



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Factor de modificación en colisiones PP

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Nestor Raul Mancilla Xinto

Asesorado por

Dra. Irais Bautista Guzmán

Puebla Pue.
24 de Junio de 2020



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Factor de modificación en colisiones PP

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Nestor Raul Mancilla Xinto

Asesorado por

Dra. Irais Bautista Guzmán

Puebla Pue.
24 de Junio de 2020

Título: Factor de modificación en colisiones PP
Estudiante: NESTOR RAUL MANCILLA XINTO

COMITÉ

Arturo Fernández Téllez
Presidente

Mario Iván Martínez
Secretario

Carlos Enrique Varela
Vocal

Ana Aurelia Ávilez
Vocal

Dra. Irais Bautista Guzmán
Asesor

Agradecimientos

A mi padres por haberme apoyado durante todo este largo trayecto. Siempre les estaré agradecido por darme la oportunidad de estudiar lo que más me gusta. A mis hermanos que de una u otra forma siempre estuvieron ayudándome.

A todos los amigos que hice en la Facultad y también en mis veranos y congresos. También a mis amigos de la preparatoria, que muchas veces no pude estar con ellos y sobre todo durante la pandemia no pude acompañarlos cuando mas lo necesitaban, gracias por su paciencia y tienen todo mi agradecimiento.

A las personas que me ayudaron durante la licenciatura, en especial a Diana que tuvo toda la paciencia del mundo para enseñarme tantas cosas y aún cuando puede continua haciéndolo. A la doctora Isabel quién fue la primera persona que me introdujo al mundo de las partículas.

A la doctora Irais, con quien he trabajado durante un par de años y quién me ha permitido participar en tantos eventos y conocer nuevas áreas. A todo el grupo de Irais que siempre esta dispuesto a ayudar, en verdad da gusto estar con un equipo de trabajo de tales características.

A todos, no me queda más que decir gracias.

Índice general

Resumen	XIII
Introducción	XV
1. QCD	1
1.1. Lagrangiano de QCD	2
1.2. Libertad asintótica	3
2. Iones Pesados	5
2.1. Plasma de quarks y gluones	7
3. Sistemas pequeños	9
3.1. Ridge	9
3.2. Acumulativo de partículas	10
3.3. Fluctuaciones de estado inicial y altos momentos	11
3.4. Supresión de jets en sistemas de colisiones pequeños	11
3.5. Anisotropías de sabores pesados	12
4. Modelo de Percolación de Cuerdas	15
4.1. Modelo de percolación	15
4.2. Modelo de percolación de cuerdas	16
5. Factor de modificación nuclear	21
6. Resultados	25
Conclusión	33
Bibliografía	35

Índice de figuras

1.	Modelo estándar	XVI
1.1.	Principales acoplamientos de la interacción fuerte	2
2.1.	Proceso de una colisión en colisiones Núcleo-Núcleo	6
2.2.	Parámetro de impacto b y distancia \vec{s} entre el centro de los nucleos.	6
2.3.	Diagrama de fase de la interacción fuerte en el plano de la temperatura y la densidad bariónica	7
3.1.	Correlación de dos partículas en colisiones realizadas en el LHC para diferentes especies [23].	10
3.2.	v_2 como función de multiplicidades de partículas cargadas en colisiones del LHC [27].	11
3.3.	Datos experimentales para anisotropías de v_2, v_3 y v_4 como función de P_T [28]. . .	11
3.4.	Valor del coeficiente v_2 como función de P_T en colisiones pPb y PbPb en el LHC. La curva verde [32] son los calculos de supresión de jets.	12
3.5.	Valor de $v_2(P_T)$ para J/ψ , D^0 y K^0 en colisiones pPb a $\sqrt{s} = 8,16$ TeV por la colaboración de CMS [33].	13
4.1.	Panel superior: Discos desconectados, Centro: Formación de clusters, Panel inferior: Discos sobrepuestos formando clusters que abarcan gran parte de la superficie [43].	16
5.1.	Factor de supresión nuclear a $y = 0$, medido en colisiones Au-Au centrales a 200GeV por nucleón, para fotones directos, π^0 y η [47].	22
5.2.	A la izquierda se muestra la comparación para R_{AA} vs p_T y a la derecha R_{AA} vs y en la producción de J/ψ en colisiones $CuCu$ [48].	22
5.3.	$R_{AA}(p_T)$ para minimum bias y colisiones centrales dAu , y colisiones centrales $AuAu$ [49].	23
6.1.	Clases de multiplicidad a 900 GeV	25
6.2.	Clases de multiplicidad a 2.7 TeV	26
6.3.	Clases de multiplicidad a 7 TeV	26
6.4.	Clases de multiplicidad a 13 TeV	27
6.5.	Regiones del estado diluido y minimum bias a 900 GeV	28
6.6.	Regiones del estado diluido y minimum bias a 2.76 TeV	29
6.7.	Regiones del estado diluido y minimum bias a 7 TeV	29
6.8.	Regiones del estado diluido y minimum bias a 13 TeV	30
6.9.	Regiones del estado diluido y minimum bias con el número de cuerdas a 900 GeV .	31
6.10.	Regiones del estado diluido y minimum bias con el número de cuerdas a 2.76 TeV .	31
6.11.	Regiones del estado diluido y minimum bias con el número de cuerdas a 7 TeV . . .	32
6.12.	Regiones del estado diluido y minimum bias con el número de cuerdas a 13 TeV . .	32

Índice de tablas

4.1. Parámetros de las distribuciones de momento transversal en colisiones pp	19
6.1. Valores del factor de reducción de color para colisiones pp	27
6.2. Región del estado diluido	28

Resumen

El objetivo de este trabajo es presentar un estudio de la relación de la producción de partículas cargadas en colisiones de alta multiplicidad pp en energías del LHC, proponiendo una medición análoga al factor de modificación nuclear al comparar los espectros de momento transversal correspondientes a la densidad de energía que se genera en sistemas de sesgo mínimo y en el estado diluido de baja densidad que definimos por medio de la percolación de cuerdas de color. Los resultados describen una modificación a bajo momento, debido a los efectos de estado inicial dependientes de las clases de multiplicidad medidas.

Introducción

La historia de la física atómica comienza en el siglo XIX con los experimentos de John Dalton quien llegó a la conclusión de que toda la materia estaba compuesta de pequeñas partículas llamadas átomos, los cuales no pueden ser divididos, destruidos o creados. Sin embargo, los inicios de estas ideas se remontan a la antigua Grecia muchos años atrás. La teoría filosófica conocida como atomismo, fundada por Demócrito y su maestro, el filósofo Leucipo de Mileto según Aristóteles, proponía que todo en el universo estaba constituido por átomos, palabra del griego que significa indivisible o que no se puede cortar. Posteriormente, gracias a Joseph John Thomson que, mediante sus experimentos de rayos catódicos, muestra la existencia del electrón, una partícula con carga eléctrica elemental negativa, y a Ernest Rutherford, quién comprobó la existencia del núcleo atómico el cual posee carga positiva y casi toda la masa del átomo, fue como inició la física de partículas elementales.

En la década de los 30 surgen nuevos descubrimientos como el neutrón, descubierta por James Chadwick, o el positrón que fue descubierto por Carl Anderson, la cual comprobaba la existencia de las antipartículas ya predicho por Paul Dirac años antes. El neutrino, una partícula casi indetectable, fue propuesta por Wolfgang Pauli y bautizada con ese nombre por Enrico Fermi, un importante físico quién incorporó la recién iniciada teoría cuántica de campos a la hoy llamada física de partículas. Sin embargo, la detección experimental de esta partícula tardaría hasta 1956 cuando Clyde Cowan y Frederick Reines hicieron oficial el descubrimiento del neutrino del electrón. Con el paso del tiempo surgen los mediadores de las interacciones, como el mesón de Yukawa o mesón π , mediador de la interacción entre núcleos, teorizado en 1934 y descubierto experimentalmente en 1947 con el decaimiento a muones. Con el paso del tiempo estas ideas y descubrimientos fueron compactándose junto con la noción de renormalización, simetrías y leyes de conservación, además del trabajo de Murray Gell-Mann quien propuso el modelo de quarks que más tarde concluiría con la teoría de la cromodinámica cuántica. Finalmente, estos trabajos construirían la teoría que describe las interacciones entre tres de las cuatro fuerzas fundamentales, electromagnética, débil y fuerte, además de las partículas ya conocidas. Esta teoría recibió el nombre de modelo estándar.

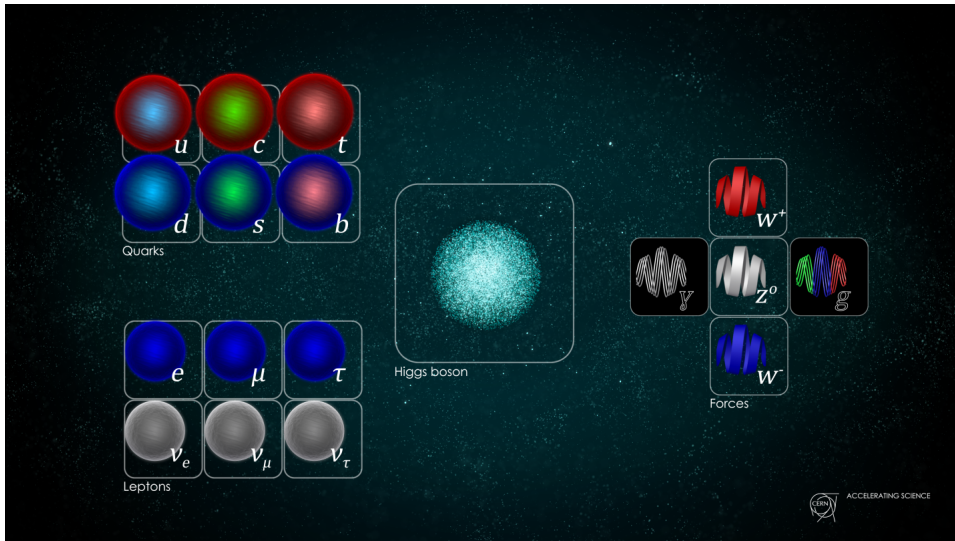


Figura 1: Modelo estándar [1]

El modelo contempla seis leptones que se clasifican según sea su carga y el número leptónico. De acuerdo a esta clasificación, existen tres generaciones. Similarmente, existen 6 sabores de quarks que se clasifican según su carga. El modelo también contempla la existencia de las antipartículas para leptones y quarks que se clasifican de la misma forma.

Cada interacción tiene un mediador, para la fuerza electromagnética el mediador es el fotón, los bosones W y Z para la fuerza débil y los gluones para la fuerza fuerte. La teoría que estudia las interacciones entre los quarks y los gluones recibe el nombre de Cromodinámica cuántica (QCD).

Capítulo 1

QCD

En 1964 Murray Gell-Mann postuló la existencia de los quarks [4], pero no resolvía el problema de los números cuánticos, ya que el quark tiene spin $\frac{1}{2}$, además que existían las partículas Δ^{++} , Δ^- y Ω^- formados por quarks de tipo uuu , ddd y sss respectivamente. Por lo tanto, el concepto de carga de color, introducido por Oscar W. Greenberg en 1964 [5] sirvió para restaurar el principio de exclusión de Pauli y así entender cómo estas partículas podían existir juntas, de esta manera a cada quark se le dio un nuevo número cuántico denominado color. Siguiendo los trabajos anteriores en electrodinámica cuántica (QED), en 1965 Moo Y. Han e Yoichiro Y. introducen la simetría gauge [6], pero a diferencia de QED que utiliza el grupo de simetría local gauge U(1), en cromodinámica cuántica (QCD) el grupo de simetría es SU(3). En contraste a U(1) que es un grupo abeliano, es decir, que los elementos conmutan, SU(3) es no abeliano, por lo tanto sus elementos no conmutan entre sí. Sin embargo, la naturaleza de este grupo introduce nuevos términos. Posteriormente, D. Gross y F. Wilczek en Princeton, y D. Politzer en Harvard, demostraron que al reducir la distancia entre los quarks también se reduce la interacción entre ellos, explicando por qué se comportan como partículas libres dentro del protón. Finalmente, en 1973 H. Fritzsch, M. Gell-Mann y H. Leutwyler escribieron el Lagrangiano para construir la teoría de QCD [7].

La cromodinámica cuántica es la teoría que explica la interacción entre quarks y gluones, constituyentes de los mesones, formados por pares $q\bar{q}$, y los bariones formados por un triplete qqq . Como resultado de la suma vectorial de la carga de color, los bariones y mesones se consideran neutros al combinar pares $q\bar{q}$ para mesones o quarks de tres colores diferentes si se consideran bariones (rojo, azul, verde).

Los quarks son los constituyentes de la materia, poseen spin $\frac{1}{2}$ y se agrupan en tres generaciones, pasando de ligeros a más pesados. El resultado experimental que muestra que los quarks no pueden ser observados solos fue postulado en la teoría de confinamiento de color, teoría que hoy en día continua estudiándose. Respecto a la masa de los quarks, existen dos tipos: la masa de los quarks constituyentes y la masa de los quarks desnudos. Debido a que no pueden ser observados, sus masas no se pueden medir directamente, por lo tanto la masa de los quarks son parámetros dentro del Lagrangiano de QCD y estos reciben el nombre de masa desnuda de los quarks. En el modelo de los quarks constituyentes, los hadrones son estados ligados de quasi-partículas, que son los quarks de valencia rodeados de gluones y pares $q\bar{q}$. La interacción entre quarks se produce mediante el intercambio de gluones g , portadores de la carga de color.

Los gluones dentro de QCD son los mediadores de las interacciones, partículas sin masa que poseen spin 0 además de dos polarizaciones (izquierda y derecha). A diferencia de QED donde el mediador de la interacción es el fotón, dentro de QCD los gluones si interaccionan entre ellos. Los gluones no pueden estar solos y por lo tanto existen ocho de ellos, excluyendo la posibilidad de encontrar alguno en un singlete.

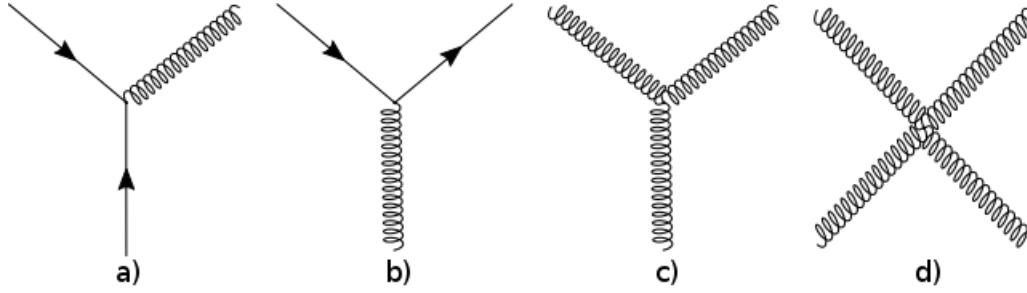


Figura 1.1: Principales acoplamientos de la interacción fuerte

1.1. Lagrangiano de QCD

Las interacciones entre quarks y gluones se rigen por la densidad Lagrangiana de QCD

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{\psi}_q^j [i\gamma^\mu D_\mu - m_q] \psi_q^k - \frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a \quad (1.1)$$

donde $j, k = 1, 2, 3$ indican el color, $q = u, d, c, s, t, b$ el sabor y γ^μ matrices de Dirac. ψ_q son espinores de tres componentes que representan a los campos de sabor de los quarks y transforma de la siguiente manera

$$\psi_q(x) \rightarrow \psi'_q(x) = \exp[ig_s \alpha_a(x) T_a] \psi_q(x) \quad (1.2)$$

donde g_s es la constante de acoplamiento y T_a son matrices 3×3 de traza nula, además de ser los generadores del grupo $SU(3)$ que satisfacen $[T_a, T_b] = if_{abc} T_c$ con f_{abc} las constantes de estructura del grupo. La derivada covariante escrita en el Lagrangiano se expresa a continuación

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s T_a G_\mu^a \quad (1.3)$$

donde G_μ^a transforma como

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu'^a = G_\mu^a - \partial_\mu \alpha_a(x) - g_s f_{abc} \alpha_b(x) G_\mu^c \quad (1.4)$$

Análogamente al tensor de intensidad del campo electromagnético en QED, $F_a^{\mu\nu}$ representa al tensor de intensidad del campo de los gluones

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.5)$$

Comparando el término extra respecto a QED, viene de la transformación del campo del gluón G_μ^a además de ser necesario para que el Lagrangiano sea invariante. Otra observación es que, además de emitir un gluón por un quark, también es posible que un gluón emita un gluón y que dos gluones emitan dos gluones. Este comportamiento proviene del grupo de simetría y es una clara diferencia con QED ya que existe auto interacción entre los mediadores ilustrado en la figura 1.1.

1.2. Libertad asintótica

En QED es conocido el efecto de apantallamiento por la carga. Al considerar un campo eléctrico en QED, producido por dos cargas en un medio, las moléculas se alinean en dirección al campo produciendo un apantallamiento o reducción del valor efectivo de las cargas. La carga efectiva, que es la carga desnuda reducida por la carga inducida, varía en función de la distancia. En la teoría cuántica, el vacío se puede considerar un medio polarizable y por medio de las fluctuaciones, se pueden crear pares e^+e^- . Formalmente en teoría cuántica de campos, el vacío es un estado de baja energía no necesariamente vacío. La constante de acoplamiento, ligada a las teorías cuánticas de campos, tiene cierta dependencia a la distancia y está dada por la ecuación

$$\mu \frac{\partial \alpha}{\partial \mu} = \frac{\partial \alpha}{\partial \ln \mu} = \beta(\alpha) \quad (1.6)$$

donde en términos de la constante de estructura para QED, $\alpha_{em} = e^2/(\hbar c)$ se tiene $\alpha_{em}(r) = \alpha_{em}(r_0)/(1 + \beta_{em}(r_0) \ln(r^2/r_0^2))$ con $\beta_{em}(r_0) = \alpha_{em}(r_0)/3\pi$. Es importante resaltar que en QED vemos que la carga efectiva crece a pequeñas distancias ($r < r_0$).

Sin embargo, al interactuar los gluones en QCD y llevar carga de color, se añade que los gluones pueden recombinarse así que tenemos $\beta_0 = \frac{\alpha_0}{4\pi}(11N_c - \frac{2}{3}n_f)$ donde el primer término, $11N_c$, proviene de la autointeracción de los gluones y el segundo término, $\frac{2}{3}n_f$, proviene de la interacción $q\bar{q}$. Además, el número de colores es $N_c = 3$ y el número de sabores es $n_f = 6$. Considerando lo anterior tenemos que el comportamiento de la constante de acoplamiento viene de la expresión

$$\alpha_s(r) = \frac{\alpha_s(r_0)}{1 - \beta_0 \ln(\frac{r^2}{r_0^2})} \quad (1.7)$$

Note que $11N_c - \frac{2}{3}n_f$ es positiva, por lo tanto al $r \rightarrow 0$, $\alpha_s(r) \rightarrow 0$, en otras palabras, no hay interacción a distancias muy cercanas. Se considera que la expresión perturbativa falla a escalas de 1 GeV, donde se establece el confinamiento. Si introducimos un parámetro adimensional, podemos reescribir la ecuación anterior como

$$\alpha_s(r) = \frac{1}{\beta_0 \ln(\frac{r^2}{\Lambda_{QCD}^2})} \quad (1.8)$$

donde

$$\Lambda_{QCD}^2 = \frac{r_0^2}{e^{1/\beta_0 \alpha_s(r_0)}} \quad (1.9)$$

El parámetro Λ_{QCD}^2 recibe el nombre de parámetro de escala de QCD y tiene un valor aproximado de 200 MeV. En esta escala, la constante de QCD diverge a infinito, por lo tanto esta es la escala mínima donde QCD no es aplicable.

Del comportamiento de la constante de acoplamiento podemos concluir que a valores grandes de r , α_s se hace pequeña y obtenemos la libertad asintótica, mientras que para valores de r muy pequeños, α_s diverge y obtenemos el confinamiento de color, motivo por el cual no podemos ver quarks y gluones libres ya que al intentar separarlos aplicando grandes cantidades de energía, se crearían nuevos pares de partículas y nunca podríamos obtener un singlete.

Capítulo 2

Iones Pesados

Cuando se produce una colisión, ya sean hadrones, leptones o fotones, se pueden producir otras partículas según sea la energía de la colisión. Cualquier resultado es permitido mientras se mantengan las leyes de conservación como por ejemplo la energía. Si se quiere describir una colisión en iones pesados, a las partículas detectadas se les puede describir su comportamiento en términos de sus variables cinemáticas como su rapidez o el momento transversal. Las colisiones núcleo-núcleo son una buena herramienta para el estudio de la materia nuclear ya que conforme incrementa la energía en este tipo de colisiones, quarks más masivos pueden producirse y se pueden estudiar los efectos nucleares. A bajas energías no es posible producir partículas exóticas, pero conforme aumenta la energía, los elementos del núcleo comienzan a interactuar y se puede obtener nuevos fragmentos o partículas, como por ejemplo los piones.

A energías relativistas, las colisiones núcleo-núcleo pasan a través de diferentes estados los cuales se pueden clasificar en las siguientes etapas

- Pre-equilibrio: A energías relativistas las colisiones iniciales son esperadas a nivel partónico, en otras palabras, entre quarks y gluones. Las colisiones partónicas iniciales producen un cluster en un estado excitado y los constituyentes de la colisión establecen un estado de equilibrio y el tiempo para establecer este equilibrio es llamado tiempo de termalización o de equilibrio.
- Expansión: En la etapa de estado de termalización, los componentes del cluster se encuentran en un estado de deconfinamiento mientras que el cluster sufre una expansión colectiva que conforme se expande, la densidad de energía decrece y el sistema se va enfriando. Si el sistema admite una transición de fase, los quarks y gluones deconfinados se hadronizan.
- Congelación: En esta etapa el sistema se expande y se enfría ya que las colisiones inelásticas que producían la expansión se reducen al punto de no continuar la expansión. Las colisiones entre las partículas ya hadronizadas se vuelven menos frecuentes por lo que el equilibrio local no puede mantenerse y los hadrones se desacoplan o congelan. Los hadrones en este estado de congelación son los que mide el detector.

una figura de los diferentes estados es la Fig 2

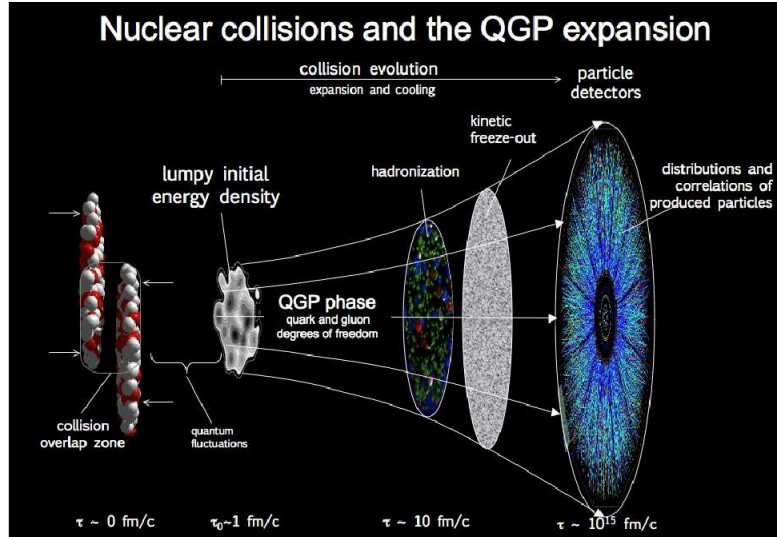


Figura 2.1: Proceso de una colisión en colisiones Núcleo-Núcleo [2]

Se espera que en un sistema producido por una colisión núcleo-núcleo las condiciones resultantes sean cercanas a las necesarias para la producción del plasma de quarks y gluones (QGP), debido a que al momento de la colisión inicial más núcleos se encuentran involucrados. Por lo tanto, mientras más frontal o central sea la colisión, hay una mayor probabilidad de producir el estado de QGP, a diferencia de lo ocurrido en colisiones más indirectas o periféricas, donde la probabilidad de obtener QGP es menor. Al proceso anterior donde se estudia si la colisión fue frontal o periférica se le conoce como centralidad.

Las variables utilizadas para cuantificar la centralidad de una colisión son el número de participantes N_{part} en la colisión y el número de colisiones en el evento N_{col} .

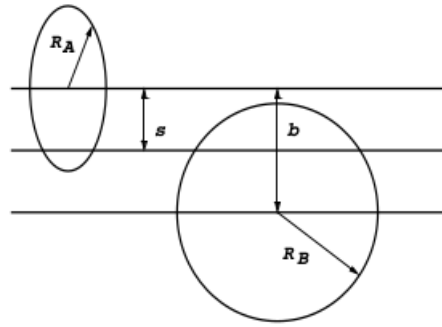


Figura 2.2: Parámetro de impacto b y distancia \vec{s} entre el centro de los núcleos.[3]

Estas variables se expresan en términos del parámetro de impacto b , que es la distancia entre los centros de los dos núcleos que colisionan. También definimos el vector \vec{s} como la distancia entre el centro de un núcleo y un punto en el centro del otro que colisiona. Un valor bajo de b indica una colisión más central mientras que si el valor de b es grande implica una colisión periférica. Debido a que b no se puede medir directamente, los experimentos AGS en el laboratorio Nacional de Brookhaven así como SPS de la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN)

mostraron que el número de partículas producidas o multiplicidad y la energía transversa son proporcionales al número de núcleos participantes. Así es como se puede obtener un mejor valor para la centralidad. El modelo de Glauber [9] se usa para relacionar el parámetro de impacto b con N_{part} y N_{col} . Es un modelo geométrico que utiliza la constante inelástica sección eficaz para cada colisión subsecuente σ . Sin embargo este modelo no es del todo correcto ya que se sume la misma σ para cada colisión intermedia, por lo que existe otro tipo de mediciones para determinar la centralidad como la energía de producción, que utiliza la energía de los núcleos que no colisionan llamados espectadores o el poder de frenado, que utiliza la pérdida de rapidez.

2.1. Plasma de quarks y gluones

Partiendo de consideraciones teóricas, la libertad asintótica en QCD implicaba la existencia de una forma de materia nuclear muy densa formada por quarks y gluones en un estado de deconfinamiento [10], que recibió el nombre de plasma de quarks y gluones (QGP por sus siglas en inglés)[11]. Tal medio se considera como un sistema macroscópico y se caracteriza por la poca cantidad de variables termodinámicas. Mientras que los quarks y gluones se encuentran en un estado de deconfinamiento, se siguen satisfaciendo las propiedades de QCD, es decir, que los quarks y gluones libres no pueden observarse solos. Además, el confinamiento es un fenómeno no perturbativo lo cual tiene consecuencias en los cálculos de una ecuación de estado. En colisiones de iones pesados a velocidades ultra relativistas se espera producir este medio deconfinado de la materia nuclear. Si se tiene información de QGP que provenga de este tipo de colisiones, se debe únicamente a los hadrones observados.

Según los estudios en lattice QCD, existe una transición de fase desde un sistema hadrónico a un gas de quarks y gluones, lo que conocemos como QGP. Además, la transición de fase se podría dar a primer orden para altas densidades de bariones y bajas temperaturas, mientras que para altas temperaturas y bajas densidades, las regiones podrían cruzarse y existir un punto crítico como en la figura.

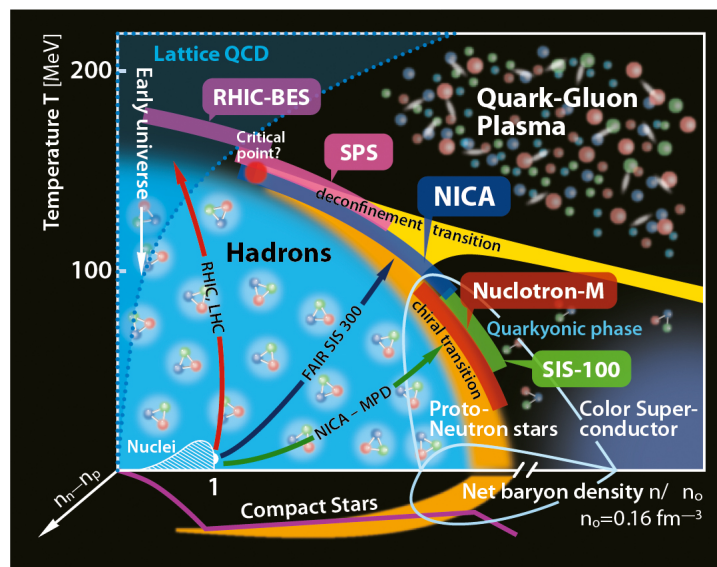


Figura 2.3: Diagrama de fase de la interacción fuerte en el plano de la temperatura y la densidad bariónica [12]

CAPÍTULO 2. IONES PESADOS

2.1. PLASMA DE QUARKS Y GLUONES

La transición de fase de los quarks se puede alcanzar comprimiendo la materia nuclear a altas densidades manteniendo bajas temperaturas, o al incrementar la temperatura manteniendo la densidad del sistema [13]. Se espera que al interior de las estrellas de neutrones las altas densidades jueguen un papel importante [14]. A su vez, se considera que la transición de fase de la materia se produjo por primera vez en la naturaleza en el Big Bang. Debido a la naturaleza no abeliana de QCD, los cálculos que una ecuación de estado son complejos por lo que solo se ha realizado un progreso limitado para sistemas finitos de bariones en lattice QCD.

Una estimación aproximada de la densidad de energía alcanzada en colisiones nucleares centrales para un tiempo τ_0 se puede hacer utilizando la formula dada por Bjorken [15] $\varepsilon = \frac{\langle pt \rangle \frac{dN}{dy}_{y=0}}{\tau_0 \pi R_P^2 A^{2/3}}$. Al considerar los valores obtenidos en SPS en el CERN y RHIC en BNL se obtienen $\varepsilon \approx 2 GeV/fm^3$ y $\varepsilon \approx 4 GeV/fm^3$ respectivamente, valores que se encuentran por encima de la densidad de energía crítica $\varepsilon \approx 0,5 GeV/fm^3$. En el LHC en CERN y en RHIC se espera la producción de QGP a la temperatura de $T \sim 300 - 500 MeV$. Las transiciones de fase dentro de la materia nuclear involucran simetrías por lo que en QCD, a altas temperaturas, las masas de los quarks u, d, s se pueden despreciar y el sistema posee simetría quiral. A temperaturas por debajo de la temperatura crítica, la simetría quiral se rompe espontáneamente, además de ocurrir el confinamiento de los quarks y gluones. Si consideramos el universo temprano, los quarks no poseían masa y había números iguales de quarks y anti quarks. Actualmente hay poca diferencia entre las masas de los quarks y se debe a la ruptura de la simetría quiral. Sin embargo, se espera que a altas temperaturas esta simetría se restaure.

Las señales de QGP son un tema importante de estudio, como por ejemplo la supresión de $q\bar{q}$ en las colisiones de iones pesados. En 1981, Matsui y Satz [18] propusieron que ocurriría una supresión del mesón J/ψ , constituido de un par $c\bar{c}$, si se producía QGP en colisiones nucleares respecto a colisiones PP. Sin embargo, la supresión también puede provenir de la materia nuclear fría. Otro ejemplo de señales de QGP son las producciones de pares $s\bar{s}$ [19][20].

Los experimentos SPS del CERN y AGS de RHIC, orientados a la detección de QGP, se concentran al análisis de altas temperaturas mientras que FAIR en el GSI será capaz de explorar las regiones de alta densidad. SPS ha recabado información de la supresión del J/ψ que da pistas para la formación de QGP y RHIC ha encontrado fenómenos como la supresión de partículas con alto P_T producido en colisiones Au-Au. También los datos para colisiones centrales Au-Au muestran supresión de jets, contrario a lo observado en colisiones P-P. Los resultados nos llevan a considerar indicios de la creación de materia de alta densidad [16][17], con grados de libertad partonicos. El estado inicial de la colisión podría describirse por modelos de saturación de partones como el Color Glass Condensate (CGC) y debido a la existencia de este medio, la propagación de partículas con alto momento transversal se modifica con respecto a su propagación en el vacío.

Capítulo 3

Sistemas pequeños

En los inicios de las colisiones de iones pesados AA, los sistemas de colisiones pequeños se consideraban como medidas de control que servían para analizar los estados iniciales de la materia fría y los efectos de la materia caliente en el estado final. Sin embargo, en el 2010 la colaboración de CMS examinó los resultados de colisiones pp a altas multiplicidades y encontraron que las partículas tenían preferencia de ser emitidas a lo largo del ángulo común transversal ϕ en todas las velocidades [21] lo que podría implicar correlaciones similares a colisiones AA. En el 2012 los datos del LHC para colisiones pPb revelaron que muchas de las señales del flujo hidrodinámico encontradas en colisiones AA también existían en colisiones de sistemas pequeños. Lo relevante fue que los sistemas pequeños exhiben muchas características de los comportamientos colectivos encontrados en colisiones AA que se atribuían al QGP, algo no esperado en colisiones pp. La pregunta es si se puede producir QGP en colisiones pp a altas energías con un tamaño del sistema pequeño y esto qué implica para el QGP de iones pesados. A continuación se presentarán algunas de estas señales que dan indicios de una transición de fase en sistemas de colisiones pequeños.

3.1. Ridge

La colectividad en los sistemas se genera a través de las mediciones de dos o más correlaciones de partículas parametrizadas vía el ángulo azimutal relativo de las partículas $\Delta\phi$ en el plano transversal y su pseudorapidez longitudinal relativa $\Delta\eta$. Existen similitudes y diferencias entre las correlaciones azimutales entre colisiones dAu y AuAu. La pregunta es si este comportamiento es un indicio de la existencia de colectividad en colisiones dAu como en colisiones AuAu. Los efectos de colectividad en colisiones pp comenzaron en el 2010 con el descubrimiento del *ridge*, o pico, en altas multiplicidades. El ridge es una correlación de dos partículas en un pequeño ángulo azimutal ϕ y gran pseudorapidez η además de atribuirse en colisiones de iones pesados a un flujo triangular, el cual se puede obtener por el cálculo de los valores de v_n por una expansión de Fourier

$$\frac{d\eta}{d\phi} \propto 1 + \sum_n 2v_n(P_T)\cos[n(\phi - \Psi_n)] \quad (3.1)$$

donde P_T es el momento transversal, ϕ el ángulo azimutal de cada partícula y Ψ_n es la orientación del n-ésimo momento. Los valores v_1, v_2, v_3, v_4 se denominan coeficientes de flujo dirigido, elíptico, triangular y cuadrangular respectivamente. El coeficiente de Fourier v_2 es dominante en colisiones semicentrales.

La contribución sin flujo es mayor en sistemas pequeños por lo que ninguna resta del flujo se vuelve importante en la determinación de los v_n [22].

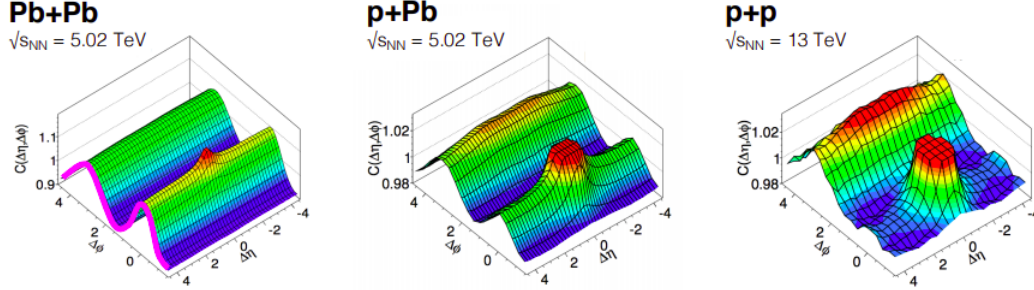


Figura 3.1: Correlación de dos partículas en colisiones realizadas en el LHC para diferentes especies [23].

La figura muestra correlaciones de dos partículas como función de los ángulos $\Delta\phi$ y $\Delta\eta$ medidos en colisiones pp, pPb, y PbPb en el LHC. También se observan las mismas correlaciones de dos partículas además de observarse el ridge a partir de la combinación de correlaciones de flujo y contribuciones sin flujo. Estas características representan la primera evidencia del comportamiento del flujo colectivo en sistemas pequeños. Las colisiones pp a altas multiplicidades en el LHC muestran el ridge del lado cercano de largo alcance en las relaciones azimutales, similar a lo observado en colisiones AA. Esta primera señal fue de suma relevancia ya que las observaciones en colisiones AA que mostraban evidencias de QGP ahora se encontraban en colisiones pPb y dAu [24] con excepción de la supresión de jets, tema que discutiremos en subsecciones posteriores.

3.2. Acumulativo de partículas

En una colisión que produce N partículas, una pregunta que se puede realizar es si una correlación de dos partículas dada es indicativa de correlaciones que involucran solo un pequeño subconjunto de partículas $M \ll N$ en el caso de dijets o $M \approx N$. Las explicaciones no hidrodinámicas predicen el primer caso mientras que un medio en un flujo general explica el segundo. Los acumulativos de partículas utilizan conjuntos de $2, 4, 6, \dots, n$ partículas que restan las correlaciones entre solo $n - 2$ partículas, con una extensión a todas las N partículas utilizando el método de ceros de Lee-Yang [25].

Las mediciones de acumulativos de multipartículas en colisiones AA, pPb y dAu en RHIC y la producción en LHC muestran evidencia de correlaciones de N cuerpos que proporciona conexiones con las condiciones iniciales. Pero a bajas multiplicidades en colisiones pp en el LHC y dAu a baja energía en RHIC no se obtiene la variación esperada, por lo que se requiere un análisis mayor.

La figura muestra los valores de v_2 donde v_n viene dado por las distorsiones en la distribución azimutal de las partículas [26] que se cuantifican en términos de la expansión de Fourier.

CAPÍTULO 3. SISTEMAS PEQUEÑOS
3.3. FLUCTUACIONES DE ESTADO INICIAL Y ALTOS MOMENTOS

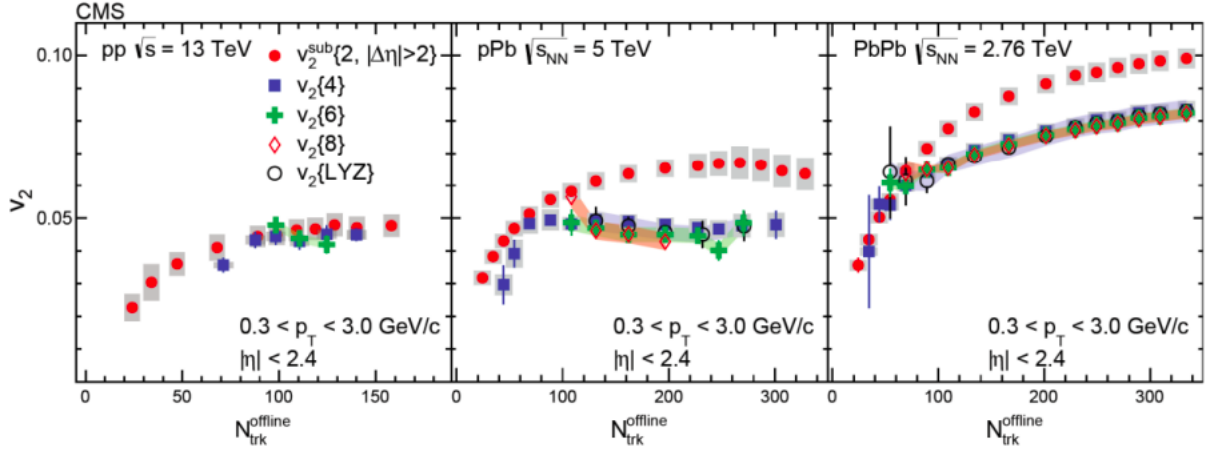


Figura 3.2: v_2 como función de multiplicidades de partículas cargadas en colisiones del LHC [27].

3.3. Fluctuaciones de estado inicial y altos momentos

Un tema importante dentro del modelo de colisiones AA fue la incorporación de las fluctuaciones nucleares para comprender las condiciones iniciales y el resultado de los coeficientes de flujo a alto orden. La figura muestra las mediciones de los coeficientes v_2, v_3 y v_4 como función de P_T para colisiones centrales pp, pPb y PbPb en el LHC [28]. Dentro del marco de iones pesados, se logra un acuerdo para los tres sistemas y para todos los órdenes de v_n .

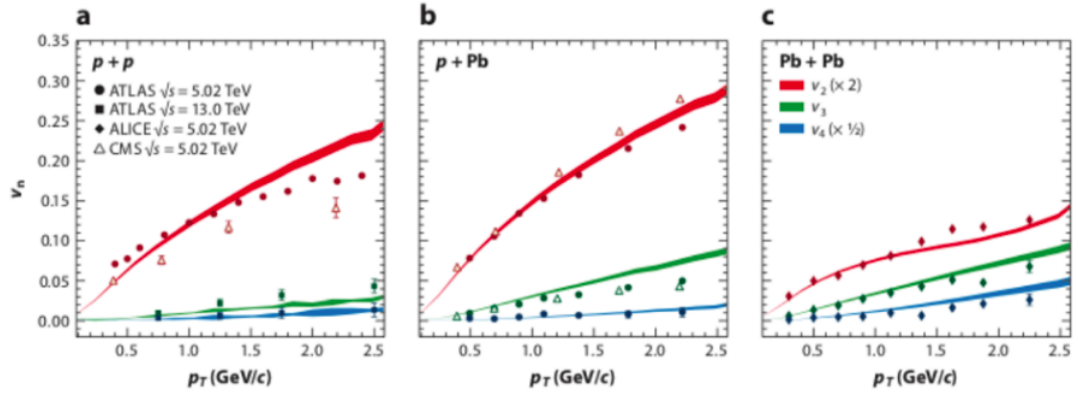


Figura 3.3: Datos experimentales para anisotropías de v_2, v_3 y v_4 como función de P_T [28].

3.4. Supresión de jets en sistemas de colisiones pequeños

En colisiones de iones pesados, una prueba de la producción de QGP viene dada por la energía perdida a alto P_T de los partones que atraviesan el medio, el cual se refiere a *jet quenching* o supresión de jets [30, 29]. Sin embargo este efecto no se detecta en sistemas pequeños por lo que es natural preguntar cómo podría haber producción de QGP y al mismo tiempo no haber un cambio significativo en la distribución de partículas a alto P_T , tal como ocurre en iones pesados. Una

posibilidad es que después de la dispersión el parton se encuentra virtualmente y su evolución se ve afectada de manera mínima por la dispersión de otros partones en el medio, considerando tiempos de vida cortos $\tau < 2 - 4$ fm/c que daría lugar a supresiones muy pequeñas.

Sin embargo uno de los misterios se encuentra en la medición de v_2 para hadrones a alto P_T . En el caso de colisiones AA la anisotropía azimutal se interpreta en términos del flujo para partículas a bajo P_T mientras que para alto P_T el resultado es menor. Las anisotropías son el resultado de la supresión de jets, pero la medición de v_2 en colisiones pPb [31] escalado a 1.5 sigue el mismo patrón, por lo que la pregunta es ¿cómo puede explicarse tal patrón si no hay supresión de jets y cuál es la fuente de la anisotropía a alto P_T ? La pregunta continúa sin respuesta por lo que se requiere un mayor análisis teórico y la obtención de más datos.

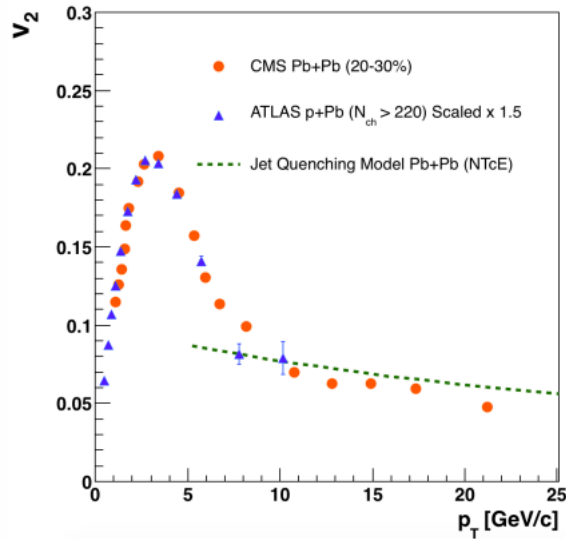


Figura 3.4: Valor del coeficiente v_2 como función de P_T en colisiones pPb y PbPb en el LHC. La curva verde [32] son los calculos de supresión de jets.

3.5. Anisotropías de sabores pesados

Los sabores más pesados s, c, t, b se producen en fuertes dispersiones en un tiempo temprano de la colisión y pueden dar pruebas de la posible evolución de la dinámica de QGP. Mientras que el medio colectivo en el mesón D^0 tiene contribuciones del quark c y quarks más ligeros, si hay un comportamiento colectivo del mesón J/ψ este podría proporcionar evidencia de colectividad del quark c en sistemas pequeños. En la figura que muestra el valor de v_2 en colisiones pPb, el valor del coeficiente v_2 para sabores fuertes es casi tan fuerte como para sabores ligeros.

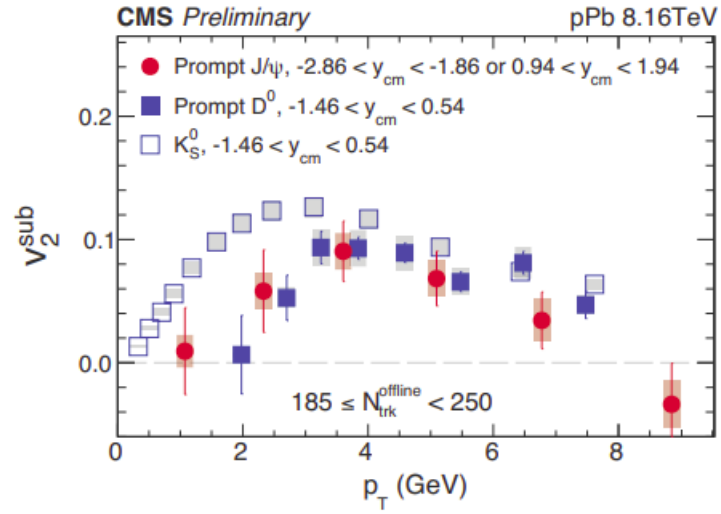


Figura 3.5: Valor de $v_2(P_T)$ para J/ψ , D^0 y K^0 en colisiones pPb a $\sqrt{s} = 8,16$ TeV por la colaboración de CMS [33].

Capítulo 4

Modelo de Percolación de Cuerdas

En experimentos a altas energías, los objetos que colisionan se mueven a velocidades cercanas a la velocidad de la luz. Debido a la contracción de Lorentz, la colisión de dos núcleos puede verse como la de dos láminas de *color glass condensate* [34, 35] donde el campo de color en cada punto de las láminas se dirige aleatoriamente. Considerando a los campos como condiciones iniciales, se encuentra que entre las láminas, se forman campos eléctricos y magnéticos de color. El número de estos tubos de flujo de color entre los dos núcleos de la colisión está formando por algo denominado Glasma [36]. Una aproximación diferente para el estado inicial es el modelo de percolación de cuerdas [37, 38, 39], el cual no se deriva directamente de QCD, pero si se basa en ella además de usar algunos de sus resultados.

En esta aproximación, la producción de partículas se describe en términos de cuerdas que se estiran, estas cuerdas se encuentran entre los partones que colisionan y que decaen en pares $q\bar{q}$ que forman nuevas cuerdas. Posteriormente se hadronizan por la interacción entre los partones según el mecanismo de Schwinger [41] generando los hadrones que se observan en el estado final. Uno de los resultados del confinamiento es que las cuerdas de color están confinadas a un área pequeña dado por

$$S = \pi r_0^2 \tag{4.1}$$

$$r_0 = 0,2fm \tag{4.2}$$

definida en el espacio transversal. Al incrementar la energía de la colisión o el tamaño y la centralidad del sistema, el número de cuerdas incrementa y comienzan a superponerse de tal forma que comienzan a formar clusters. A cierta densidad crítica de cuerdas, aparece un cluster macroscópico entre la superficie de la colisión, situación que marca la transición de percolación de fase del sistema por lo que su naturaleza es geométrica. Este cluster de cuerdas de color que percolan se considera equivalente al estado de deconfinamiento partónico de la materia [42]. Es claro que dentro del modelo el elemento más importante son las cuerdas, por lo que se requiere conocer el número de ellas, su fragmentación, distribución, entre otras características.

4.1. Modelo de percolación

Para obtener la densidad de cuerdas y entender mejor el concepto de percolación, comenzamos distribuyendo discos de área πr_0^2 aleatoriamente sobre una superficie, permitiendo que se superpongan. Conforme aumenta el número de discos, comienzan a formarse clusters de discos superpuestos donde N es el número de discos. Por lo tanto, la densidad es $\zeta = N/S$ donde S es el área de la superficie. El tamaño del cluster incrementa con ζ y a cierta ζ crítica, el cluster abarca toda la superficie como en la figura.

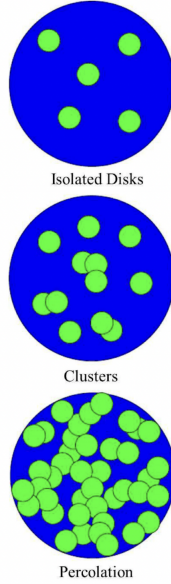


Figura 4.1: Panel superior: Discos desconectados, Centro: Formación de clusters, Panel inferior: Discos sobrepuestos formando clusters que abarcan gran parte de la superficie [43].

En colisiones de dos hadrones o núcleos, la superficie sobre la cual se distribuyen los discos tiene forma elíptica o circular, y en colisiones a altas energías se espera que las cuerdas de color se formen entre los partones de las partículas que colisionan.

4.2. Modelo de percolación de cuerdas

En el modelo los elementos principales son las cuerdas, donde los postulados son el número de ellas y su dependencia de la energía con la centralidad según el modelo de Glauber-Gribov [44]. El modelo describe la transición de fase en colisiones AA, pero el modelo también se puede adaptar para describir lo ocurrido en colisiones pp . Uno de los parámetros importantes del modelo es la densidad de cuerdas ζ^t definido para colisiones pp como [42]

$$\zeta^t \equiv \left(\frac{r_0}{R_p}\right)^2 \bar{N}^s \quad (4.3)$$

donde $R_p \simeq 1$ fm es el área transversal del protón y \bar{N}^s es el número promedio de cuerdas. Otro parámetro igual de importante dentro del modelo es el factor de supresión de color, $F(\zeta^t)$, definido por

$$F(\zeta^t) \equiv \sqrt{\frac{1 - e^{-\zeta^t}}{\zeta^t}} \quad (4.4)$$

el cuál reduce la tasa de aumento de la densidad de partículas con la energía y el número de cuerdas. Este parámetro se relaciona con la densidad de partículas dN/dy y el número de cuerdas \bar{N}^s mediante la expresión

$$\frac{dN}{dy} = kF(\zeta^t)\bar{N}^s \quad (4.5)$$

CAPÍTULO 4. MODELO DE PERCOLACIÓN DE CUERDAS
4.2. MODELO DE PERCOLACIÓN DE CUERDAS

donde $k \sim 0,63$ es un factor de normalización [45].

Dentro del modelo, podemos escribir el número de cuerdas para colisiones pp como

$$N_p^s = 2 + 4\left(\frac{r_0}{R_p}\right)^2 \left(\frac{\sqrt{s}}{m_p}\right)^{2\lambda} \quad (4.6)$$

donde \sqrt{s} es la energía de la colisión, m_p la masa del protón y $\lambda \sim 0,201$ un parámetro constante [45].

Para determinar el valor de la densidad de cuerdas usamos una ley de potencias para el espectro de momento transverso dada como

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{dp_T^2} = \frac{(\alpha - 1)(\alpha - 2)}{2\pi p_0^2} \frac{p_0^\alpha}{[p_0 + p_T]^\alpha} \quad (4.7)$$

con p_0 y α parámetros dependientes únicamente de la energía. Obtenemos la multiplicidad total promediando todas las configuraciones posibles del cluster

$$\mu = \left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}} \mu_1 \right\rangle \quad (4.8)$$

donde M es el número total de clusters en el evento, n_i el número de cuerdas en el i -ésimo cluster, S_i el área de la i -ésima cuerda y S_1 el área de la ecuación (1).

Al considerar los clusters que contribuyen mayoritariamente debido a su centralidad obtenemos la fórmula

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = \frac{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}} \right\rangle}{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}} \right\rangle_{pp}} \frac{dN_{ch}}{d\eta} \Big|_{\eta=0}^{pp} \quad (4.9)$$

donde vemos que

$$N_p^s = \left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}} \right\rangle \Big|_{pp} \quad (4.10)$$

de forma similar, para el momento transverso promedio al cuadrado $\langle p_T \rangle^2$, el cual se relaciona con el campo sobre la cuerda y la magnitud de la carga de color, la expresión viene dada por

$$\langle p_T \rangle^2 = \frac{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}}} \right\rangle}{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}}} \right\rangle_{pp}} \langle p_T \rangle_{pp}^2 \quad (4.11)$$

Al integrar la ecuación 4.7 se tiene

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dp_T} = \int \frac{(\alpha - 1)(\alpha - 2)}{2\pi p_0^2} \frac{p_0^\alpha}{[p_0 + p_T]^\alpha} dp_T \quad (4.12)$$

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dp_T} = \frac{\alpha - 2}{2\pi} \frac{p_0^{\alpha-2}}{[p_0 + p_T]^{\alpha-1}} \quad (4.13)$$

CAPÍTULO 4. MODELO DE PERCOLACIÓN DE CUERDAS
4.2. MODELO DE PERCOLACIÓN DE CUERDAS

al hacer $\langle p_T^2 \rangle \rightarrow p_0$ en la ecuación 4.11 y sustituir en 4.13, al multiplicar por usando 4.9 obtenemos

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N_{ch}}{d\eta dP_T} \Big|_{\eta=0} = \frac{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}} \right\rangle}{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}} \right\rangle_{pp}} \frac{dN_{ch} \Big|_{\eta=0}}{d\eta} \frac{(\alpha - 2)}{2\pi} \frac{\left[p_0 \left(\frac{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}}} \right\rangle}{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}}} \right\rangle_{pp}} \right)^{1/2} \right]^{\alpha-2}}{\left[p_0 \left(\frac{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}}} \right\rangle}{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}}} \right\rangle_{pp}} \right)^{1/2} + p_T \right]^{\alpha-1}} \quad (4.14)$$

realizamos un cambio de variable para reducir la expresión usando a y b como

$$a = \frac{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}} \right\rangle}{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}} \right\rangle_{pp}} \frac{dN_{ch} \Big|_{\eta=0}}{d\eta} \frac{(\alpha - 2)}{2\pi} \quad (4.15)$$

$$b = \left(\frac{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}}} \right\rangle}{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n_i S_i}{S_1}}} \right\rangle_{pp}} \right)^{1/2} \quad (4.16)$$

por lo tanto, al reescribir la ecuación 4.14 tenemos

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N_{ch}}{d\eta dP_T} \Big|_{\eta=0} = a \frac{(p_0 b)^{\alpha-2}}{(p_T + p_0 b)^{\alpha-1}} \quad (4.17)$$

aplicando el límite termodinámico con una suma vectorial de color, la expresión para b pasa a escribirse como

$$b \rightarrow \sqrt{\frac{F(\zeta)}{F(\zeta_{HM})}} \quad (4.18)$$

al sustituir 4.18 en 4.17 obtenemos

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\eta dP_T} = \frac{a \left(p_0 \sqrt{\frac{F(\zeta_{pp})}{F(\zeta_{HM})}} \right)^{\alpha-2}}{\left[p_0 \sqrt{\frac{F(\zeta_{pp})}{F(\zeta_{HM})}} + p_T \right]^{\alpha-1}} \quad (4.19)$$

Esta ecuación relaciona los eventos de alta multiplicidad con las distribuciones de momento transverso en colisiones pp , mientras que para para minimum bias la ecuación 4.19 se reduce a

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\eta dP_T} = \frac{a p_0^{\alpha-2}}{[p_0 + p_T]^{\alpha-1}} \quad (4.20)$$

Para obtener los valores de los parámetros a , p_0 y α utilizamos las distribuciones de momento transverso de partículas cargadas para minimum bias en colisiones pp a las energías de $900 GeV$, $2,7 TeV$, $7 TeV$ y $13 TeV$ usando la ecuación 4.20. Las distribuciones se restringen a $p_T > 0,4 GeV$ para evitar efectos de resonancia. Uno de los mayores logros del modelo fue establecer conexión entre la transición de fase geométrica de las cuerdas de color y la transición de fase de QDP en

CAPÍTULO 4. MODELO DE PERCOLACIÓN DE CUERDAS
4.2. MODELO DE PERCOLACIÓN DE CUERDAS

\sqrt{s} (TeV)	a	p_0	α
13	$30,77 \pm 1,23$	$2,478 \pm 1,862$	$9,98 \pm 0,297$
7	$33,12 \pm 9,30$	$2,32 \pm 0,88$	$9,78 \pm 2,53$
2.76	$27 \pm 1,08$	$2,032 \pm 0,074$	$9,448 \pm 0,147$
0.9	$23 \pm 0,92$	$1,785 \pm 0,071$	$9,287 \pm 0,165$

Tabla 4.1: Parámetros de las distribuciones de momento transversal en colisiones pp.

colisiones de iones pesados. También se ha extendido para describir otras características como la supresión de los partones a bajo P_T , ya que los partones que decaen de un cluster poseen cierto momento transversal además de emitirse en diferentes direcciones azimutales y tener diferentes longitudes de trayectoria hasta ser detectados. Los partones pierden su energía cuando pasan a través del campo de color y la distribución dependerá del ángulo transversal ϕ . Otro resultado es la multiplicidad, donde en percolación la multiplicidad por participante es independiente del número de núcleos participantes N_A y la única dependencia viene dada por el factor $1 - e^{(-\rho)}$ la cual crece con N_A .

Capítulo 5

Factor de modificación nuclear

Se puede cuantificar la velocidad de expansión de un sistema producido en una colisión de iones pesados mediante el estudio de las distribuciones de las partículas producidas, particularmente usando las distribuciones de momento transversal en términos de la multiplicidad en cierto rango de rapidez dn/dy . Las distribuciones de momento transversal también sirven como referencia para cuantificar los efectos de la materia densa y caliente, usando el espectro a la misma energía dentro del mismo rango de rapidez. Es común usar los datos experimentales de colisiones pp como espectro de referencia debido a **la ausencia de efectos nucleares**.

A alto p_T , QCD perturbativa predice los resultados para colisiones pp de forma bastante precisa, y la razón del resultado de colisiones de núcleos pesados AA con el resultado usado como referencia pp a la misma energía se denota por

$$R_{AA}(p_T) = \frac{d\sigma_{AA}/dp_T}{\langle \sigma_{inel, TAA} \rangle d\sigma_{pp}/dp_T} \quad (5.1)$$

el factor $\langle \sigma_{inel, TAA} \rangle$ es el número promedio de colisiones AA y se usa para obtener la sección transversal por núcleo para colisiones AA .

La observable con la que RHIC mide la supresión con alto p_T por efecto de pérdidas de energía debido a la interacción con un medio [46] en colisiones AB para una partícula k es

$$R_{AB}^k(y, p_T) = \frac{\frac{dN_{AB}^k}{dy dp_T}}{\langle N_{coll} \rangle \frac{dN_{pp}^k}{dy dp_T}} \quad (5.2)$$

donde el numerador es la cantidad medida en una colisión nuclear y el denominador es la tasa de producción para colisiones pp multiplicada por el número de colisiones nucleares, en otras palabras, es la cantidad esperada para una partícula en ausencia de efectos nucleares. Para colisiones AA con alto p_T , si las partículas no se encuentran en equilibrio y la producción es dominada por gluones, se obtiene el resultado para colisiones pp escalado por un factor de A^2 , ya que la integral de la función de superposición nuclear sobre el parámetro de impacto es $R_{AA} = 1$. Sin embargo, los datos de RHIC indican algo más, ya que se encuentra $R_{AA} < 1$ sobre un rango alto de p_T y el yield de AA se suprime con el resultado de pp .

Existen situaciones donde $R_{AA} \neq 1$ incluso en ausencia de un medio como los efectos de estado inicial, por lo que se analizan colisiones donde no se espera un medio denso como en colisiones dAu o en partículas que no se ven afectadas por el medio como los fotones que no provienen de la desintegración de otras partículas.

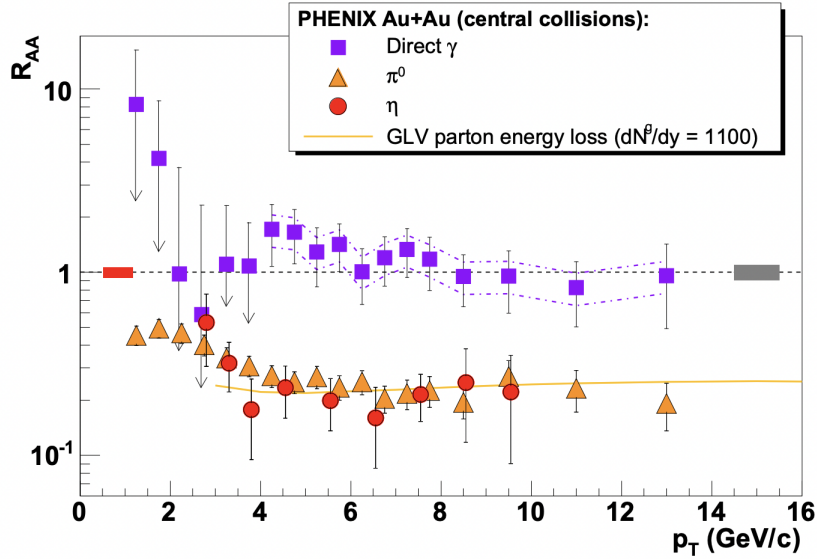


Figura 5.1: Factor de supresión nuclear a $y = 0$, medido en colisiones Au-Au centrales a 200GeV por nucleón, para fotones directos, π^0 y η [47].

Como se observa, dos partículas π y η muestran una supresión muy parecida según el incremento en p_T , lo que indica que se debe a nivel partónico, de ahí la conclusión de que se produce un medio partónico denso que perturba la propagación de partículas que lo atraviesan.

Otro ejemplo de supresión se encuentra en el J/ψ en colisiones de iones pesados, sin embargo, la existencia de QGP no es la única fuente de supresión, ya que también se ha encontrado supresión en colisiones pAu donde no se espera un medio denso. A este tipo de supresión no relacionada al QGP se le llama materia nuclear fría (CNM por sus siglas en inglés). Los efectos de este tipo de materia se estudian en colisiones de $AuAu$ y $CuCu$, en la figura se muestran los resultados de PHENIX [48] para R_{AA} a $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ en $CuCu$. Estos datos muestran supresión, pero CNM no explica por sí solo los resultados, si el J/ψ sufre supresión por QGP los datos se explican claramente.

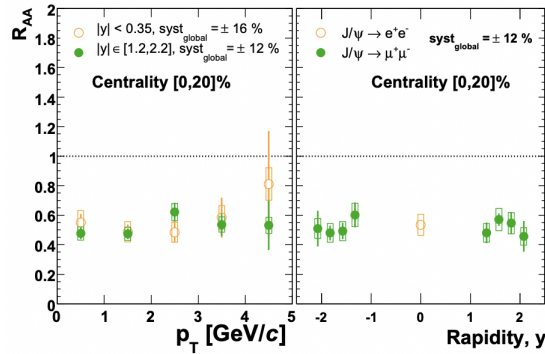


Figura 5.2: A la izquierda se muestra la comparación para R_{AA} vs p_T y a la derecha R_{AA} vs y en la producción de J/ψ en colisiones $CuCu$ [48].

CAPÍTULO 5. FACTOR DE MODIFICACIÓN NUCLEAR

Podemos comparar los resultados de colisiones AA con colisiones pequeñas como dAu para observar la supresión a alto p_T en términos del factor de modificación nuclear R_{AA} . En la figura se muestran las mediciones de STAR para R_{AA} en hadrones cargados a $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ en $AuAu$ y minimum bias de dAu [49]. Como se espera, se observa supresión dentro de colisiones pesadas como lo son $AuAu$, sin embargo, no ocurre lo mismo a alto p_T para dAu .

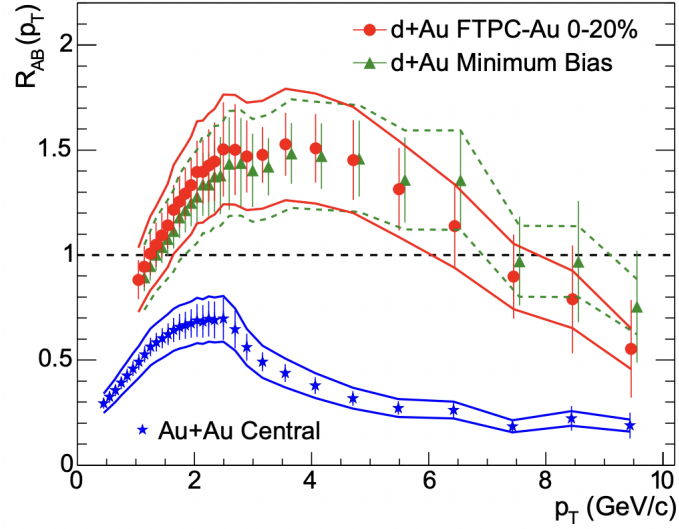


Figura 5.3: $R_{AA}(p_T)$ para minimum bias y colisiones centrales dAu , y colisiones centrales $AuAu$ [49].

Capítulo 6

Resultados

Usando los datos publicados por CMS para colisiones de protones a 900 GeV , 2.76 TeV , 7 TeV [50] y 13 TeV [51], aplicamos la ecuación 4.20 para graficar las distribuciones de momento transverso y obtener los parámetros a , p_0 y α expresados en la tabla 4.2.

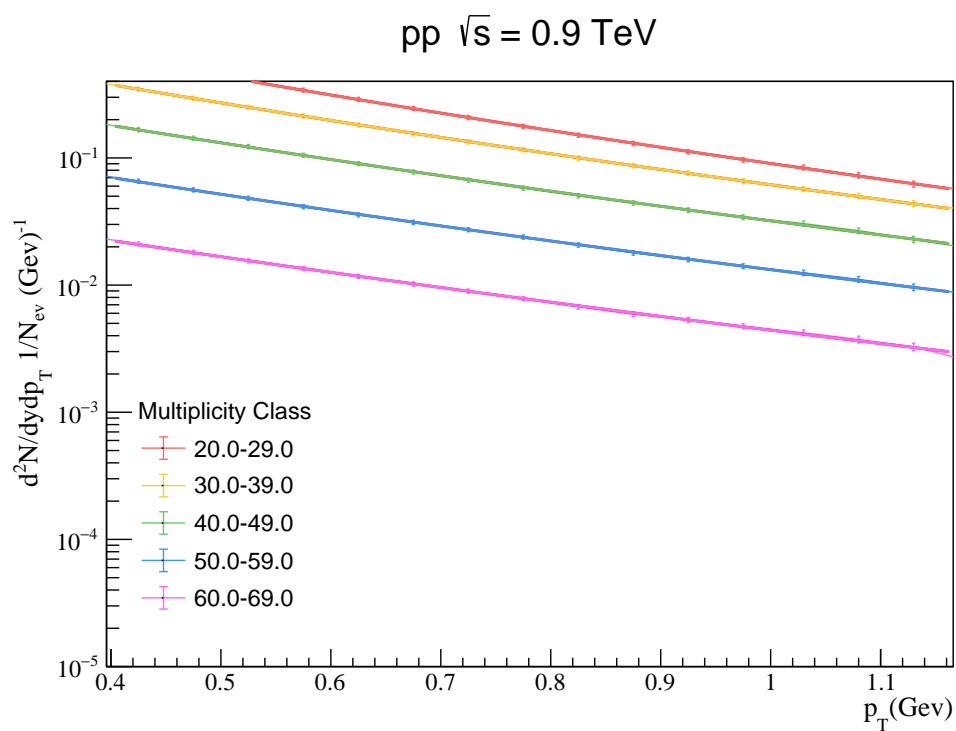


Figura 6.1: Distribuciones de momento transverso para protón a 900 GeV

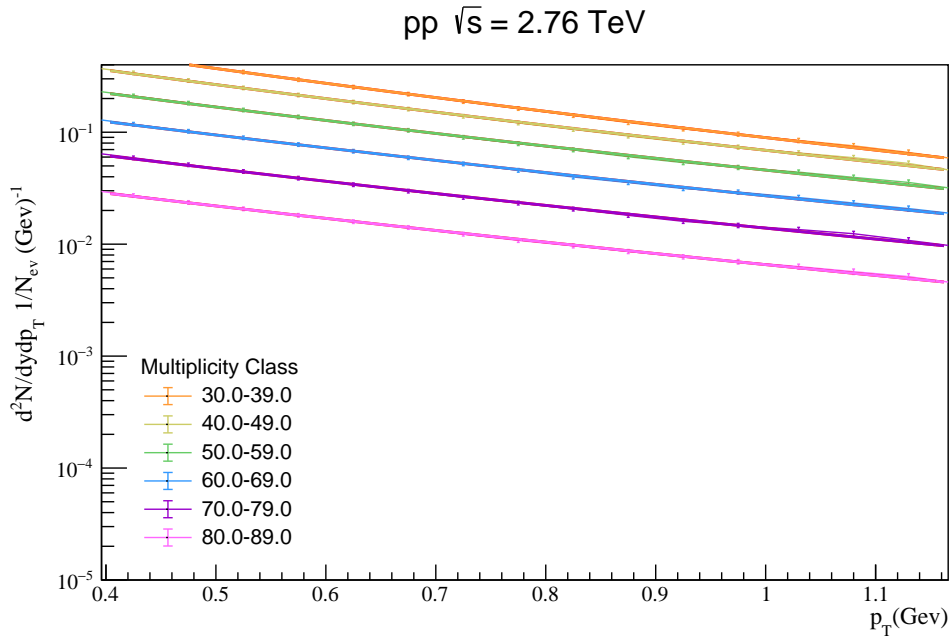


Figura 6.2: Distribuciones de momento transverso para protón a 2.76 TeV

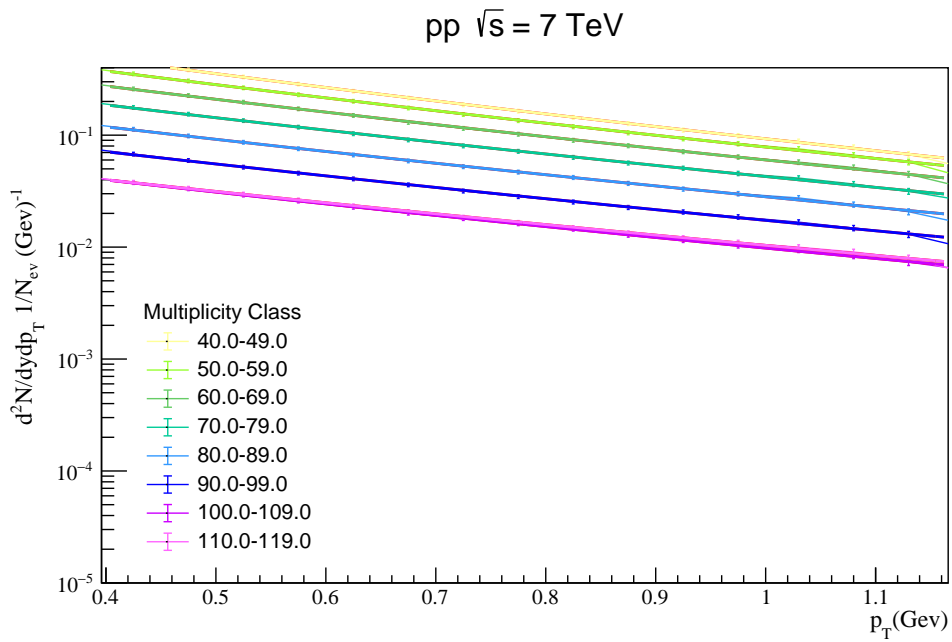


Figura 6.3: Distribuciones de momento transverso para protón a 7 TeV

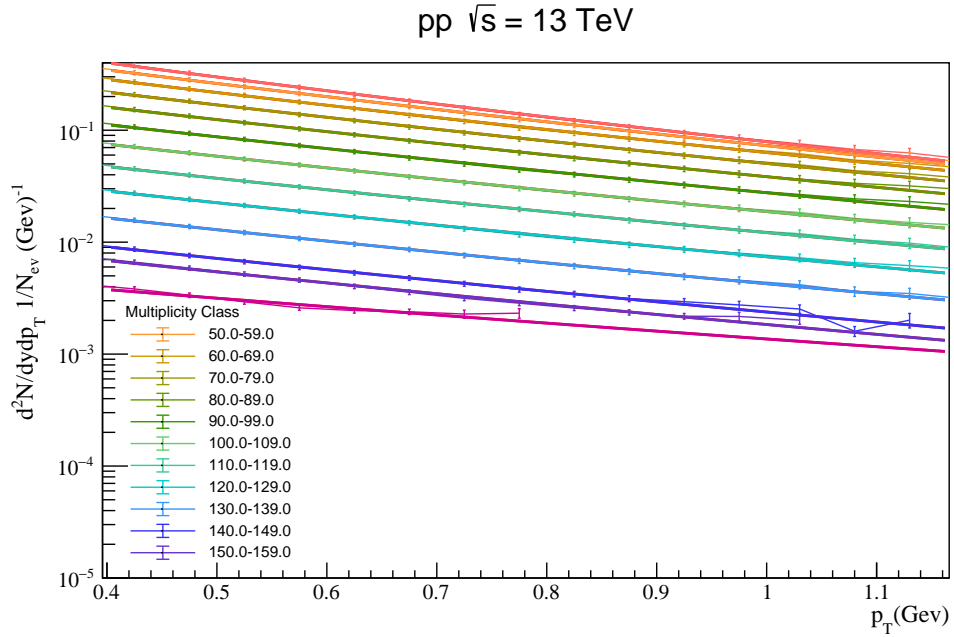


Figura 6.4: Distribuciones de momento transverso para protón a 13 TeV

El resultado anterior nos permitirá realizar el cálculo del factor de supresión de color $F(\zeta^t)$ al sustituir los valores de los parámetros encontrados en la ecuación 4.19, además de mostrar las regiones donde el modelo no es capaz de reproducir los resultados obtenidos por los experimentos.

\sqrt{s} (TeV)	$F(\zeta^t)$
13	0.725553409
7	0.763683588
2.76	0.811749464
0.9	0.855821043

 Tabla 6.1: Valores del factor de reducción de color para colisiones pp

Con las distribuciones de momento transverso, definimos nuestra región del estado diluido y usando sólo los datos, realizamos las razones, de manera similar al factor de modificación nuclear, y de esta manera obtenemos dos tipos de regiones. La primera contempla la región del estado diluido tomando las dos más altas multiplicidades sobre aquellas dos mínimas, de manera individual, donde el modelo no se comporta bien. Para comparar este resultado, consideramos las mismas dos altas multiplicidades, pero haciendo la razón entre el minimum bias que nos da como resultado una curva. Por simplicidad, escribiremos las multiplicidades por su número de tracks.

\sqrt{s} (TeV)	Tracks máximos	Tracks mínimos
13	172-183	7-50
7	120-131	7-40
2.76	86-98	7-28
0.9	63-75	7-16

Tabla 6.2: Región del estado diluido

Utilizando los tracks mostrados en la tabla anterior, realizamos las gráficas de las razones de las regiones del estado diluido comparando con el resultado de las razones del minimum bias.

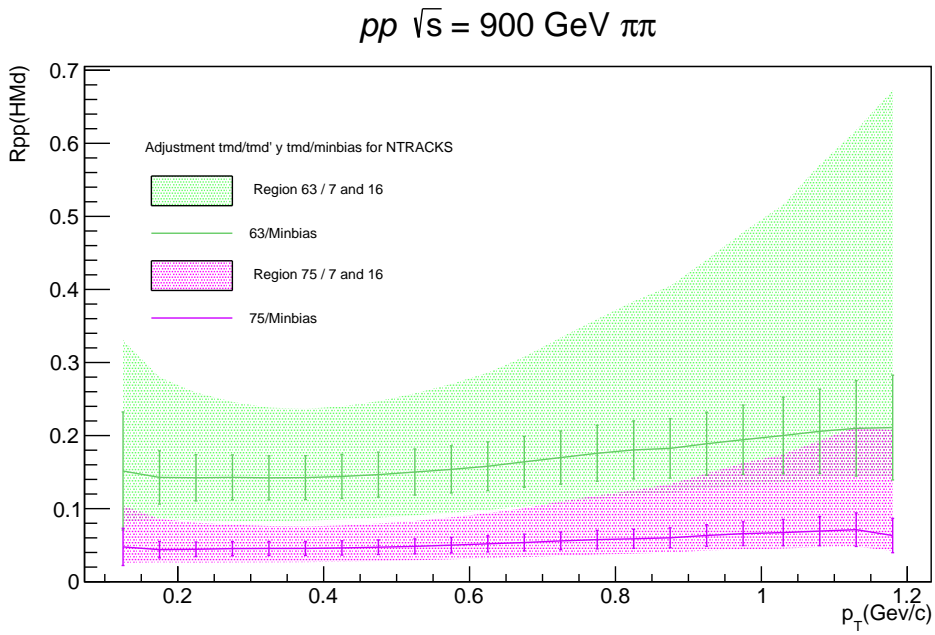


Figura 6.5: Regiones del estado diluido y minimum bias para protón a 900 GeV

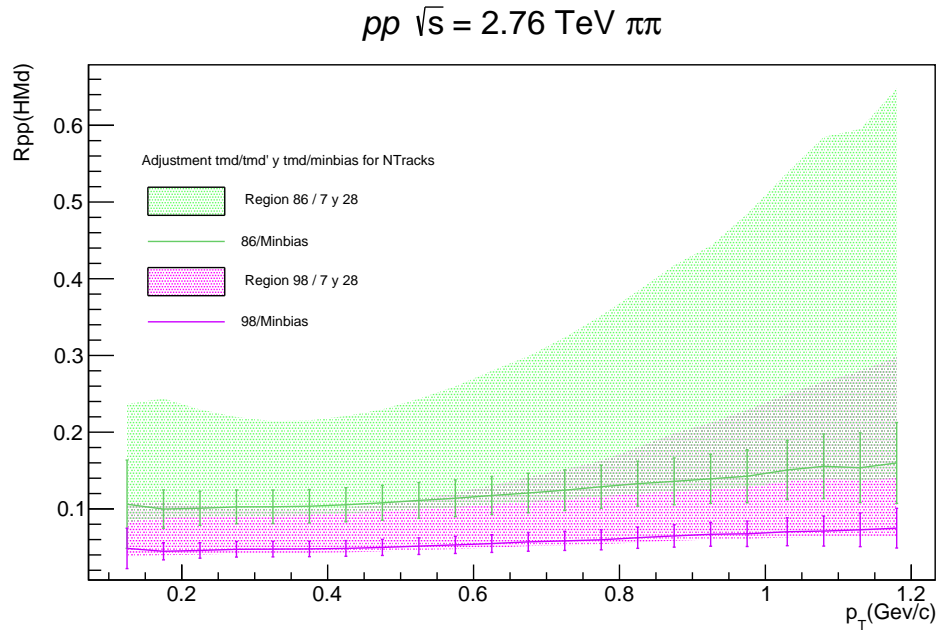


Figura 6.6: Regiones del estado diluido y minimum bias para protón a 2.76 TeV

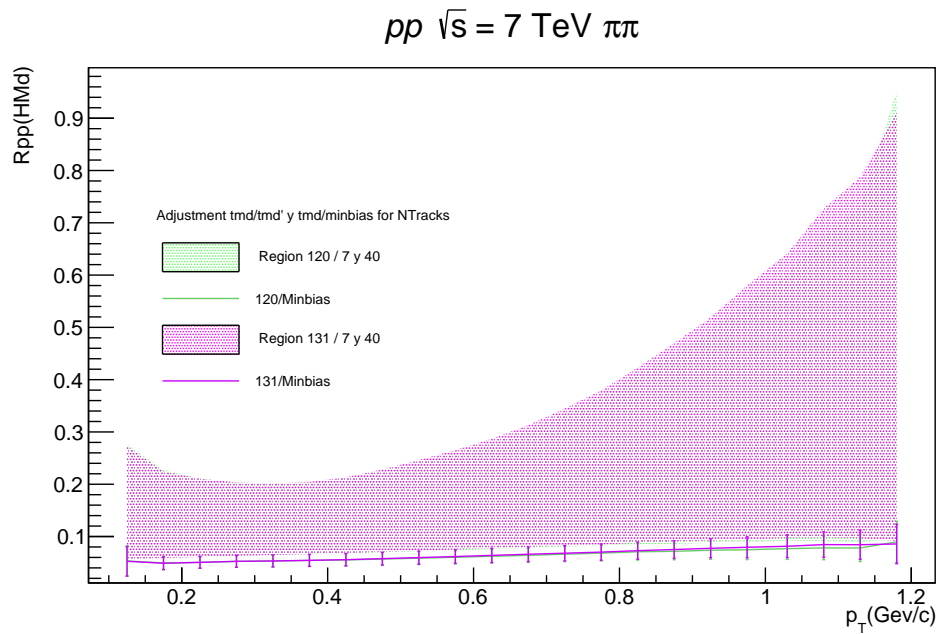


Figura 6.7: Regiones del estado diluido y minimum bias para protón a 7 TeV

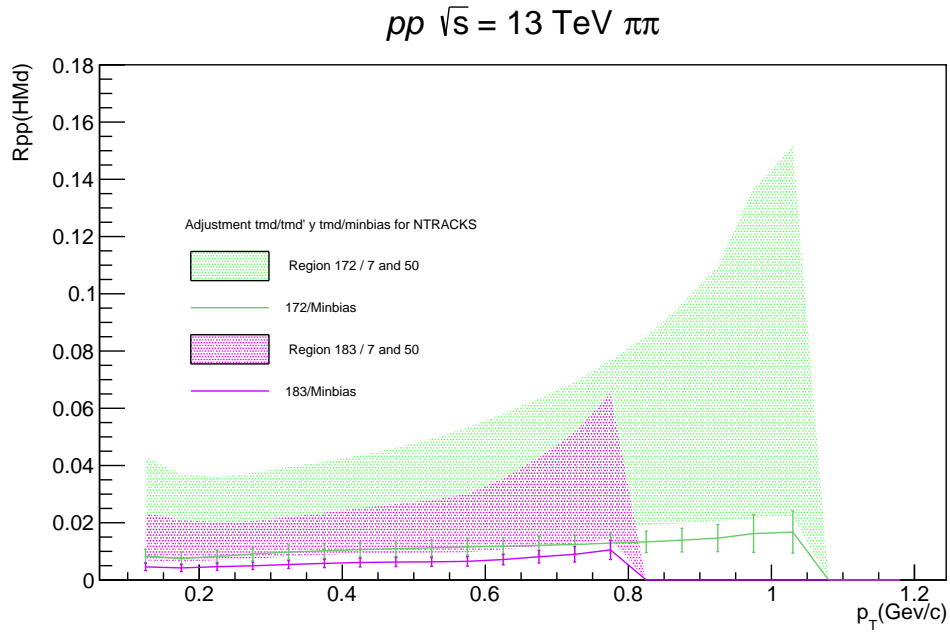


Figura 6.8: Regiones del estado diluido y minimum bias para protón a 13 TeV

Después de realizar el cálculo del factor de supresión de color $F(\zeta_{HM})$, es posible obtener del número de cuerdas por track o clase de multiplicidad y minimum bias para cada energía aplicando las ecuaciones 4.3, 4.4 y 4.6 respectivamente. Para realizar la comparación con lo que predice el modelo de percolación de cuerdas, dividimos los datos entre en número de cuerdas por track o clase de multiplicidad, y minimum bias. Posteriormente realizamos un procedimiento similar a las razones anteriores ahora considerando el número de cuerdas.

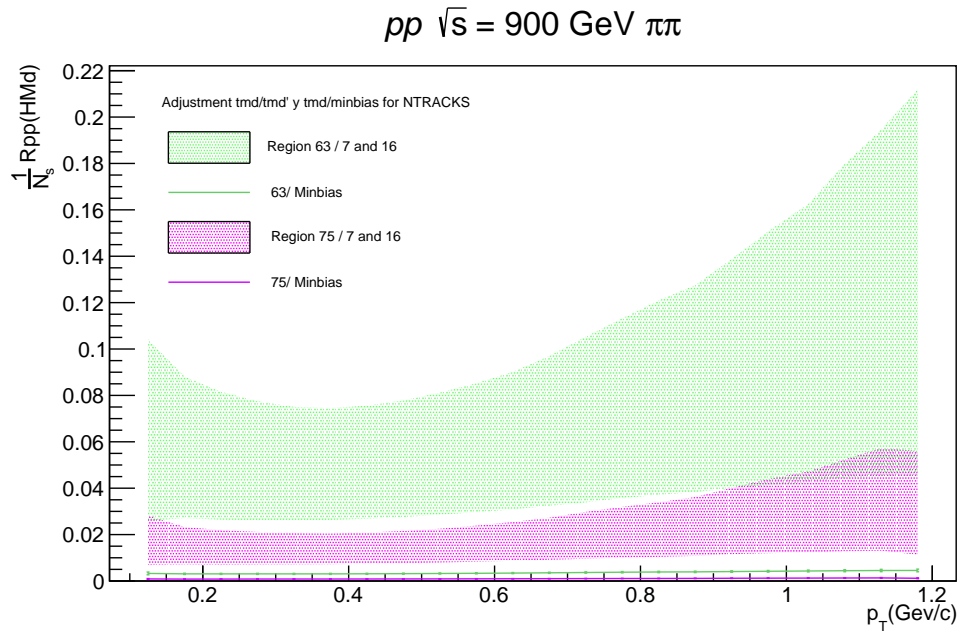


Figura 6.9: Regiones del estado diluido y minimum bias para protón a 900 GeV considerando el número de cuerdas

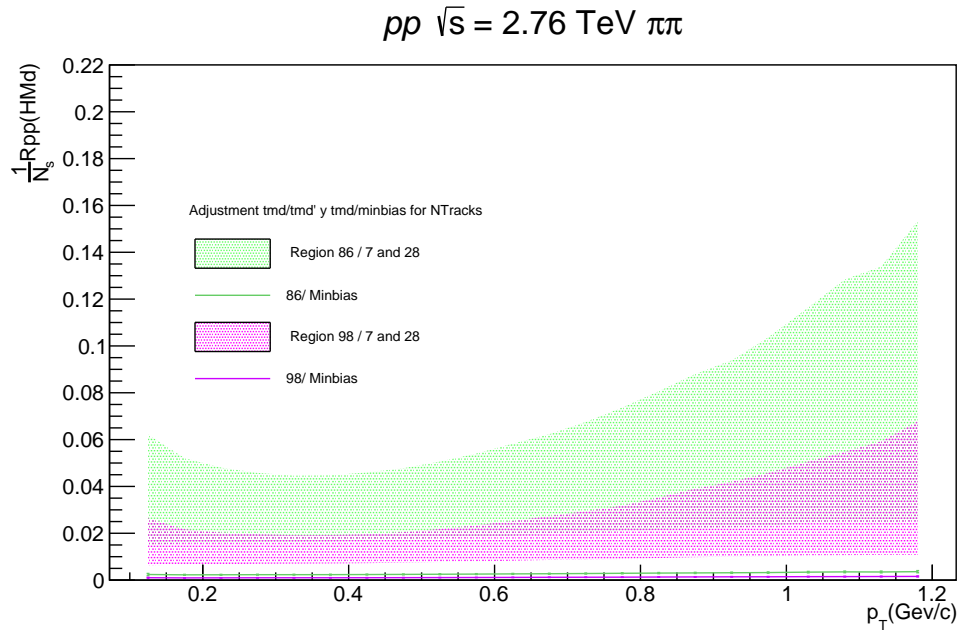


Figura 6.10: Regiones del estado diluido y minimum bias para protón a 2.76 TeV considerando el número de cuerdas

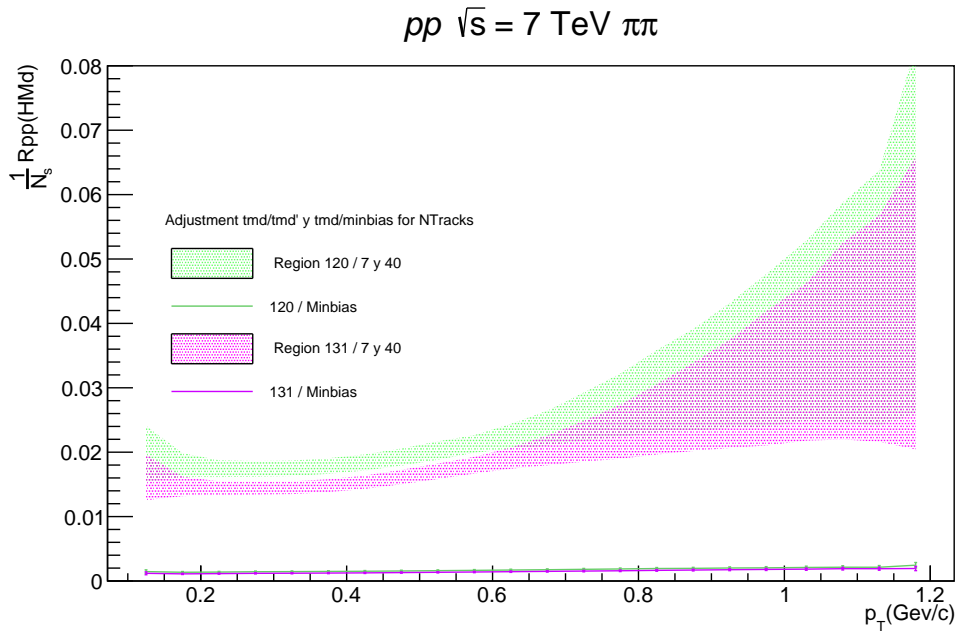


Figura 6.11: Regiones del estado diluido y minimum bias para protón a 7 TeV considerando el número de cuerdas

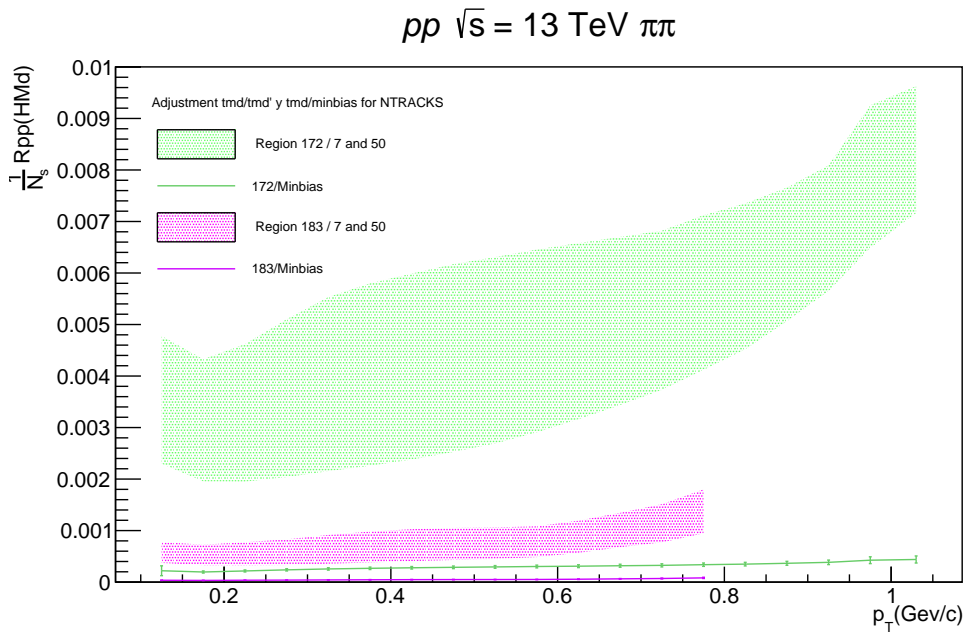


Figura 6.12: Regiones del estado diluido y minimum bias para protón a 13 TeV considerando el número de cuerdas

Conclusión

Se define el umbral del estado diluido que se encuentra por arriba de la region del gas de hadrones y que se propone como referencia para la medición del factor de modificación de los eventos de alta multiplicidad respecto a este estado diluido en colisiones pp. Se observa que este factor de modificación obtenido presenta una supresión para los eventos de alta multiplicidad con un comportamiento parecido al factor de modificación nuclear.

Bibliografía

- [1] DOMINGUEZ, D. AND CERN. (s. f.). Particles of the Standard Model of particle physics [Imagen]. The Standard Model. <https://home.cern/science/physics/standard-model>
- [2] P. SORENSEN, *Elliptic Flow: A Study of Space Momentum Correlations In Relativistic Nuclear Collisions* , DOI: 10.1142/9789814293297_0006.
- [3] VOGT, R. *The picture of a nucleus nucleus collision in the rest frame of the target nucleus* [Figura]. En Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions (Elsevier B.V. ed., p. 118).
- [4] M. GELL-MANN, *A SCHEMATIC MODEL OF BARYONS AND MESONS*, doi:10.1016/S0031-9163(64)92001-3.
- [5] O. W. GREENBERG, 1964 Phys. Rev Lett 13 598.
- [6] M. Y. HAN y Y. NAMBU, 1965 Phys. Rev 139 8100
- [7] H. FRITZSCH , M. GELL-MANN y M. LEUTWYLER, Phys. Lett. B47 (1973) 365-368
- [8] F. HALZEN, A. D. MARTIN, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, 1984, Wiley, New York.
- [9] R. J. GLAUBE y G. MATTHIAE, Nucl. Phys. B 21 (1970) 135; R. J. Glauber, [arXiv:nucl-th/0604021].
- [10] J. C. COLLINS y M. J. PERRY, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1353; J. Hofmann, H. Stöcker, W. Scheid y W. Greiner , *Report of the Workshop on BeV/nucleon Collisions of Heavy Ions: How and Why*, Bear Mountain, New York, 29 Nov - 1 Dec 1974 ; B. A. Freedman y L. D. McLerran, Phys. Rev. D 16 (1977) 1169.
- [11] E. V. SHURYAK, Phys. Lett. B 78 (1978) 150 [Sov. J. Nucl. Phys. 28 (1978) 408]
- [12] COMPACT STARS IN THE QCD PHASE DIAGRAM VI (COSMIC MATTER IN HEAVY-ION COLLISION LABORATORIES?). (2017, 26 septiembre). JINR (Indico). <https://indico.jinr.ru/event/299/>
- [13] K. RAJAGOPAL y F. Wilczek [arXiv:hep-ph/0011333].
- [14] M. ALFORD, P. JOTWANI, C. KOUVARIS, J. KUNDU y K. RAJAGOPAL, Phys. Rev. D 71 (2005) 114011 [arXiv:astro-ph/0411560].
- [15] J. D. BJORKEN, Phys. Rev. D 27 (1983) 140.
- [16] M. J. TANNENBAUM, Rept. Prog. Phys. 69 (2006) 2005
- [17] M. GYULASSY y L. McLerran, Nucl. Phys. A 750 (2005) 30
- [18] T. MATSUI y H. SATZ, (1986) *Phys. Lett. B* 178 416.

- [19] J. RAFELSKI y B. MUELLER, (1982) *Phys. Rev. Lett.* 48 1066
- [20] P. KOCH, B. MULLER y J. RAFELSKI, (1986) *Phys. Rep.* 142 167
- [21] CMS, V. KHACHATRYAN et al., *Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC* , JHEP 09 (2010) 091, arXiv:1009.4122 [hep-ex].
- [22] L. ADAMCZYK et al., *Effect of event selection on jetlike correlation measurement in d+Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV*, Phys. Lett. B743 (2015) 333–339. arXiv:1412.8437, doi:10.1016/j.physletb.2015.02.068.
- [23] ATLAS, G. AAD et al., *Observation of Long-Range Elliptic Azimuthal Anisotropies in $\sqrt{s} = 13$ and 2.76 TeV pp Collisions with the ATLAS Detector* , Phys. Rev. Lett. 116 (2016) no. 17, 172301, arXiv:1509.04776 [hep-ex].
- [24] C. LOIZIDES, *Experimental overview on small collision systems at the LHC* , Nucl. Phys. A956 (2016) 200–207, arXiv:1602.09138 [nucl-ex].
- [25] R. S. BHALERAO, N. BORGHINI and J. Y. OLLITRAULT, *Analysis of anisotropic flow with Lee-Yang zeroes*, Nucl. Phys. A727 (2003) 373–426, arXiv:nucl-th/0310016 [nucl-th].
- [26] J. Y. OLLITRAULT *Anisotropy as a signature of transverse collective flow*, Phys. Rev. D46 (1992) 229–245.
- [27] CMS, V. KHACHATRYAN et al., *Evidence for collectivity in pp collisions at the LHC* , Phys. Lett. B765 (2017) 193–220, arXiv:1606.06198 [nucl-ex].
- [28] R. D. WELLER and P. ROMATSCHKE, *One fluid to rule them all: viscous hydrodynamic description of event-by-event central p+p, p+Pb and Pb+Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV* , Phys. Lett. B774 (2017) 351–356, arXiv:1701.07145 [nucl-th].
- [29] M. GYULASSY, I. VITEV, X. N. WANG and B. W. ZHANG, *Jet quenching and radiative energy loss in dense nuclear matter* , arXiv:nucl-th/0302077 [nucl-th].
- [30] E. NORBECK, K. AFAK and P. A. STEINBERG, *Hard-Scattering Results in Heavy-Ion Collisions at the LHC*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 64 (2014) 383–411.
- [31] ATLAS, G. AAD et al., *Measurement of long-range pseudorapidity correlations and azimuthal harmonics in $\sqrt{s} = 5.02$ TeV proton-lead collisions with the ATLAS detector* , Phys. Rev. C90 (2014) no. 4, 044906, arXiv:1409.1792 [hep-ex].
- [32] X. ZHANG and J. LIAO , *Jet Quenching and Its Azimuthal Anisotropy in AA and possibly High Multiplicity pA and dA Collisions*, arXiv:1311.5463 [nucl-th].
- [33] L. YI, *Study of Small Colliding Systems*, Nuclear Physics A 982 (2019) 85-91.
- [34] L. MCLERRAN and R. VENUGOPALAN, Phys. Rev. D 49 (1994) 2233-2241.
- [35] E. IANCU, A. LEONIDOV and L. MCLERRAN, Nucl. Phys. A 692 (2001) 583-645.
- [36] T. LAPPI and L. MCLERRAN, Nucl. Phys. A 772 (2006) 200-212.
- [37] N. ARMESTO, M. A. BRAUN, E. G. FERREIRO and C. PAJARES, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 3736-3738.
- [38] M. A. BRAUN, C. PAJARES and J. RANFT, Int. J. Mod. Phys. A 14 (1999) 2689-2704.
- [39] M. BRAUN and C. PAJARES, Eur. Phys. J. C 16 (2000) 349-359.

- [40] M. CAMPOSTRINI, A. DI GIACOMO and G. MUSSARDO, *Zeitschrift fur Physik C Particles and Fields* , 25 (1984) 173-177.
- [41] J. S. SCHWINGER, *Phys. Rev.* 128 (1962) 2425.
- [42] M. A. BRAUN, J. DIAS DE DEUS, A. S. HIRSCH, C. PAJARES, R. P. SCHARENBERG and B. K. SRIVASTAVA, arXiv:1501.01524 [nucl-th].
- [43] H. SATZ, *Lecture Notes in Physics* 841 (2012) 52-56.
- [44] M. L. MILLER, K. REYGERS, S. J. SANDERS and P. STEINBERG, arXiv:nucl-ex/0701025.
- [45] I. BAUTISTA, J. G. MILHANO, C. PAJARES and J. DIAS DE DEUS, *Phys. Lett. B* 715 230 (2012).
- [46] I. J. ADAMS et al. (STAR Collaboration) *Nucl. Phys. A* 757 (2005) 102 [arXiv:nucl-ex/0501009]
- [47] S. S. ADLER et al. (PHENIX Collaboration), *Phys. Rev. C* 75 (2007) 024909.
- [48] A. ADARE et al, (PHENIX Collaboration) 2008 arXiv:0801.0220
- [49] J. ADAMS et all (STAR Collaboration) 2003 *Phys. Rev. Lett* 91 072304
- [50] CMS COLLABORATION, 2012 arXiv:1207.4724v2
- [51] CMS COLLABORATION, 2017 arXiv:1706.10194v2