJING/B, ambos con efecto *shadowing* y *jet quenching* de 0.025 GeV/fm. En el caso de HIJING se incluye el modelo de diquark para la producción de bariones, mientras que en el caso de HIJING/B se incluye el modelo de *baryon junction*.

Razón	$Y_{part}/Y_{antipart}$ (HIJING)	$Y_{part}/Y_{antipart}$ (HIJING/B)
\bar{p}/p	0.61 ± 0.064	0.76 ± 0.129
π^-/π^+	1.02 ± 0.099	1.02 ± 0.096
$\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$	0.84 ± 0.170	0.73 ± 0.026
$\bar{\Sigma}^+/\Sigma^+$	0.63 ± 0.061	0.71 ± 0.095
$\bar{\Sigma}^-/\Sigma^-$	0.67 ± 0.035	0.76 ± 0.048
$\bar{\Xi}^0/\Xi^0$	1.05 ± 0.183	1.11 ± 0.197
$\bar{\Omega}^+/\Omega^-$	1.09 ± 0.440	1.14 ± 0.556

Tabla 5.1: Razón integrada de partículas producidas en colisiones Au+Au con energía en centro de masa de 200 GeV en HIJING y HIJING/B.

En la tabla 5.1 se presentan las razones de \bar{p}/p y $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ con las distribuciones mostradas en las figuras 5.1 y 5.2.

En general se puede observar que HIJING/B aumenta la razón antipartícula/partícula en todos los casos dentro de las incertidumbres.

Es posible hacer una comparación de los valores numéricos mostrados en la tabla 5.1 obtenidos mediante HIJING y HIJING/B con los datos existentes del experimento STAR y BRAHMS. En la figura 5.3 se muestran los datos de STAR tomados a partir de colisiones Au+Au a energía en el centro de masa de 130 GeV para \bar{p}/p , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ y $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ [33]. Para la razón π^-/π^+ se muestra el resultado experimental [37] tomado del experimento BRAHMS en colisiones Au+Au a energías de 130 GeV.

En la razón π^-/π^+ se puede ver que los puntos correspondientes a HIJING y HIJING/B se encuentran muy próximos al valor experimental de la razón.

También se puede observar que en el caso \bar{p}/p la razón integrada obtenida mediante HIJING/B se aproxima más al valor experimental que la obtenida mediante HIJING, como se observa en la gráfica mostrada en la figura 5.1. En la misma figura 5.1 se puede observar que en regiones de momento bajo la razón correspondiente a HIJING/B alcanza valores superiores que la calculada con HIJING, por consiguiente, la razón integrada también será mayor en comparación con la obtenida con HIJING.

Para el caso $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ se puede observar también que el valor obtenido con HIJING/B está más próximo a los datos que el valor obtenido con HIJING. Este resultado es consecuencia de la figura 5.2 en donde se observa que la gráfica correspondiente a HIJING/B se encuentra más próxima a los datos experimentales.

Para el caso $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ se puede observar que en las dos versiones de HIJING los puntos se alejan del punto experimental pero aún están dentro de las barras de error experimentales.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

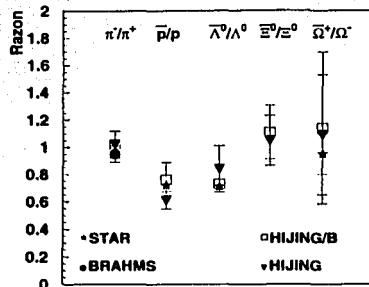


Figura 5.3: Razones integradas antipartícula/partícula como función del contenido de extrañeza. Se comparan los datos experimentales tomados en STAR [33] y BRAHMS [37] en colisiones Au+Au a energía en centro de masa de 130 GeV con los resultados obtenidos con HIJING y HIJING/B en colisiones Au+Au con energía en centro de masa de 200 GeV.

Se presenta el caso Ξ^0/Ξ^0 con el fin de comparar razones de bariones con diferente contenido de extrañeza, pero no se compara con resultados experimentales pues para esta partícula aún no existen mediciones.

Con las cantidades mostradas en la tabla 5.1 se calcula la contribución relativa en cada caso (ver ecuación 4.3). Los resultados se muestran en la tabla 5.2.

Razón	Y_{par}/Y_{tr} (HIJING)	Y_{par}/Y_{tr} (HIJING/B)
\bar{p}/p	1.56 ± 0.421	3.17 ± 2.239
π^-/π^+	-51 ± 247	-51 ± 240
$\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$	5.25 ± 6.641	2.70 ± 0.357
$\bar{\Sigma}^+/\Sigma^+$	1.70 ± 0.446	2.45 ± 1.130
$\bar{\Sigma}^-/\Sigma^-$	2.03 ± 0.321	3.17 ± 0.833
$\bar{\Xi}^0/\Xi^0$	-21 ± 73.2	-10.10 ± 16.281
$\bar{\Omega}^-/\Omega^-$	-12.11 ± 54.32	-8.14 ± 28.367

Tabla 5.2: Contribución relativa de partículas producidas en colisiones Au+Au con energía en centro de masa de 200 GeV en HIJING y HIJING/B.

Algo que es muy importante mencionar, y que de hecho ya ha sido mencionado an-

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

teriormente, es que en el caso de las razones Ξ^0/Ξ^+ y $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ se observa que la razón numérica excede el valor de 1, lo cual es contradictorio con la teoría que se ha discutido en los capítulos anteriores. Como ya se mencionó en el capítulo 4, una posible explicación de que la razón tenga valores por arriba de la unidad es que en los modelos de HIJING y HIJING/B existe violación del número bariónico.

Como consecuencia de que las razones sean mayores que 1, la contribución relativa es un número negativo. Esto carece de interpretación física puesto que las antipartículas siempre son creadas en procesos de creación de pares antipartícula partícula y no puede haber mas antipartículas que partículas.

En general, la contribución relativa nos indica cual de los dos procesos (el de creación de pares o el de transporte de número bariónico) es dominante. Si ésta cantidad es mayor que 1, entonces la producción de bariones por procesos de creación de pares es dominante, como es el caso de \bar{p}/p , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$, $\bar{\Sigma}^+/\Sigma^+$ y $\bar{\Sigma}^-/\Sigma^-$ donde los procesos dominantes son los de creación de pares.

En la mayoría de los casos anteriores los resultados obtenidos con HIJING/B se aproximan más a los datos experimentales que los obtenidos con HIJING. Por esta razón, en la siguiente sección se mostrarán las distribuciones de rapidez y los ajustes de la distribución de masa transversa para varias de las partículas generadas con HIJING/B.

5.2. Rapidez

Como se mencionó en el capítulo 2, existen diferentes variables cinemáticas que al ser medidas pueden dar información sobre los diferentes procesos que se llevan a cabo en colisiones de iones pesados relativistas. En esta sección se muestran las distribuciones de rapidez de la partícula Λ^0 y su correspondiente antipartícula producidas con HIJING/B. También se muestra la distribución neta de bariones mencionada en el capítulo 2. En ambos casos se incluyen los efectos nucleares de *shadowing* y *jet quenching* con $dE/dx=0.025$ GeV/fm y el modelo de producción de *baryon junction*. Las distribuciones de rapidez están normalizadas al número total de partículas producidas en la colisión.

La figura 5.4 muestra las distribuciones de rapidez correspondientes a Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$. Esta variable fue calculada de acuerdo a la expresión 2.7. Como se puede observar, las distribuciones tienen una forma diferente en los dos casos. Las dos distribuciones presentan dos máximos centrados aproximadamente en -1 y 1, que corresponden a los límites entre las regiones central y de fragmentación, y un mínimo alrededor del 0. También se puede ver que estas distribuciones son muy similares en la región comprendida entre valores de -2 y 2 de rapidez.

Una de las diferencias más notables entre estas dos distribuciones es que se puede observar que en el caso de la Λ^0 se observan también dos máximos alrededor de aproximadamente -4.5 y 4.5 que no se observan para la $\bar{\Lambda}^0$. Esto se debe a que en la producción bariónica existe contribución de los haces interactuantes, a diferencia de

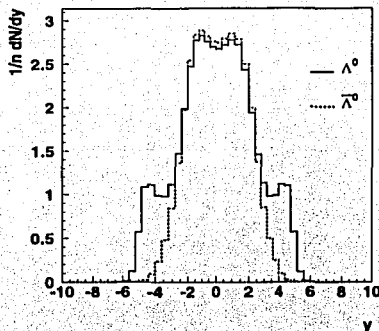


Figura 5.4: Distribución de rapidez para Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ producidas en colisiones de Au+Au. La resolución es de 0.4 unidades de rapidez.

los antibariones los cuales son creados del mar de quarks.

En la figura 5.5 se muestra la distribución neta de bariones como función de la rapidez. Como puede observarse, existen dos máximos centrados aproximadamente en -4.5 y 4.5 , lo cual coincide con los puntos donde se sitúan los máximos de la distribución de la figura 5.4. En la región comprendida entre -2 y 2 se puede observar un comportamiento casi constante.

Este tipo de distribuciones son características de colisiones de iones pesados y proporcionan información sobre el grado de transparencia nuclear durante la colisión, es decir, se puede saber si los nucleos lograron atravesarse dejando tras de sí una zona libre de bariones en la región central, en tal caso la distribución neta de bariones tendría un valor de cero.

Un análisis análogo al anterior puede realizarse para la pseudorapidez y las distribuciones son muy similares a las que se mostraron para la rapidez. Estas similitudes se deben a que, como se discutió detalladamente en la sección 2.2, a energías ultra relativistas la pseudorapidez y la rapidez son equivalentes.

En el experimento BRAHMS se han hecho mediciones de la distribución neta de protones como función de la rapidez. En la figura 5.6 se muestra una comparación de los datos experimentales y los resultados obtenidos con HIJING/B.

Los puntos experimentales de BRAHMS [38] fueron tomados en colisiones de Au+Au a energía en el centro de masa de 200 GeV. Se puede observar que la distribución obtenida con HIJING/B parece ajustarse a los datos experimentales dentro de las barras de error, excepto en el punto correspondiente a rapidez cero, que se encuentra

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

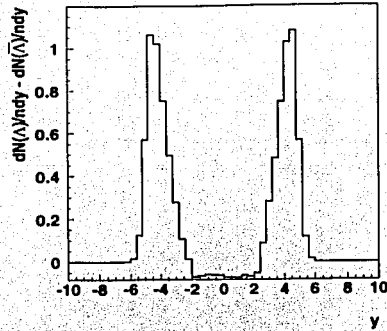


Figura 5.5: Distribución neta de bariones como función de la rapidez para Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ producidas en colisiones de Au+Au.

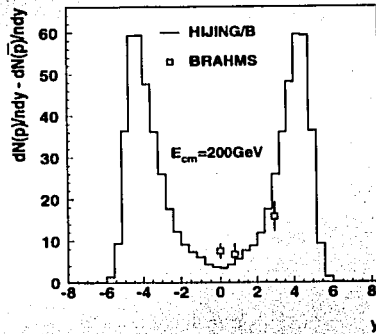


Figura 5.6: Distribución neta de bariones como función de la rapidez para p y \bar{p} producidas en colisiones de Au+Au. Se comparan los resultados de HIJING/B con los datos experimentales de BRAHMS [38].

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

por arriba de la distribución obtenida con HIJING/B.

Existe un modelo semi clásico por medio del cual se ha calculado la distribución neta de bariones en este tipo de colisiones. Este es el *modelo de saturación partónica* [39] el cual supone que los partones que participan en la colisión ocupan una área transversa determinada por su momento transverso y el núcleo completo también ocupa un área transversa que es proporcional a su radio al cuadrado. Debido a estas restricciones geométricas, existe un cierto límite del número de partones que pueden estar contenidos en la región de interacción. Con estas suposiciones el modelo de saturación partónica calcula el número de partones participantes que puede haber en la región de interacción y la supresión de partículas con momento transverso alto.

5.3. Distribuciones de masa transversa

Otra variable cinemática que puede proporcionar información sobre los procesos involucrados en una posible fase de desconfinamiento de la materia es la distribución de masa transversa, como se verá a continuación.

En la figura 5.7 se muestran las distribuciones de masa transversa calculadas a partir de la ecuación 2.2 para \bar{p} , $\bar{\Lambda}^0$, $\bar{\Sigma}^-$, $\bar{\Xi}^0$ y $\bar{\Omega}^+$ producidas con HIJING/B en colisiones de Au+Au a energía en el centro de masa de 200 GeV. Se incluyen los efectos *shadowing*, *jet quenching* con $dE/dx=0.025$ GeV/fm y modelo de producción de *baryon junction*. Es conveniente tomar las antipartículas en lugar de las partículas pues, como se ha explicado en el capítulo 4 existe el efecto de partículas líder que son aquellas partículas que contienen quarks provenientes del haz. En el análisis es posible quitar este efecto seleccionando únicamente a las antipartículas que están formadas por quarks del mar.

En todos los casos, se puede observar que al graficar en escala semilogarítmica, las distribuciones muestran un comportamiento casi lineal para rangos de masa pequeños, sin embargo se puede notar que al aumentar la masa estas distribuciones dejan de tener una pendiente constante. Este comportamiento no constante aún no está del todo entendido por los modelos teóricos que existen actualmente, pues estos predicen un comportamiento lineal en ésta escala logarítmica. Una posible interpretación del comportamiento de las distribuciones de masa transversa a altas energías pueden ser las colisiones múltiples que sufren los hadrones a esos rangos de energía, sin embargo ese es un campo que aún está abierto a la investigación.

En los modelos estadísticos [40], se calcula que la pendiente de este tipo de gráficas de masa transversa es el inverso de una variable T , llamada *temperatura efectiva* o *pendiente inversa*, para partículas pesadas. Esta variable está dada por

$$T = T_0 + M \langle v_{\perp} \rangle, \quad (5.1)$$

donde T_0 es la temperatura del sistema, M la masa de la partícula y $\langle v_{\perp} \rangle$ es la velocidad transversa media de las partículas. Esto quiere decir que, bajo la suposición de equilibrio térmico al congelamiento cinético, es posible saber la temperatura por

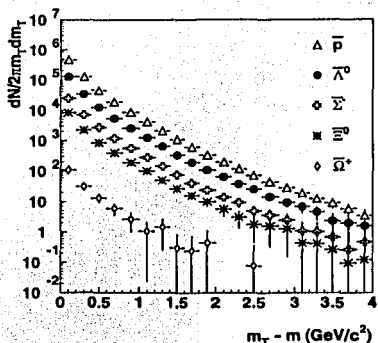


Figura 5.7: Distribuciones de masa transversa de \bar{p} , $\bar{\Lambda}^0$, $\bar{\Sigma}^-$, $\bar{\Xi}^0$ y $\bar{\Omega}^+$ producidas con HIJING/B en colisiones Au+Au a 200 GeV.

medio de la pendiente de la distribución de masa transversa de las partículas que se forman en la fase de hadronización.

Debido a que la gráfica en escala semilogarítmica se aproxima a una recta, es posible hacer un ajuste de este tipo de gráficas a una función de tipo exponencial que depende de dos parámetros y de la masa transversa.

Este ajuste se hace por medio de la expresión [41]

$$\frac{d^2 N}{dm_{\perp} dy} = f(y) m_{\perp} e^{-m_{\perp}/T}, \quad (5.2)$$

donde m_{\perp} es la masa transversa. En colisiones centrales, donde se considera que y es plana y que por lo tanto $f(y) = \text{constante}$. La temperatura efectiva T es el parámetro libre a determinar.

En rangos pequeños, las distribuciones de masa transversa en escala semilogarítmica tienen un comportamiento lineal. De esta forma se ajustan las distribuciones de acuerdo a la ecuación 5.2 y se obtiene la temperatura efectiva para cada partícula. En la figura 5.8 se muestra una gráfica del ajuste en el rango de 0.6 a 1.6 GeV/c² para las partículas mencionadas y la temperatura efectiva en cada caso se muestra en la tabla 5.3, así como los datos experimentales de STAR para \bar{p} [42] y $\bar{\Lambda}^0$ [43].

Los resultados experimentales para \bar{p} se ajustan en un rango de 0 a 0.5 GeV/c² [42] y para $\bar{\Lambda}^0$ fueron ajustados en un rango de 0 a 1.5 GeV/c² [43]. En ambos casos el ajuste de los datos se realiza utilizando la función de Boltzmann $m_{\perp} e^{-(m_{\perp}-m)/T}$.

De la figura 5.8 se puede observar que en el rango considerado la masa transversa

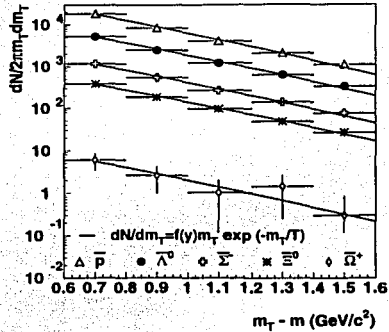


Figura 5.8: Ajuste de las distribuciones de masa transversa de \bar{p} , $\bar{\Lambda}^0$, $\bar{\Sigma}^-$, $\bar{\Xi}^0$ y $\bar{\Omega}^+$ producidas con HIJING/B en colisiones Au+Au a 200 GeV con la ecuación 5.2.

Partícula	Resultados STAR	Temperatura efectiva
\bar{p}	0.555 ± 0.016 (GeV) [42]	0.216 ± 0.001 (GeV)
$\bar{\Lambda}^0$	0.312 ± 0.006 (GeV) [43]	0.222 ± 0.003 (GeV)
$\bar{\Sigma}^-$	-	0.223 ± 0.006 (GeV)
$\bar{\Xi}^0$	-	0.230 ± 0.032 (GeV)
$\bar{\Omega}^+$	-	0.221 ± 0.079 (GeV)

Tabla 5.3: Temperatura efectiva obtenida al ajustar las distribuciones de masa transversa a la ecuación 5.2.

si tiene un comportamiento lineal en escala semilogarítmica. La pendiente, que es el inverso de la temperatura efectiva del sistema, es ligeramente creciente con la masa de la partícula, lo cual se observa claramente en la tabla 5.3. Este incremento de la temperatura está asociado a gradientes de presión de un sistema y da una indicación de la existencia de un flujo colectivo [44] del sistema bajo estudio.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Capítulo 6

Conclusiones

Se presentó un estudio de la producción de partículas con contenido de extrañeza utilizando el generador de eventos HIJING, el cual está basado en un modelo que incorpora procesos de QCD para describir las interacciones que ocurren en colisiones de iones pesados a energías ultrarrelativistas. En éste modelo, las colisiones ión-ión son consideradas como una superposición de colisiones binarias. También son incorporados efectos nucleares tales como efecto *shadowing* y pérdida de energía partónica, consecuencia de dispersiones y de la densidad del medio que atraviesan estos partones. El modelo es también capaz de incorporar diferentes mecanismos para la producción de bariones; diquark, *popcorn* y *baryon junction*. Considerando estos posibles efectos se calcularon las razones antibarión barión como función del momento transverso, distribuciones de rapidez, pseudorapidez, distribución total de bariones y masa transversa para piones y diferentes bariones con extrañeza. Las distribuciones obtenidas proporcionan información completa de lo que ocurre con la materia hadrónica formada durante la colisión. Los resultados presentados corresponden a colisiones Au+Au a 200 GeV por nucleón con el propósito de compararlos con los datos de STAR y BRAHMS.

Para los π^+ y π^- se calculó la razón π^-/π^+ como función del momento transverso y se encontró que ésta es constante de valor 1 hasta el rango de momento menor a 2.5 GeV/c. Para valores de momento superiores a los 2.5 GeV/c la razón comienza a crecer a valores ligeramente por arriba de 1, lo cual se explica en términos de la dependencia de sabor asociada a las funciones de distribución partónicas en el núcleo.

En el caso de protones y antiprotones, se presentó un estudio detallado. Se calculó la razón \bar{p}/p como función del momento transverso, mostrando por separado los efectos de *shadowing*, *jet quenching* y los diferentes mecanismos de producción. En todos los casos se observa que existe una dependencia de la razón \bar{p}/p con el momento transverso. La forma que tienen las distribuciones con los distintos efectos nucleares es la misma: presentan una caída especialmente notoria para valores de momento transverso alto. Se encontró que la razón \bar{p}/p con el mecanismo de diquark para la producción de bariones se ve reducida en un 2% comparada con el mecanismo de *popcorn*. Se mostró que el efecto *shadowing* tiene su mayor efecto en la región de momento

transverso pequeño. Este produce una reducción en la razón de 8 % comparada con el caso en que no se incluye el efecto *shadowing*. Al considerar una constante de pérdida de energía partónica de 0.025 GeV/fm la razón \bar{p}/p se ve reducida en un 13 % respecto a si se toma la constante de 0.8 GeV/fm. Incorporando todos los efectos se observa que la forma de esta caída está en acuerdo con los escasos datos experimentales de STAR. A partir de estas distribuciones se calcularon las razones integradas para el caso del modelo de diquark y el modelo de *baryon junction* obteniéndose para \bar{p}/p un valor de 0.61 ± 0.064 y de 0.76 ± 0.129 respectivamente, el cual es comparable con el dato experimental de STAR, de 0.72 ± 0.01 . Con estos valores de la razón integrada se obtuvo también la contribución relativa, encontrándose que los procesos de creación de pares son dominantes sobre los procesos de transporte de número bariónico. A partir de los resultados obtenidos para \bar{p}/p se concluye que el modelo de *baryon junction* para la producción de bariones describe mejor los datos experimentales que los modelos de diquark y de *popcorn*.

La distribución total de protones en función de la rapidez muestra estar en acuerdo con dos de los puntos experimentales de BRAHMS, sin embargo, para la región más central no fue posible reproducir el valor medido en dicho experimento. Este resultado nos dice que en la región cercana a la central aún no se ha alcanzado una región libre de bariones. Los resultados obtenidos para rapidez cero parecen diferir más del experimento.

A partir de la distribución de masa transversa y haciendo uso de modelos estadísticos se obtuvo la temperatura efectiva del sistema bajo estudio (ver tabla 5.3).

Se presentó también un estudio sobre la partícula Λ^0 que, a diferencia de los protones, contiene un quark extraño. Se calcularon las mismas distribuciones que para los protones y se observó que existen varias similitudes entre estos dos bariones. En el caso de la razón $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ se observa también una fuerte dependencia con el momento transverso, y la forma de las distribuciones es similar que para el caso \bar{p}/p . Los efectos nucleares y los diferentes modelos de producción de bariones tienen el mismo efecto que para el caso \bar{p}/p . La diferencia esencial es que las distribuciones de $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ se encuentran desplazadas hacia arriba respecto a las distribuciones \bar{p}/p , probablemente debido al contenido de extrañeza en el caso de la Λ^0 , lo cual lo hace más masivo. Al comparar estas distribuciones con datos experimentales (capítulo 5) se observa que los datos de STAR parecen ser constantes en el rango en que fueron medidos, a diferencia de los resultados aquí obtenidos, donde se observa la dependencia con p_{\perp} . Sin embargo, al calcular la razón integrada por p_{\perp} se observa que el valor obtenido usando el modelo de diquark es de 0.84 ± 0.170 mientras que con el modelo de *baryon junction* es de 0.73 ± 0.026 , comparables con el valor experimental que es de 0.71 ± 0.01 . La contribución relativa en este caso también indica que los procesos de creación de pares son dominantes sobre los procesos de transporte de número bariónico. Para $\bar{\Lambda}^0$ y Λ^0 la distribución total de lambdas muestra que en la región central logra formarse una zona libre de bariones dentro de los errores estadísticos, es decir, $dN(\Lambda)/dy - dN(\bar{\Lambda})/dy$ alcanza el valor de cero en la región central. También en este caso se calculó la temperatura efectiva, encontrándose que

ésta tiene un valor ligeramente mayor que para el caso de los protones.

El caso de las partículas Σ^- y Σ^+ presentan muchas similitudes con el caso de Λ^0 , debido a que las tres partículas contienen un quark extraño y sus masas son muy parecidas entre sí, sin embargo el resto de sus números cuánticos no son iguales. La Λ^0 pertenece a un singulete de isospin ($I=0$), mientras que Σ^- y Σ^+ pertenecen a un triplete de isospin (con $I=1$). Estos números hacen la diferencia esencial entre estas tres partículas y podría ser causa de las pequeñas diferencias observadas entre estos bariones.

Por último los hiperones más masivos fueron Ξ^0 y Ω^- que contienen dos y tres quarks extraños, respectivamente. Las distribuciones Ξ^0/Ξ^0 y $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ presentadas fueron generadas en iguales condiciones que las partículas descritas anteriormente, sin embargo éstas se producen en una cantidad mucho menor y, en consecuencia, un análisis de estas conduce a resultados con errores estadísticos mayores. Las razones integradas produjeron valores ligeramente mayores que 1, consecuencia de que las distribuciones Ξ^0/Ξ^0 y $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ como función del momento transversal tienden a tomar valores por arriba de 1. Estos resultados podrían ser consecuencia, entre otras cosas, de que en el modelo incorporado en HIJING no se conserva el número bariónico. La contribución relativa en estos casos también carece de una interpretación física, pues se obtienen números negativos (ver tabla 5.2). Los resultados obtenidos para estos bariones aún necesitan confirmación con los próximos datos experimentales que se produzcan en STAR u otros experimentos de iones pesados. Debido a los escasos datos no es posible decidir si el modelo funciona bien para estos bariones masivos.

En general, se ha encontrado que $\bar{p}/p < \bar{\Lambda}^0/\Lambda^0 < \bar{\Omega}^+/\Omega^-$ lo que parece indicar que el contenido de extrañeza es un factor importante para producir estos hadrones masivos. El hecho de encontrar razones antibarión barión menores que 1 se puede interpretar como que en la región central aún no se produce una zona libre de bariones.

En la región de momento transversal bajo se observa que la razón antibarión barión es independiente del momento transversal lo que indica que los bariones en estado final provenientes de los procesos de creación de pares y por transporte bariónico tienen distribuciones de momento transversal similares y posiblemente una dinámica completamente diferente.

Bibliografía

- [1] Lederman L., Schramm D. N., *From quarks to the cosmos: tools of discovery*, New York Scientific Library (1989).
- [2] K. Hagiwara *et al.* (Particle Data Group), *Phys. Rev.* **D66** (2002).
- [3] Perkins D. H., *Introduction to high energy physics*, Addison-Wesley. R. C. Fernow, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press.
- [4] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley and Sons; 3a. edición (1998)
- [5] Viyogy Y. P., *Pramana*, **54**, 589, (2000).
- [6] I. Sakrejda, LBL-37384 UC-413, 125 (1995) y J. Engelage, LBL-39764 UC-413 UC-413, 125 (1996).
- [7] G. Rai *et al.*, *AGS Proposal*, LBL-PUB-5399, 1993.
- [8] M. Allen Horsley, *A Measurement of Charged Particle Ratios at High Transverse Momentum in an Ultra-Relativistic Heavy Ion Collision*, PhD Thesis, Yale University (2002).
- [9] ALICE, Technical proposal, CERN/LHC/95-71, (1995).
- [10] E. Quercigh, J. Rafelski, *A strange quark plasma*, *Physics World*, **37**, (Oct. 2000).
- [11] Q. H. Zhang, *Constraints on the size of the quark gluon plasma*, hep-ph/0106242.
- [12] L. P. Csernai, *Introduction to relativistic heavy ion collisions*, John Wiley & sons (1994).
- [13] L.P. Csernai and J. Kapusta, *Phys. Rev.*, **D29**, 2664 (1984).
- [14] J. W. Harris, B. Muller, *The Search for the quark-gluon plasma*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Phys.*, 1996.
- [15] J. Letessier, J. Rafelski, A. Tounsi, *Phys. Lett.*, **B389** (1996) 586-594.
- [16] S. Mioduszewski, *High p_T measurements from Phenix*, nucl-ex/0210021.

- [17] R. D. Pisarski, *Theory at Quark Matter '02*, nucl-th/0212015.
- [18] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*, John Wiley & sons (1984).
- [19] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **163**, 1767 (1967).
- [20] D. W. Duke, J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D30** (1984) 30-49.
- [21] A. H. Mueller, J. Qiu, *Nucl. Phys.*, **B268**, 427 (1986).
- [22] Xin-Nian Wang, Miklos Gyulassy, *Phys. Rev.* **D44**, 3501 (1991).
- [23] J. Ashman *et al.*, *Phys. Lett.* **B202**, 603 (1988).
- [24] Torbjörn Sjöstrand, *Manual PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, CERN-TH.7112/93.
- [25] K. Werner, *Phys.Rep.* **232**, 87,(1993).
- [26] K. Kajantie, P.V. Landshoff y J. Lindfors, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2527 (1987).
- [27] M. Calderón de la Barca Sánchez, *Charged Hadron Spectra in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV*, PhD Thesis, Yale University (2001).
- [28] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman y T. Sjöstrand, *Phys. Rep.* **97**, 31 (1983).
- [29] S.E. Vance, M. Gyulassy, X.N. Wang, *Nucl. Phys.* **A638**, 395c-398c (1998).
- [30] S.E. Vance, M. Gyulassy, X.N. Wang, *Phys. Lett.* **B443**, 45-50 (1998).
- [31] Xin-Nian Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1480, (1992).
- [32] M. Gyulassy, *et al.*, *Nucl. Phys.* **A538**, 37c (1992).
- [33] J. Adams *et al.* (Colaboración STAR), *Strange anti-particle to particle ratios at mid-rapidity in $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV in Au+Au collisions*, nucl-ex/0211024.
- [34] Xin-Nian Wang, *Phys. Rev.*, **C58**, 2321, (1998).
- [35] M. Bleicher *et al.*, *Phys. Rev. Lett*, **88**, 202501; (2002).
- [36] G. J. Kunde (Colaboración STAR), *High transverse momentum results from the STAR Collaboration*, nucl-ex/0211018.
- [37] F. Videbæk *et al.*, (Colaboración BRAHMS), *Nucl. Phys.*, **A698**, 29, (2002).
- [38] F. Videbæk (Colaboración BRAHMS), *Proton and antiproton distributions at RHIC, 19th. Winter Workshop on Nuclear Dynamics*, (Feb. 2003).

- [39] Dmitri Kharzeev, Marzia Nardi, *Phys. Lett.* **B507**,121, (2001).
- [40] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J.P. Wessels, N. Xu, *Phys. Lett.* **B344**, 43, (1995).
- [41] F. Antinori *et al.* (Colaboración WA97), *Eur. Phys. J.*, **C14**, 633-641 (2000).
- [42] J. W. Harris (Colaboración STAR), *Nucl. Phys.* **A698**, 64c-77c (2002).
- [43] C. Adler *et al.* (Colaboración STAR), *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 092301 (2002).
- [44] U. Heinz, *Nucl. Phys.* **A610**, 264c (1996).