



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Estudio de fluctuaciones globales de temperatura en
colisiones pp y pPb a energías del LHC

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Fernando Enrique Neri Huerta

Asesorado por

Dra. Iraís Bautista Guzmán

Dr. Enrique Varela Carlos

Puebla Pue.
Junio de 2021



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Estudio de fluctuaciones globales de temperatura en
colisiones pp y pPb a energías del LHC

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Fernando Enrique Neri Huerta

Asesorado por

Dra. Iraís Bautista Guzmán

Dr. Enrique Varela Carlos

Puebla Pue.
Junio de 2021

Título: Estudio de fluctuaciones globales de temperatura en colisiones pp y pPb a energías del LHC

Estudiante: FERNANDO ENRIQUE NERI HUERTA

COMITÉ

Dra. María Isabel Pedraza Morales
Presidente

Dr. Héctor Novales Sánchez
Secretario

Dra. Ana Aurelia Avilez López
Vocal

Dra. Iraís Bautista Guzmán
Asesor

Dr. Enrique Varela Carlos
Co-Asesor

Agradecimientos

En primer lugar, a mis padres Laura y Enrique, por su infinito apoyo y todo lo que me han enseñado.

A todos aquellos amigos y compañeros en estos años, por su apoyo y compañía en este trayecto de hacer preguntas, tratar de buscar respuestas y volver a hacer preguntas.

A los profesores que me mostraron en su enseñar, el camino que quiero seguir.

A la doctora Iraís, por su gran guía y apoyo.

Índice general

Resumen	IX
Introducción	XI
1. Marco teórico	1
1.1. Modelo Estándar	1
1.1.1. Fermiones	2
1.1.2. Bosones	2
1.2. Cromodinámica Cuántica	3
1.2.1. Libertad asintótica y confinamiento	5
1.2.2. Constante de acoplamiento	5
2. Colisión de Iones pesados	7
2.1. Colisiones Relativistas	7
2.2. Modelo Estandar de colisiones de Iones Pesados	9
2.3. Sistemas pequeños	10
3. Modelo SMP	13
3.1. Teoría de la Percolación	13
3.2. Percolación de Cuerdas	14
3.2.1. Termodinámica	16
4. Fluctuaciones de temperatura globales	17
4.1. Distribucion Tsallis	17
4.2. Análisis	19
4.2.1. Comparación Tsallis	23
4.2.2. Razón de la temperatura SMP/Tsallis	27
Bibliografía	31

Resumen

Se presenta un estudio de las fluctuaciones de temperatura globales en función de la multiplicidad promedio mediante distribuciones de momento trasverso a escalas de energías del Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés) de la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN, por sus siglas en francés), en las colisiones protón-protón (pp) y de protón-plomo (pPb).

El análisis se presenta bajo el Modelo de Percolación de Cuerdas de color, como una propuesta para las fluctuaciones de momento trasverso y es comparado con las distribuciones Tsallis, dado la exitosa representación con la cual recrean los espectros de momento trasverso para hadrones en colisiones pp [1].

Los resultados expuestos están basados en los datos experimentales a las energías de centro de masa (\sqrt{s}) a 0.9, 2.76, 7 y 13 TeV, para colisiones pp ; y 5.02 TeV para pPb .

Introducción

La materia ordinaria que nos rodea y con la que interactuamos diariamente esta formada de átomos que a su vez están constituidos de electrones que rodean el núcleo que consiste en protones y neutrones, y que mantienen confinados (en las condiciones físicas en las que vivimos) a sus constituyentes: quarks y gluones. La Cromodinámica Cuántica (*Quantum chromodynamics*, QCD) es la teoría de la interacción fuerte y expone que los quarks y gluones no son estados asintóticamente libres como ocurre en la mayoría de las teorías de campos, por lo contrario son estados confinados en estructuras compuestas denominadas hadrones, a este proceso se le conoce como el confinamiento, el cual es un problema abierto. En los años 70, se postuló que en condiciones de alta temperatura y/o densidad nuclear se podría llegar a un proceso de desconfinamiento de quarks y gluones, formando un compuesto denominado Plasma de Quarks y Glones (*Quark-gluon plasma*, QGP).

Se postula que este estado sucedió a escasos microsegundos después del *Big Bang*, cuando se encontraba en un espacio pequeño y conforme se expandió el Universo, al enfriarse se inicio el proceso de confinamiento y formación de hadrones, como lo son los protones y neutrones. Gracias a los grandes esfuerzos experimentales y teóricos que se han realizado en el área, los experimentos que en la actualidad estudian este estado: STAR y PHENIX en RHIC; así como ALICE, CMS, ATLAS y LHCb en el LHC han podido recrear las condiciones necesarias para generarlo y estudiar su caracterización en colisiones de alta densidad nuclear.

Recientemente se observó que incluso en las colisiones pp y pPb producen eventos con una alta producción de partículas, con características similares a las que se encuentran en las colisiones nucleares.

El estudio de las fluctuaciones de temperatura nos dan información sobre la termalización del sistema y la existencia o no de una transición de fase; además de que las fluctuaciones de temperatura en las colisiones pp mantienen información sobre las fluctuaciones presentes en el estado inicial y nos ayudan a entender y describir la existencia de transiciones de fase en materia donde de que se produce en los sistemas creados.

En los experimentos de colisión de partículas se intenta comprender las propiedades termodinámicas de los sistemas que interactúan fuertemente. Debido a la naturaleza de la colisión, el estado inmediatamente después de la colisión constituye un sistema de desequilibrio. Se conoce que las fluctuaciones en las condiciones iniciales conducen a estructuras específicas en los espectros hadrónicos finales.

La mayoría de estas son fluctuaciones de densidad numérica, aunque se sabe que los puntos calientes y fríos surgen en el fluido en rotación, las fluctuaciones de temperatura son difíciles de estudiar experimentalmente; esto ha llevado a que la mayoría de los esfuerzos se concentren solo en las fluctuaciones de densidad mientras se analiza la dinámica de fluidos del sistema.

De tal manera, en este trabajo se plantea realizar el estudio de la fluctuación de temperatura indirectamente sobre los eventos de alta multiplicidad en sistemas pequeños, bajo la Teoría de Percolación de Cuerdas y su comparación con el enfoque mecánico estadístico de la distribución Tsallis y estudiar su comportamiento respecto a dichas observables en colisiones nucleares, esto con el fin de caracterizar estos sistemas y explicar sus diferencias con el estado colectivo formado en colisiones nucleares.

Capítulo 1

Marco teórico

La física de campos y partículas es la rama de la física que estudia las componentes y las interacciones fundamentales de la materia. Existen cuatro interacciones fundamentales en el universo: la interacción fuerte, la interacción débil, electromagnética y la gravitacional. Actúan a diferentes alcances, y diferentes magnitudes.

La fuerza gravitacional es la más débil pero tiene un alcance infinito; la electromagnética también tiene alcance infinito pero más fuerte que la gravitacional. La interacción débil al igual que la fuerte tiene alcances pequeños, y solo actúan al nivel de las partículas subatómicas; estas dos son mucho más grandes en magnitud que la electromagnética. Así, la interacción fuerte la más grande en magnitud.

1.1. Modelo Estándar

El Modelo Estándar es una teoría física desarrollada en los años 70, basada en simetrías y la unificación, del comportamiento e interacción de tres de las fuerzas fundamentales de la materia, mediante el intercambio de los correspondientes campos vectoriales de spin 1. Describe las interacciones fuerte, electromagnética, y débil mediante la teoría cuántica de campos [2].

Es una teoría de tipo gauge basada en simetrías locales del grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde los subíndices denotan *color*, *left-handed chirality* y *weak hypercharge*, respectivamente. El grupo gauge determina las interacciones y el número de mediadores de ellas, asociados a los generadores de grupo, con lo cual se tienen:

- 8 gluones sin masa correspondientes a los 8 generadores de $SU(3)_C$, median la interacción de la fuerza fuerte.
- 3 bosones gauge masivos (W^\pm, Z), asociados a los generadores de $SU(2)_L$
- 1 bosón gauge sin masa (γ), asociado a $U(1)_Y$.

En el Modelo Estándar, las interacciones de la fuerza débil y electromagnetismo están unificadas en la teoría electrodébil [3], [4], del grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, y dado que no hay mezcla con el sector $SU(3)_C$ y su simetría no esta rota, el estudio de la teoría electrodébil puede ser independiente de la teoría de las interacciones fuertes (Cromodinámica Cuántica).

El Modelo Estándar se construye inicialmente con bosones gauge y fermiones no masivos, los términos de masas son teóricamente generadas, por la ruptura espontánea de la simetría local gauge, a través de un mecanismo descubierto en 1964 por P.W. Higgs, F. Englert, R. Brout, y G.S. Guralnik, C.R. Hagen, T.W.B. Kibble, denominado “Mecanismo de Higgs” [5].

Toda la materia que nos rodea esta formada por partículas elementales, son clasificadas en dos tipos, según la estadística que obedezcan: fermiones o bosones [6].

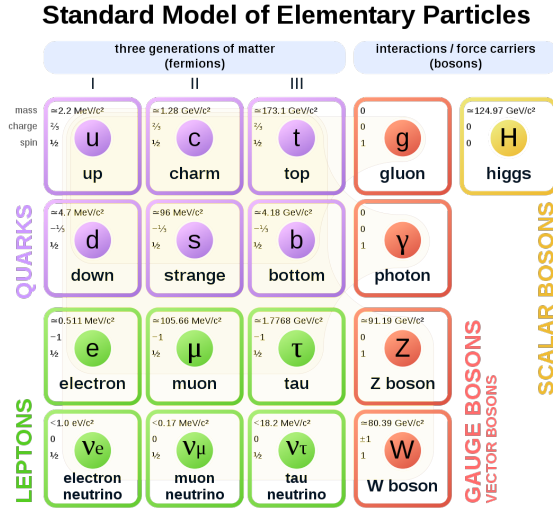


Figura 1.1: Partículas elementales del Modelo Estándar [8]

1.1.1. Fermiones

Los fermiones son partículas de spin semientero, que obedecen la estadística Fermi-Dirac, el contenido de materia fermiónica consiste en tres familias de quarks y tres de leptones, que se diferencian solo por el valor de la masa. Estas familias se describen en la Tabla 1.1.

Fermiones	1 ^{era} Generación	2 ^{da} Generación	3 ^{era} Generación
Quarks:	u (up), d (down),	c (charm), s (strange),	t (top), b (bottom),
Leptones:	ν_e (neutrino electrónico), e (electrón),	ν_μ (muon muónico), μ (muón),	ν_τ (neutrino tauónico) τ (tau).

Tabla 1.1: Familias de quarks y leptones [2].

Los quarks se distinguen por participar en todas las interacciones, electromagnética, débil, fuerte, y gravitatoria; y los leptones por no poseer carga de color, no interactúan con la fuerza fuerte. Las partículas más ligeras y estables constituyen a la primera generación, las más pesadas e inestables conforman la segunda y tercera. La materia estable del universo esta compuesta por partículas que pertenecen a la primera generación [7].

1.1.2. Bosones

Los bosones son partículas de spin entero, que obedecen la estadística Bose-Einstein. Son las partículas mediadoras de las interacciones de acuerdo al intercambio en la correspondiente interacción, además de que cuantizan el respectivo campo, se dividen en los bosones gauge (vectoriales) y bosones escalares (Bosón de Higgs) [5]. Sus características se describen en la Tabla 1.2.

Boson	Masa (GeV)	Tiempo de vida (s)	Carga (e)
γ (fotón)	$< 2 \times 10^{25}$	∞	0
W_{\pm}	$80,396 \pm 0,061$	$(3,195 \pm 0,077) \times 10^{-25}$	± 1
Z	$91,187 \pm 0,007$	$(2,643 \pm 0,007) \times 10^{-25}$	0
g (8 gluones)	0	∞	0

Tabla 1.2: Bosones en en el Modelo Estándar. [2].

1.2. Cromodinámica Cuántica

La interacción fuerte, que une quarks y gluones dentro de los hadrones, es la más fuerte de las cuatro fuerzas fundamentales de la naturaleza que conocemos actualmente. Es aproximadamente 100 veces más fuerte que la fuerza electromagnética y un factor de 10^{14} más fuerte que la interacción débil. Sin embargo, la fuerza fuerte, así como la interacción débil, solo actúa a distancias subatómicas. Esta presente en la existencia de núcleos atómicos, su composición y sus masas, limitándose a energías y temperaturas por debajo de 1 MeV o 10^8 K. La fuerza fuerte además de determinar la unión de quarks y gluones dentro de los hadrones, también determina la unión de los protones y neutrones dentro de los núcleos atómicos. Los hadrones como los protones y los neutrones, son responsables de más del 99 % de la masa de toda la materia visible en nuestro universo y esas masas se generan principalmente por la unión de los quarks dentro de los hadrones, más que por las masas propias de los quarks [9].

La Cromodinámica cuántica (QCD), es la teoría gauge de la interacción fuerte basada en el grupo de simetría $SU(3)_C$, donde C , denota un nuevo grado de libertad llamado *color*. Se remonta a 1964, cuando Murray Gell-Mann [10], e independientemente George Zweig, postularon la existencia de quarks. Es una teoría con base en lo conceptos de quarks con carga de color, interacción entre quarks de color resultantes del intercambio de campos de gluones y simetría gauge local.

1. Quarks: son componentes fundamentales de la materia con spin semientero, con las propiedades que se muestran en la tabla 1.3.

Generación	Quark	Carga Q/e	Carga de color	Constituent Mass (MeV)	Current Mass (GeV)
I	up	2 / 3	3	~ 350	0.015-0.003
	down	-1 / 3	3	~ 350	0.035-0.006
II	charm	2 / 3	3	~ 1800	$1,27_{-01}^{+0,07}$
	strange	-1 / 3	3	~ 550	$0,105_{-0015}^{+0,025}$
III	top	2 / 3	3	$\sim 170 \times 10^3$	$171.2 \pm 1.1 \pm 1.2$
	bottom	-1 / 3	3	$\sim 4 \times 10^3$	$4,2_{-0,07}^{+0,17}$

Tabla 1.3: Quarks en en el Modelo Estándar [11].

Experimentalmente la no observación de quarks en forma aislada se expresa en la teoría postulando el *confinamiento de color*. Los quarks se agrupan de forma física como partículas de *color neutro*, es decir que los constituyentes suman las tres cargas de color (hadrones: protones, neutrones, etc.), o se anulan con un color y su anticolor (mesones: pión, kaón, etcétera).

2. Gluones: son los mediadores de la fuerza fuerte, son bosones vectoriales no masivos, con dos polarizaciones, que interactúan consigo mismos además de existen 8 tipos de gluones diferentes.

3. Simetría gauge local: Implica la invariancia del lagrangiano bajo un grupo continuo de transformaciones locales. El grupo de gauge correspondiente en QCD es SU(3) [12].

Se asume que cada campo de quark $q(x)$, ($q = u, d, c, s, t, b$) tiene tres grados de libertad de color:

$$q(x) = \begin{pmatrix} q_1(x) \\ q_2(x) \\ q_3(x) \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

La transformación de los campos de quarks bajo SU(3)_C, se da bajo transformaciones locales dadas por:

$$q(x) \rightarrow q'(x) = U(\underline{\theta}(x))q(x) \quad (1.2)$$

Con:

$$U(\underline{\theta}(x)) = \exp\left(i \sum_{a=1}^8 \theta_a(x) L_a\right) \quad (1.3)$$

donde $L_a = \lambda_a/2$, son los generadores de SU(3)_C.

Donde λ_a , son las matrices Gell-Mann 3×3 de traza nula, hermitianas, dadas por:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & -i & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Con las constantes de estructura del grupo f_{abc} :

$$f_{abc} = -\frac{i}{4} \text{Tr}([\lambda_a, \lambda_b] \lambda_c) \quad (1.5)$$

Con g_s , la constante de acoplamiento y $G_a^{\mu\nu}$, son los tensores gluónicos que resultan de los campos G_a^ν :

$$G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu - g_s f_{abc} G_b^\mu G_c^\nu \quad (1.6)$$

La lagrangiana de QCD, [2], [11] es:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_f \bar{\psi}_{j(f)} \left(i (\gamma^\mu D_\mu)_{jk} - m_f \delta_{jk} \right) \psi_{k(f)} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.7)$$

Donde D_μ , es la derivada covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s G_\mu^a L_a \quad (1.8)$$

Los gluones transportan la carga de color y auto interactúan por acoplamientos trilineales y cuadrilineales por el término cinético, otorgándole una propiedad muy importante de QCD, la libertad asintótica.

1.2.1. Libertad asintótica y confinamiento

La restricción de la fuerza fuerte a distancias subatómicas es consecuencia de dos rasgos, la *libertad asintótica* y el *confinamiento de color*. El confinamiento es un requisito necesario para explicar el hecho de que nunca se han observado quarks aislados en ningún experimento, aunque los argumentos de simetría y los experimentos de dispersión en la década de 1960 establecieron quarks, con $-1/3$ o $+2/3$ de unidades de carga eléctrica y el número cuántico, “carga de color”, como los constituyentes básicos de los hadrones [9]. En la interacción entre quarks, la fuerza entre ellos se vuelve pequeña entre más cerca se encuentren, esta es la libertad asintótica, a distancias pequeñas o escalas de momento grandes, los quarks son asintóticamente libres. Este fenómeno implica que en dispersiones de altas energías, los quarks se mueven dentro de los hadrones esencialmente como partículas libres, que no interactúan.

Sin embargo, a distancias grandes, la fuerza entre los quarks llega a ser tan grande que impide que sean separados; esto es conocido como el confinamiento de color. La intensidad de la interacción esta determinada por la constante de acoplamiento. En QCD, la constante es variable (es variable en teorías cuánticas de campo), decreciendo a altas energías y creciente a distancias menores, por la naturaleza no abeliana del grupo de simetría. Esto último, implica la imposibilidad de estudio perturbativo de la teoría a bajas energías [13].

Por lo tanto se distinguen dos enfoques de análisis; dado que los quarks interactúan débilmente a altas energías, los cálculos en teoría de perturbaciones son útiles en esta escala; sin embargo, el confinamiento de quarks y gluones dentro de los hadrones es un fenómeno que se da a bajas energías, por lo que su estudio implica herramientas de QCD no perturbativa. Un modo para resolver ésto es la discretización del espacio-tiempo para reducir los infinitos grados de libertad a un número finito. A esto se le conoce como Lattice QCD [11]. A su vez, otros modelos pueden ser utilizados para describir éste enfoque, como el modelo de Hidrodinámica, y el Modelo de percolación de cuerdas de color (SPM), el cual se describe posteriormente.

1.2.2. Constante de acoplamiento

Además de las masas de los quarks, el único parámetro libre del lagrangiano de QCD es la constante de acoplamiento α_s .

La constante de acoplamiento en sí misma no es una observable física, sino más bien una cantidad definida en el contexto de la teoría de la perturbación, que entra en predicciones para observables experimentalmente medibles y que varía con la escala de energía. Se muestra en la siguiente imagen el resumen de mediciones para la constante a distintas energías y el ajuste correspondiente 1.2.

En QCD, aparecen pares virtuales quark-antiquark, que tienden a apantallar la carga de color, sin embargo, las partículas portadoras de la fuerza, los gluones, tienen carga de color. Cada gluon lleva una carga del color y una carga de anti-color diferente. El efecto neto de la polarización de gluones virtuales en el vacío no es apantallar el campo, sino aumentarlo y afectar su color. Acercarse a un quark disminuye el efecto del no pantallamiento de los gluones virtuales circundantes; por lo tanto, la contribución de este efecto es debilitar la carga de color de un quark con una disminución de distancia.

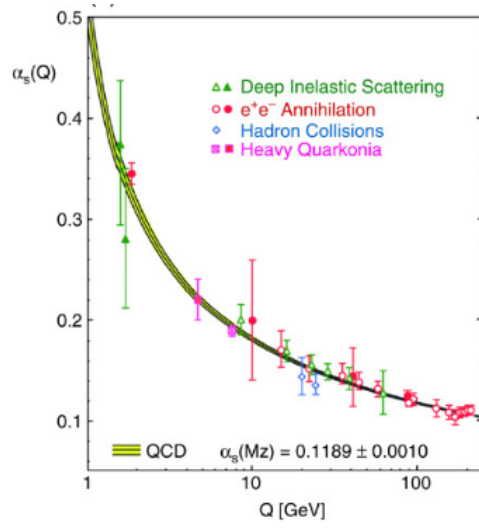


Figura 1.2: Resumen de mediciones de α_s en función de la escala de energía [9].

Capítulo 2

Colisión de Íones pesados

La física nuclear es el estudio de la materia nuclear a temperatura cero y densidades del orden de los núcleos atómicos. Las densidades observadas en el universo varían en órdenes de magnitud, desde 10^{-6} nucleones/cm³ en promedio en el Universo, a 10^{38} nucleones/cm³ dentro del núcleo de una estrella de neutrones. A condiciones de alta densidad y temperatura, los hadrones individuales pierden su frontera y la materia se describe mejor en términos de sus componentes: quarks y gluones, comúnmente llamados plasma de quarks-gluones (QGP).

En 1979, Leonard Susskind [14] estudió el confinamiento de quarks a temperatura finita en lattice QCD y descubrió que el confinamiento es estrictamente un fenómeno de baja temperatura. Una transición a una fase similar al plasma ocurre a altas temperaturas.

Históricamente, T.D. Lee, en colaboración con G.C. Wick, fueron los primeros que especularon sobre un estado nuclear anormal en el que la masa del nucleón es cero o cerca de cero en un volumen extendido y no cero fuera del volumen [14],[15]. También sugirieron que una forma eficaz de buscar estos nuevos objetos fue a través de colisiones de iones pesados de alta energía.

Las colisiones relativistas de iones pesados son una herramienta única para crear y estudiar materia QCD caliente y su transición de fase en condiciones controladas. Como en el universo temprano, se crea un sistema denso y caliente en una colisión de iones pesados, que se expande y se enfría. Durante esta evolución, el sistema sondea un rango de energía densidades y temperaturas y posiblemente diferentes fases. Siempre que los quarks y los gluones experimentan múltiples interacciones, el sistema se termaliza y formará el QGP que posteriormente sufre una expansión colectiva y eventualmente se vuelve tan diluida que hadroniza. A esta expansión colectiva se le llama flujo.

El análisis de las colisiones de iones que se mueven a velocidades cercanas a las de la velocidad de la luz, implica el estudio de la cinemática del sistema en el límite relativista; se hace uso de las unidades naturales ($c = 1 = \hbar$).

2.1. Colisiones Relativistas

Para la descripción de una colisión relativista a altas energías es necesario introducir las variables cinemáticas que la caracterizan, para ello se usa el formalismo de relatividad especial; que obedece el principio de equivalencia: los procesos físicos son los mismos en marcos inerciales.

El cuadvectores de posición tiene como entradas x^μ donde $\mu = (0, 1, 2, 3)$ con x^0 la coordenada temporal y (x^1, x^2, x^3) , las coordenadas espaciales cartesianas ordinarias. Las componentes del vector espacial \vec{x} , son x^j con $j = 1, 2, 3$ y se pueden reescribir agrupando dos de las componentes en (x_T, z) , donde $x_T = \sqrt{(x^1)^2 + (x^2)^2}$ representa la coordenada espacial transversa al eje $x^3 = z$. Las componentes del cuadvectores de momento son $(E/c, p_T, p_z)$, donde E es la energía de la partícula y $p_T = \sqrt{(p^1)^2 + (p^2)^2}$ es el momento transverso y $p_z = p^3$ el momento longitudinal.

CAPÍTULO 2. COLISIÓN DE IONES PESADOS

2.1. COLISIONES RELATIVISTAS

El producto interno del cuadriespacio se define a través de la métrica plana de Minkowsky $g = (g^{\mu\nu})$, como:

$$g_{i\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

De esta forma, el producto de cuadvectores se puede calcular:

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = g_{\mu\nu} A^\mu B^\nu = A^0 B^0 - \vec{A} \cdot \vec{B} \quad (2.1)$$

Para el caso especial del cuadrivector de una partícula de masa m se tiene:

$$\mathbf{p}^2 = \mathbf{p} \cdot \mathbf{p} = E^2 - |\vec{p}|^2 = m^2 \quad (2.2)$$

La mayoría de los experimentos se realizan con un haz en un objetivo fijo (marco de laboratorio) o en un colisionador. Usamos el sistema de referencia del centro de masa (E^*, p_T^*, p_z^*)

$$\begin{pmatrix} E^* \\ p_T^* \\ p_z^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_T \\ p_z \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Solo la energía y el momento longitudinal, son afectados por la transformación de Lorentz de modo que $p_T^* = p_T$ es una cantidad invariante. La velocidad de la partícula se denota por β de modo que $\vec{\beta} = \vec{p}/E$. Al transformar los momentos del proyectil y el objetivo del laboratorio al marco del centro de masa, la partícula solo tiene una velocidad longitudinal y podemos escribir $\beta = p_z/E$. El factor γ , está relacionado con la velocidad por $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, de modo que, después de sustituir β , tenemos $\gamma = E/\sqrt{E^2 - p_z^2} = E/m$. Con β y γ como la velocidad y el factor de Lorentz del marco del laboratorio al marco del centro de masa, tenemos

$$\begin{aligned} E^* &= \gamma (E - \beta p_z) \\ p_z^* &= \gamma (p_z - \beta E) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Dos variables útiles en la descripción la cinemática de partículas son: la masa transversa m_T y la rapidez y .

La masa transversa está relacionada con la diferencia entre los cuadrados de la energía y el momento longitudinal, como:

$$m_T^2 = E^2 - p_z^2 = p_T^2 + m^2 \quad (2.5)$$

Su importancia radica en ser un invariante en este tipo de transformaciones. La rapidez (y) de una partícula se define en términos de su energía y momento longitudinal:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.6)$$

Con las funciones hiperbólicas se puede definir la energía y el momento transverso en término de la masa transversa y la rapidez:

$$\begin{aligned} E &= m_T \cosh y \\ p_z &= m_T \sinh y \end{aligned} \quad (2.7)$$

La rapidez se transforma directamente bajo los “boosts” de Lorentz, a comparación de las velocidades, como se observa:

$$y^* = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E^* + p_z^*}{E^* - p_z^*} \right) = y - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \quad (2.8)$$

CAPÍTULO 2. COLISIÓN DE IONES PESADOS
2.2. MODELO ESTANDAR DE COLISIONES DE IONES PESADOS

En la ecuación (2.6), aparece un límite cuando el momento de las partículas es muy alto en comparación con su masa ($p \gg m$), en este caso podemos relacionar la rapidez con la pseudorapidez: η y el ángulo de emisión, θ .

La pseudorapidez es una medida experimental más útil, especialmente si las partículas detectadas no son identificadas y sus masas son desconocidas.

El ángulo de emisión relativo al eje z viene dado por $\cos \theta = p_z/p$, [16]. De esta forma:

$$y \approx -\ln[\tan(\theta/2)] \equiv \eta \quad (2.9)$$

Dado que el momento y la posición de una partícula no son cantidades invariantes, se buscan cantidades que no dependan del marco de referencia. El primero de estos solo depende del estado inicial o final, mientras que los otros dos mezclan el estado inicial y final. Usamos la raíz cuadrada del primer invariante, denotada por \sqrt{s} , para definir la energía total del centro de masa en una colisión. El cálculo de \sqrt{s} es sencillo en dos casos especiales: en el marco del centro de masa y en un marco en el que la partícula objetivo, está en reposo, llamada marco objetivo. En general tendremos:

$$\begin{aligned} s &= (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 \\ &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \\ &= m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 \end{aligned} \quad (2.10)$$

En el marco de referencia del centro de masa $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{0}$, de modo que $\sqrt{s} = E_1 + E_2$. Mientras que en el marco objetivo $\vec{p}_2 = \vec{0}$, por lo que $s = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1m_2$. Se observa la relación entre la energía medida desde el sistema de referencia objetivo $E_1 = p_{lab}$ y la energía medida desde el centro de masa de la colisión. En el caso de colisiones pp :

$$\sqrt{s} = \sqrt{2m_p^2 + 2p_{lab}m_p} \simeq \sqrt{2p_{lab}m_p} \quad (2.11)$$

2.2. Modelo Estándar de colisiones de Iones Pesados

En 2001, los primeros resultados del programa RHIC indicaron que en las colisiones frontales Au + Au en 200 GeV por par de nucleones, la mayor parte de la energía se deposita en un medio cuya expansión está bien descrito hidrodinámicamente, es decir, como un fluido que fluye. La naturaleza hidrodinámica de la materia finalmente se cuantificó en términos de *shear viscosity*, que resulta aproximarse a la relación más pequeña posible conjeturada de viscosidad a densidad de entropía [$\eta/s \geq \hbar/(4\pi k_B) = 1/4\pi$] de cualquier fluido [17].

Esta materia nuclear tiene una temperatura inicial de orden de 350-400 MeV, o equivalentemente cuatro billones de Kelvin y como tal está compuesto de quarks y los gluones ya no unidos a hadrones de color neutro como los protones y neutrones. Las subsecuentes mediciones de colisiones de Pb + Pb en el LHC fueron de hasta 5.02 TeV por par de nucleones que mostraron fluidez similar con la materia a partir de una temperatura inicial más alta del orden de 400 a 600 MeV. En ambos casos, las colisiones Au + Au y Pb + Pb crean un QGP que se comporta como un casi fluido perfecto, esto es, un fluido con $\eta/s \sim 1/4\pi$. Así se ha desarrollado una teoría dentro del paradigma del *Big Bang*, *Little Bang*, como modelo estándar para la evolución temporal de las colisiones de iones pesados, con las siguientes fases:

1. Los núcleos altamente contraídos colisionan con un tiempo de recorrido muy corto ($\ll 1fm/c$). Predominantemente a través de interacciones de gluones en los núcleos, a menudo descritas en términos de campos de gluones, la energía se deposita en el medio recién creado. La distribución inicial de la energía depositada en el plano transversal perpendicular a la dirección del haz e inhomogénea se denomina condición inicial.
2. La materia está inicialmente fuera de equilibrio y se requiere algo de tiempo para que se equilibre. Durante este tiempo, la materia se expande casi a la velocidad de la luz en la

dirección longitudinal y comienza a expandirse radialmente en el plano transversal. Esto a menudo se conoce como el pre etapa de equilibrio.

3. Cuando la materia esta casi equilibrada, se modela mediante hidrodinámica viscosa utilizando una ecuación de estado a partir de cálculos de *Lattice QCD*.
4. El fluido se enfría a una temperatura correspondiente a la transición de cruce QGP $T \approx 170$ MeV (determinado por el punto de inflexión del bucle de Polyakov, aproximadamente equivalente a la transición confinamiento-desconfinamiento) y luego se divide en hadrones.
5. Los hadrones resultantes se dispersan, ambos de manera inelástica hasta lo que se llama congelación química y elásticamente, hasta la congelación cinética, momento en el que se les asigna su estado final.

Las simulaciones computacionales de un gran número de colisiones individuales sigue cada una de estas etapas hasta las predicciones de los hadrones finales que se miden experimentalmente. La materia producida en la colisión está sujeta a una enorme presión longitudinal, expandiéndose a casi la velocidad de la luz en esta dirección, destacando características como:

- Hay un patrón general de fuerte expansión radial hacia afuera con la mayor velocidad de volumen cerca de la periferia alcanzando el 75 por ciento de la velocidad de la luz.
- Los hadrones más pesados reciben un cambio de impulso más grande que se puede medir como una característica distintiva en la distribución del momento transversal de los hadrones en función de su masa.

El modelo estándar de colisiones $A + A$ actualmente está y probado con gran precisión. Este modelo describe una multitud de mediciones experimentales que incluyen los espectros de p_T , los coeficientes de flujo v_n , la distribución de fluctuaciones evento por evento en esos coeficientes de flujo, las correlaciones multipartículas denominadas acumulativas.

2.3. Sistemas pequeños

A principio de los 2000, nuevos estudios sobre física nuclear a alta temperatura se desarrollaron en base a observaciones en pequeños sistemas de colisión, incluyendo pp , $p + A$. Los sistemas pequeños mostraron muchas de las características del comportamiento colectivo que se encuentran en las colisiones de núcleos pesados atribuidas a la naturaleza líquida perfecta del plasma de quarks-gluones (QGP).

En los primeros años de la era de los colisionadores de iones pesados, los pequeños sistemas de colisión como $p(d, {}^3\text{He}) + A$ fueron consideradas medidas de control. Mediciones en colisiones $d + \text{Au}$ y $p + \text{Pb}$ en RHIC y el LHC han sido muy útiles, por ejemplo, para restringir las funciones de distribución de partones nucleares modificados que determinan las distribuciones iniciales de gluones que determinan la primera era de colisiones de iones pesados.

En 2010, la Colaboración CMS examinó las colisiones de ultra alta multiplicidad en las colisiones pp , y encontró que las partículas tenían un débil, aunque clara preferencia a emitirse a lo largo de un ángulo transversal ϕ común en todas las velocidades. Luego, en 2012, la toma de datos ppb , siguió rápidamente mediante un reanálisis de los datos de $d + \text{Au}$ en RHIC, reveló que la mayoría de las firmas para el flujo de hidrodinámica en colisiones $A + A$ también existían en estos sistemas más pequeños [17].

La información crucial sobre la colectividad se obtiene a través de la medición de dos o más correlaciones de partículas, a menudo parametrizadas a través del ángulo azimutal relativo $\Delta\phi$ de las partículas en el plano transversal, y su pseudorapidez longitudinal relativa $\Delta\eta$. Se reflejan características geométricas de la distribución de materia inicial común a todas las partículas producidas, que se extienden a largo rango en pseudorapidez a medida que la materia se expande

longitudinalmente. En el caso de Pb + Pb, las correlaciones de largo alcance dominan y originalmente se denominó *ridge*, alrededor de $\Delta\phi = 0$ y otra alrededor de $\Delta\phi = \pi$. En colisiones centrales, esta segunda característica se dividió en dos crestas cercanas $\Delta\phi = 2\pi/3$ y $4\pi/3$. Es una correlación de dos partículas en un pequeño ángulo azimutal θ 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:

$$\frac{d\eta}{d\phi} \propto 1 + \sum_n 2v_n(P_T) \cos[n(\phi - \Psi_n)] \quad (2.12)$$

Donde p_T es el momento transverso, 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.

Esto es más fácil de observar con el siguiente gráfico, se muestran las mismas correlaciones de dos partículas en colisiones de $p+$ Pb y pp en el LHC. Se observa *ridge* del lado cercano en ambos casos, aunque con una fuerza más débil, y también del lado externo más grande, a partir de la combinación de correlaciones de flujo y contribuciones de sin flujo. Estas características representan la primera evidencia de un comportamiento colectivo similar al flujo en un sistema pequeño: las colisiones pp de alta multiplicidad en el LHC exhiben *ridge* del *near side* de largo alcance en las correlaciones azimutales, muy similar a la observada en las colisiones A + A. Debido a la naturaleza inesperada de *ridge* como una firma de flujo en sistemas pequeños hubo especulaciones de posibles evidencias de nueva física en juego que no tienen nada que ver con la geometría inicial seguida por la expansión colectiva.

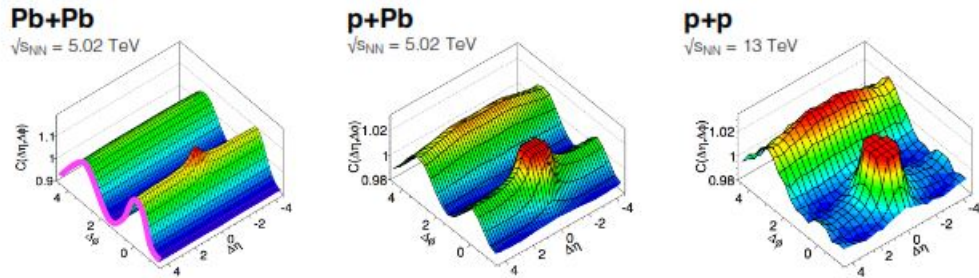


Figura 2.1: De izquierda a derecha: La correlación de dos partículas da como resultado la observación de *ridge* o pico para: (a) Pb + Pb, (b) $p+$ Pb y (c) pp colisiones en el LHC [17].

En 2012, las colisiones $p+$ Pb en $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV se ejecutaron por primera vez en el LHC, e inmediatamente todas las colaboraciones publicaron observaciones de flujo similares. Hasta la fecha, casi todas las observaciones en colisiones A + A que proporcionaron evidencia sólida para el modelo estándar de iones pesados plasma de quarks gluones como líquido casi perfecto ahora se han medido colisiones de tipo $p+$ Pb y $d+$ Au.

Capítulo 3

Modelo SMP

En los años 70, existía un interés en el comportamiento de materia a alta densidad y/o alta temperatura, dada la posibilidad de distribuir alta energía o alta densidad de nucleones en un gran volumen para restaurar temporalmente simetrías rotas del vacío físico creando estados densos anormales de materia nuclear [14]. Posteriormente, se señaló que la libertad asintótica en QCD implica la existencia de una materia de alta densidad, formado por quarks y gluones desconfiados. La fase termalizada de quarks y gluones se denominó Quark Gluon Plasma (QGP) [18].

En este ámbito, los esfuerzos experimentales para la observación de tal fase han sido varios como: el Sincrotrón de Gradiente Alterno (AGS) en el Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL) y el Super Proton Sincrotrón (SPS) en el Centro Europeo para la Investigación Nuclear (CERN). Ambos aceleraron haces de protones y algunos tipos de iones. Mientras que en AGS se aceleró Si, Au; en el SPS fueron O, S, Pb, y recientemente Protón-protón (pp) y Protón-nucleos ($p + A$). La energía máxima posible del centro de masa para aquellos experimentos de objetivo fijo era bastante baja, 4.4 GeV/nucleón para colisiones de Au+Au en el AGS y 16.8 GeV/nucleón para las colisiones de Pb+Pb en el SPS.

Hoy en día, existen dos colisionadores nucleares de iones pesados; ambos el proyectil y el objetivo son acelerados, lo que genera energías mucho más altas que las posibles en instalaciones de objetivo fijo. El Colisionador Relativista de Iones Pesados (RHIC) en BNL y el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) en el CERN producen colisiones Au+Au y Pb+Pb a energías de hasta 200 GeV/nucleón y 5500 GeV/nucleón respectivamente en el centro de masa. Estas altas energías, muy por encima del umbral de producción para la mayoría de las partículas, permiten estudiar la producción de partículas raras no accesibles en instalaciones de menor energía. [16]

3.1. Teoría de la Percolación

Una aproximación válida para estudiar la transición de fase y los fenómenos de colectividad en QCD es la percolación de cuerdas. En la percolación de cuerdas, la producción de múltiples partículas se describe en términos de cuerdas de colores extendidas entre los partones del proyectil y el objetivo. Estas cuerdas se descomponen en pares $q - \bar{q}$ y $qq - \bar{q}\bar{q}$ y posteriormente hadronizan produciendo los hadrones observados. Debido a la confinamiento, el color de estas cuerdas se limita a un área pequeña $S_1 = \pi r_0^2$, con $r_0 = 0,2 fm$ en el espacio transversal [18].

Con el aumento de energía y/o tamaño y centralidad de los objetos en colisión, el número de las cuerdas crece y las cuerdas comienzan a superponerse formando clusters, muy similares a los discos en la teoría de la percolación bidimensional. A una densidad crítica dada, aparece un grupo macroscópico cruzando la superficie de colisión, que marca la transición de la fase de percolación. En la percolación de cuerdas, los objetos básicos son las cuerdas, y es necesario conocer su núme-

ro, rapidez de extensión, fragmentación y número distribución. La percolación de cuerdas no es directamente obtenido de QCD y esta basado en modelos de intercambio de cuerdas de color.

El modelo tiene como paradigma la percolación bidimensional: se distribuyen pequeños discos de área πr_0^2 al azar sobre una gran superficie, permitiendo que se superpongan entre ellos. A medida que aumenta el número de discos, comienzan a formarse cúmulos de discos superpuestos.

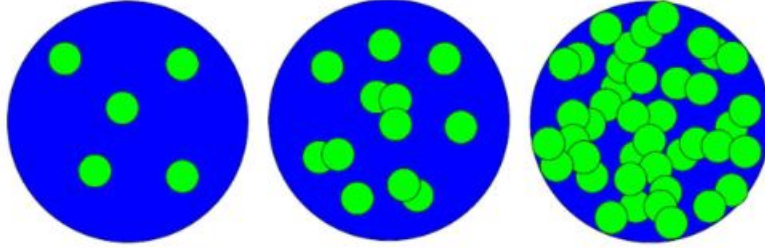


Figura 3.1: De izquierda a derecha: discos aislados, formación de cúmulos, percolación.
 [18]

Dados N discos, la densidad del disco se define como $\rho = N/S$, donde S es el área de la superficie. El tamaño promedio de los cúmulos aumenta con, ρ , y a un cierto valor crítico ρ_c , el cúmulo abarca toda la superficie. Si este punto crítico se considera el equivalente al punto crítico termodinámico que describe una transición de fase, en este sentido, la transición de fase geométrica dará lugar a un sistema conectado que se considera el equivalente al cambio de fase en un sistema termodinámico, precisamente es la región en donde se estudian los sistemas considerados en este trabajo, cercano al QGP. Se ha determinado la densidad crítica para el inicio de la percolación continua por simulaciones numéricas y Monte-Carlo para diferentes sistemas, que en caso bidimensional se obtiene:

$$\rho_c = \frac{1,13}{\pi r_0^2} \tag{3.1}$$

Este parámetro varía según la superficie y si es o no homogénea.

3.2. Percolación de Cuerdas

La producción de múltiples partículas a altas energías puede describirse en términos de cuerdas de color estiradas entre el proyectil y objetivo.

La hadronización de estas cuerdas produce los hadrones observados. El rasgo característico básico del modelo de cuerdas de color es que las cuerdas están poseen un área finita en el espacio transversal. En términos de color de gluones campo se pueden considerar como el flujo de tubos de color estirados entre los partones en colisión, que en el espacio transversal están restringidos a un disco finito de un radio dado, dictado por el conector. El mecanismo de creación de partículas es entonces similar a la del conocido mecanismo de Schwinger; creación de pares en un campo eléctrico constante que cubre todo el espacio; excepto que ahora el espacio es finito en el plano transversal. A bajas energías para la colisión de hadrones y núcleos con relativamente pequeños números atómicos el hecho de que las cadenas tengan una dimensión finita no tiene influencia sobre los resultados. En el plano transversal, las cuerdas se proyectan como discos en grandes distancias entre sí y la creación de partículas no es afectada por su interacción.

Sin embargo, con energía creciente y/o número atómico de colisión partículas, el número de cuerdas crece. Una vez que las cadenas tienen determinada dimensión en el espacio transversal comienzan

a superponerse formando cúmulos, de manera similar igual que los discos en la teoría de la percolación bidimensional. El comportamiento geométrico de las cuerdas en el plano transversal sigue luego la percolación de discos. En particular, a una cierta densidad crítica de cuerdas, un cúmulo macroscópico aparece (infinitamente en el límite termodinámico), que marca la fase de transición de percolación. La densidad de discos se expresa como:

$$\zeta^t = \frac{S_1}{S_n} N_s \quad (3.2)$$

Donde S_1 es el área transversa de una cuerda sola, S_n es el área de interacción que se comporta como una sola fuente de color con un campo de color mayor y N_s es el número de cuerdas creadas en la colisión. En el caso de tener colisiones completamente centrales, en colisiones de pp, S_n será el área transversa de un protón, resultando en una densidad de cuerdas:

$$\zeta^t = \left(\frac{r_0}{R_p} \right)^2 N_s \quad (3.3)$$

Con, $r_0 = 0,25$ fm es el radio de una cuerda sola y $R_p = 1$ fm, el radio de un protón. Un cúmulo de n cuerdas se comporta como una sola cuerda con energía y momento correspondiente a los de la suma vectorial de color y momento de las cuerdas individuales que lo componen. En éste sentido la multiplicidad μ y el momento transversal cuadrado promedio $\langle p_T^2 \rangle_n$ de las partículas producidas en un cúmulo está dado por:

$$\mu_n = \sqrt{\frac{nS_n}{S_1}} \mu_1 \quad (3.4)$$

$$\langle p_T^2 \rangle_n = \sqrt{\frac{nS_1}{S_n}} \langle p_T^2 \rangle_1 \quad (3.5)$$

Siendo μ_1 y $\langle p_T^2 \rangle_1$ la multiplicidad y el momento transversal cuadrado promedio respectivamente de una sola cuerda.

El proceso de generación de cuerdas en cierta densidad suprime la creación de más cuerdas, por lo que la multiplicidad $\frac{dN}{dy}$ o el número de partículas, en la región de rapidez central ($\eta \simeq y$), se puede escalar con el número de cuerdas. Se introduce la función de escalamiento para relacionar la multiplicidad y el número promedio de cuerdas:

$$\frac{dN}{dy} = kF(\zeta^t) N^s \quad (3.6)$$

Para colisiones pp , el número promedio de cuerdas definidas en el área de interacción es una cantidad dependiente de la energía:

$$\bar{N}^s = 2 + 4 \left(\frac{S_1}{S_n} \right) \left(\frac{\sqrt{s}}{m_p} \right)^{2\lambda} \quad (3.7)$$

Con k un factor de normalización para determinar el porcentaje de centralidad. La función de escalamiento que mejor ajusta el parámetro de densidad de cuerdas es la siguiente:

$$F(\zeta^t) = \sqrt{\frac{1 - e^{-\zeta^t}}{\zeta^t}} \quad (3.8)$$

Además, para la determinación de la densidad de cuerdas de forma experimental, se usa el espectro de momento transversal invariante en la forma descrita por un ley de potencias:

$$\frac{1}{N} \frac{d^2N}{dp_T^2} = \frac{(\alpha - 1)(\alpha - 2)}{2\pi p_0^2} \frac{p_0^\alpha}{[p_0 + p_T]^\alpha} \quad (3.9)$$

Donde p_0 y a , son parámetros dependientes de la energía. De donde se obtiene:

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\eta dp_T} = \frac{a \left(p_0 \sqrt{\frac{F(\zeta_{pp}^t)}{F(\zeta_{HM}^t)}} \right)^{\alpha-2}}{\left[p_0 \sqrt{\frac{F(\zeta_{pp}^t)}{F(\zeta_{HM}^t)}} + p_T \right]^{\alpha-1}} \quad (3.10)$$

Donde ζ_{HM} corresponde a los eventos de alta multiplicidad y ζ_{pp} a los de sesgo mínimo (minimun bias), es decir, a las distribuciones más generales en cuanto a consideraciones, ya sea discriminación por el tipo de jets generados o el tipo de multiplicidad. Por lo que una primera consideración es ajustar el espectro de sesgo mínimo:

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\eta dp_T} = \frac{ap_0^{\alpha-2}}{[p_0 + p_T]^{\alpha-1}} \quad (3.11)$$

Las constantes son variables de la escala de energía y por ello deben ser determinadas ajustando a los distintos valores de multiplicidad de los espectros de partículas cargadas, tomando los valores centrales de los parámetros dados por el primer ajuste y el factor de reducción de color obtenido del número de cuerdas a partir del ajuste [19].

3.2.1. Termodinámica

La tensión de las cuerdas en los cúmulos macroscópicos fluctúa alrededor de su valor medio debido a las fluctuaciones del campo cromo-eléctrico provenientes de la naturaleza del vacío cuántico en QCD. Estas fluctuaciones determinan una distribución exponencial, en términos del factor de reducción de color que se relaciona con una distribución termal [20]:

$$\frac{dN}{dp_T^2} \sim \exp \left(-p_T \sqrt{\frac{2F(\xi)}{\langle p_T^2 \rangle_0}} \right) \quad (3.12)$$

La temperatura promedio del sistema es proporcional al momento promedio de las partículas producidas, de esta forma se define una temperatura local, incluso en sistemas pequeños, que en términos del modelo se expresa como:

$$T(\xi) = \sqrt{\frac{\langle p_T^2 \rangle_0}{2F(\xi)}} \quad (3.13)$$

Capítulo 4

Fluctuaciones de temperatura globales

Los hadrones ligeros son las partículas más abundantes producidas en las colisiones de iones pesados y pp . Los espectros de momento transversal (p_T) de los hadrones se pueden utilizar para inferir el mecanismo de producción de partículas en las colisiones de pp . En los experimentos de colisión de partículas, se intenta comprender las propiedades termodinámicas de los sistemas que interactúan fuertemente. Debido a la naturaleza de la colisión, el fluido inmediatamente después de la colisión constituye un sistema de desequilibrio. Se conoce que las fluctuaciones en las condiciones iniciales conducen a estructuras específicas en los espectros hadrónicos finales. La mayoría de estas son fluctuaciones de densidad numérica, aunque se sabe que los puntos calientes y fríos surgen en el fluido en rotación, las fluctuaciones de temperatura son difíciles de estudiar experimentalmente. Esto ha llevado a que la mayoría de los esfuerzos se concentren solo en las fluctuaciones de densidad mientras se analiza la dinámica de fluidos del sistema. Las fluctuaciones de temperatura pueden ayudar a comprender varias propiedades termodinámicas de un sistema. La evolución temporal de estas fluctuaciones de temperatura se ha estudiado como subsistemas más pequeños.

4.1. Distribucion Tsallis

Las observables más estudiados en colisiones de partículas de alta energía son las distribuciones de momento transversal de los hadrones identificados. Durante las varias décadas de su estudio, la descripción térmica ha reunido bastantes logros como: la suposición de que las partículas en estado final provienen de un sistema en equilibrio térmico y químico en la fase hadrónica. De acuerdo con la estadística Boltzmann-Gibbs, en este modelo los espectros de hadrones se describen mediante distribuciones exponenciales en la forma:

$$f(E) \sim \exp\left(-\frac{E - \mu}{T}\right) \quad (4.1)$$

donde μ es el potencial químico y T es una temperatura asociada. Sin embargo, los ajustes exponenciales están fallando en el régimen p_T moderado y alto ($p_T > 3$ GeV). Esto se atribuyó al supuesto de que en este régimen la producción de hadrones se rige por procesos de QCD perturbativos no térmicos y en no equilibrio, físicamente diferentes.

Un avance en la descripción de este escenario es se formuló originalmente más de tres décadas antes como un intento de generalizar la teoría de Boltzmann-Gibbs. Aunque la teoría tiene muchas consecuencias de gran alcance, la esencia puede estar comprendida en el uso de una generalización

CAPÍTULO 4. FLUCTUACIONES DE TEMPERATURA GLOBALES
4.1. DISTRIBUCION TSALLIS

particular de las funciones exponencial y logaritmo.

$$\exp_q(x) = [1 + (1 - q)x]^{1/(1-q)} \quad (4.2)$$

$$\ln_q(x) = \frac{x^{1-q} - 1}{1 - q} \quad (4.3)$$

El desarrollo del enfoque a la física de altas energías, exige consistencia termodinámica prescribiendo la primera ley de la termodinámica con una ecuación de Euler de primer orden.

$$P = Ts + \mu n - \varepsilon \quad (4.4)$$

Junto con:

$$\begin{aligned} P &= - \left. \frac{\partial \Omega}{\partial V} \right|_{T, \mu} = - \frac{\Omega}{V}, & n &= \left. \frac{\partial P}{\partial \mu} \right|_{T, V}, & s &= \left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_{V, \mu} \\ \varepsilon &= T \left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_{V, \mu} + \mu \left. \frac{\partial P}{\partial \mu} \right|_{T, V} - P, & N &= \frac{\partial \Omega}{\partial V}, & S &= \frac{\partial \Omega}{\partial T} \end{aligned} \quad (4.5)$$

El potencial gran canónico:

$$\Omega(T, V, \mu) = -T \ln \mathcal{Z} \quad (4.6)$$

Considerando homogeneidad en el espacio:

$$\ln \mathcal{Z} = V \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} f \left(\frac{E - \mu}{T} \right) \quad (4.7)$$

Las distribuciones con la forma de la ecuación (4.2) generalmente se llaman Tsallis o Tsallis - Pareto, nombradas en honor a Constantino Tsallis y Vilfredo Pareto [21]. Tienen una propiedad distintiva que los hace muy adecuados para estudiar distribuciones de movimiento transversal de hadrones: describen los límites de p_T bajo y alto simultáneamente. En las últimas dos décadas, numerosos estudios investigaron este hecho tanto teórica como experimentalmente [1].

Si se asume que la función es de Tsallis-Pareto, la que esta asociada a la ecuación (4.1) en lugar de la distribución convencional de Boltzmann - Gibbs.

$$f(E, q, T_q, \mu) = \left[1 + \frac{q-1}{T_q} (E - \mu) \right]^{-\frac{1}{q-1}} \quad (4.8)$$

Y con la relación termodinámica:

$$N = nV = gV \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} f^q \quad (4.9)$$

Se obtiene a una expresión para la distribución de momento transversal invariante:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy d\phi} = gV \cdot E \cdot f^q \quad (4.10)$$

Si $E = p_T$

$$\frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} = Am_T \left[1 + \frac{q-1}{T} (p_T) \right]^{-\frac{2}{q-1}} \quad (4.11)$$

Esta distribución cuenta con 3 parámetros libres, T , A , y q .

El parámetro T , es asociado a la temperatura del sistema, mientras que el parámetro q que gobierna el grado de no termalización.

4.2. Análisis

Se realiza un ajuste de la ecuación (3.9) a la distribución *minimum bias* de momento transverso de la producción de piones a distintas energías en colisiones pp y pPb para la obtención de los parámetros de la ecuación. Los ajustes son presentados para las producciones de piones por la proporción que representan de la producción total. Se muestran la gráfica del ajuste *minimum bias*, junto con los parámetros en la figura y la tabla, 4.1 y 4.1, respectivamente.

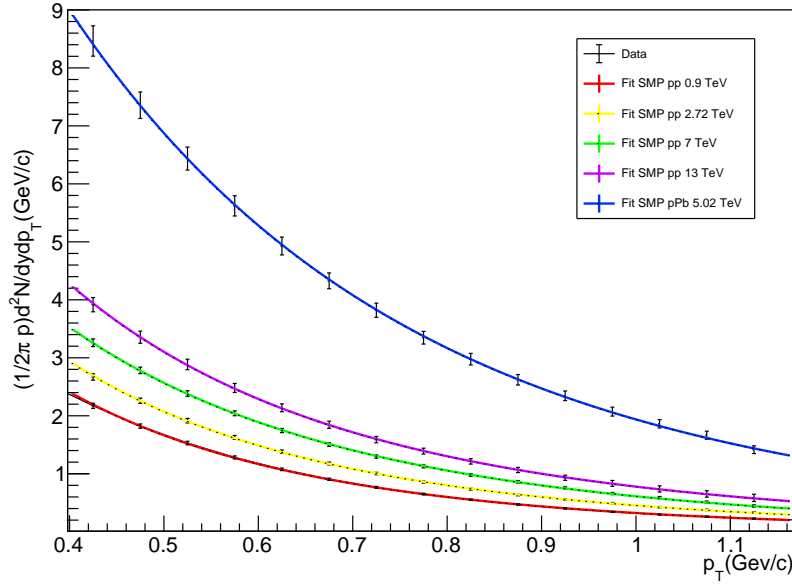


Figura 4.1: Ajuste a las distribuciones de momento transverso de piones con datos de [22], [23], [24].

	\sqrt{s} (TeV)	a	p_0	α
pp	0.9	23.29 ± 4.681	1.82 ± 0.568	9.403 ± 1.876
	2.76	22.48 ± 4.198	1.541 ± 0.4621	7.941 ± 1.416
	7	33.11 ± 10.46	2.315 ± 0.9846	9.782 ± 2.844
	13	26.51 ± 10.57	1.399 ± 0.8546	6.921 ± 2.423
pPb	5.02	123.16 ± 79.22	4.4 ± 3.28	14.05 ± 8.30

Tabla 4.1: Parámetros SPM Min Bias.

Estos parámetros son empleados en el análisis específico a energías de momento trasverso invariante a diferentes multiplicidades, ya que se puede observar de la ecuación (3.8), la correspondencia con el término:

$$\sqrt{\frac{F(\zeta_{pp}^t)}{F(\zeta_{HM}^t)}} \quad (4.12)$$

El ajuste está restringido a $p_T > 0,4 \text{ GeV}/c$ para evitar los efectos de resonancias. El ajuste específico para piones cargados a energías 0.9, 2.76, 7 y 13 TeV en colisiones pp ; y para 5.02 TeV en pPb , se ilustra en las figuras 4.2, 4.3, 4.4, 4.5 y 4.6, respectivamente.

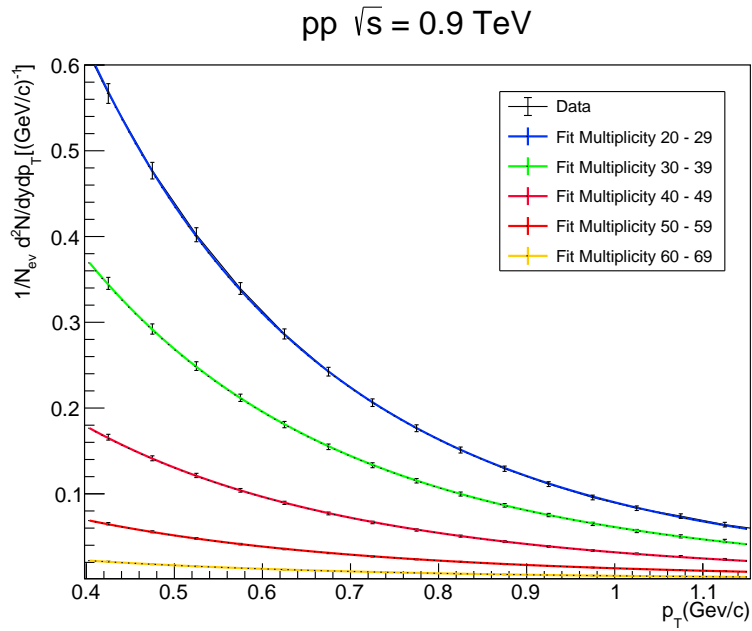


Figura 4.2: Ajuste a las distribuciones de momento transverso de piones en colisiones pp 0.9 TeV, con datos de [22].

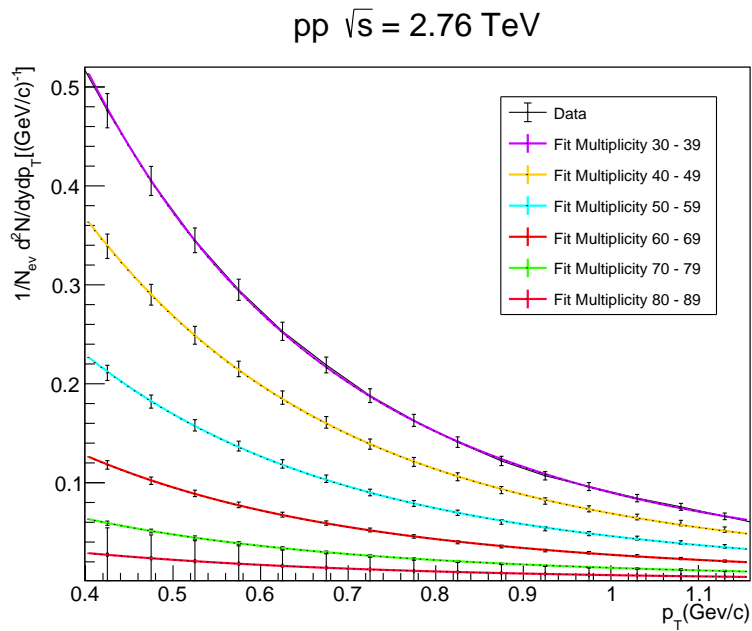


Figura 4.3: Ajuste a las distribuciones de momento transverso de piones cargados en colisiones pp 2.76 TeV con datos de [22].

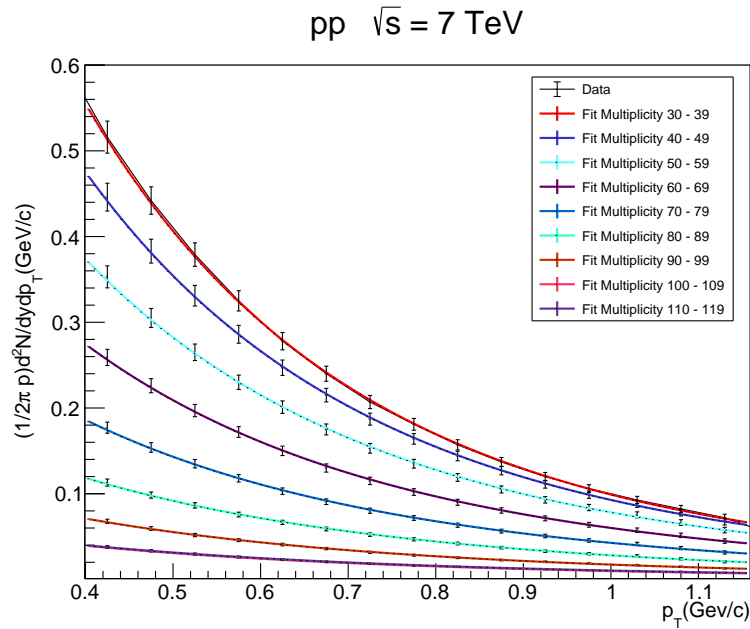


Figura 4.4: Ajuste a las distribuciones de momento transverso de piones cargados en colisiones pp 7 TeV con datos de [22].

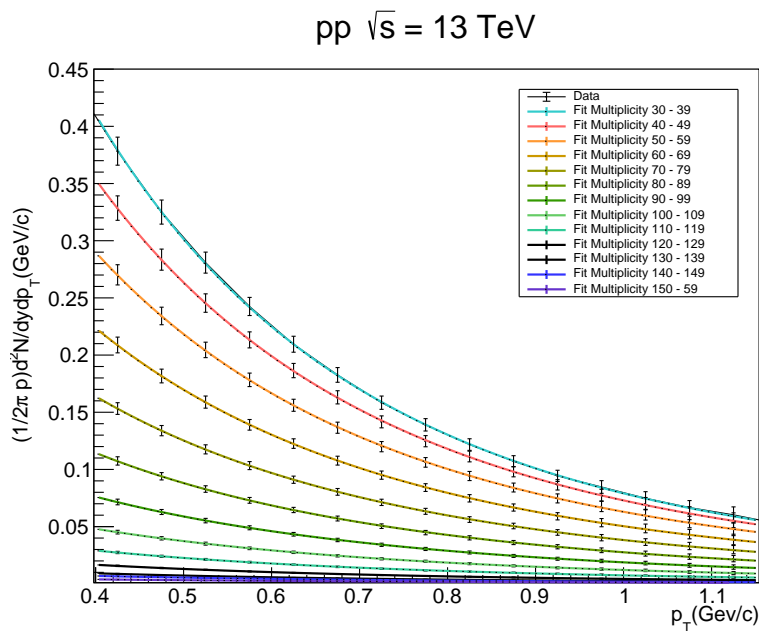


Figura 4.5: Ajuste a las distribuciones de momento transverso de piones cargados en colisiones pp 13 TeV con datos de [23].

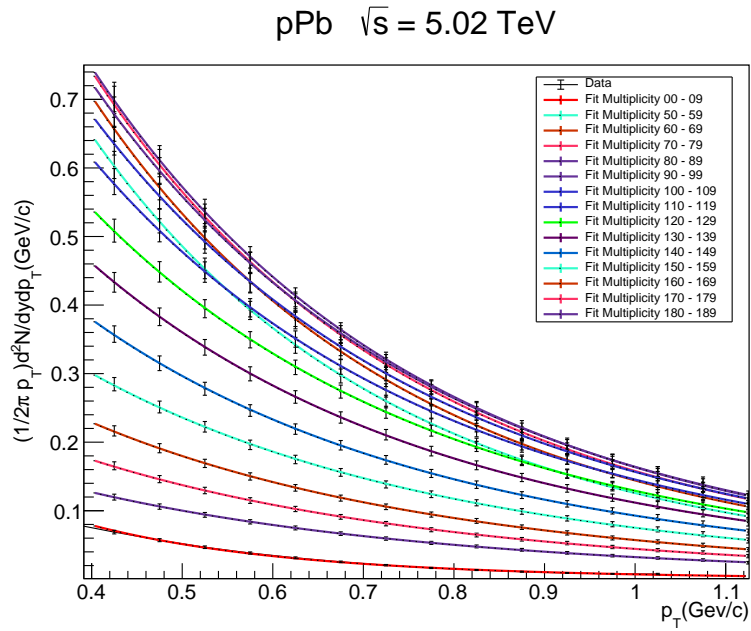


Figura 4.6: Ajuste a las distribuciones de momento trasverso de piones en colisiones pPb 5.02 TeV con datos de [24].

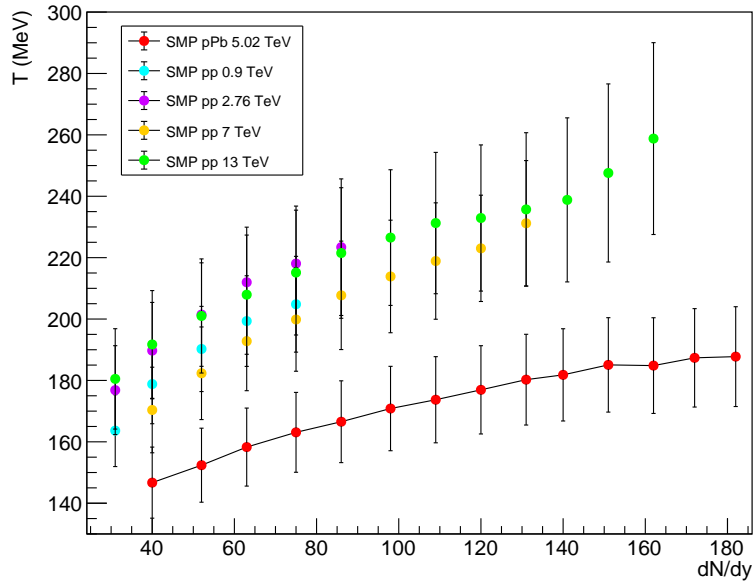


Figura 4.7: Fluctuaciones de temperatura globales para colisiones pp y pPb.

Con los ajustes realizados a las distribuciones de momento trasverso se puede obtener la tempe-

ratura promedio descrita por (3.13), donde $\sqrt{\langle p_T^2 \rangle_0} = 190.25$ MeV es obtenido a partir del resultado de la colaboración HOTLQCD para la temperatura crítica [25].

Los resultados presentados en la figura 4.7 muestran la relación creciente entre la alta multiplicidad en las colisiones pp y el incremento de la temperatura.

4.2.1. Comparación Tsallis

Para la comparación entre enfoques, se ajusta la ecuación (4.11) a los datos usados para las distribuciones presentadas en las figuras (4.1-6). Se ajusta primero para las distribuciones de sesgo mínimo presentadas en la figura 4.8

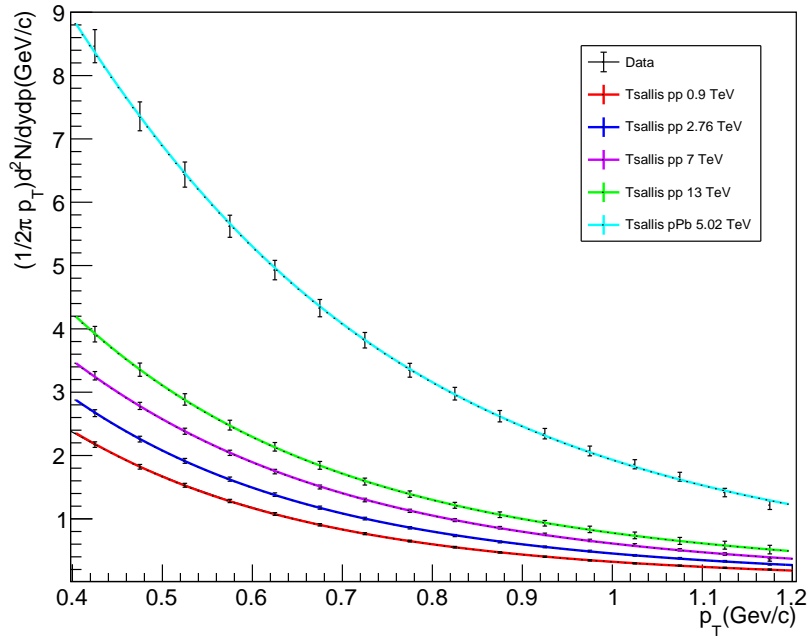


Figura 4.8: Ajuste a las distribuciones de momento transverso de piones con datos de [22], [23], [24].

Se exponen los resultados obtenidos para los parámetros al ajuste de sesgo mínimo en la tabla 4.2.

	\sqrt{s} (TeV)	T (GeV)	q	A
pp	0.9 TeV	0.124203 ± 0.0104529	1.19897 ± 0.0214233	144.029 ± 28.7107
	2.76 TeV	0.138641 ± 0.0117498	1.19128 ± 0.0246124	135.095 ± 26.1224
	7 TeV	0.126071 ± 0.0226137	1.23217 ± 0.0508977	198.619 ± 79.8037
	13 TeV	0.163322 ± 0.0183878	1.14673 ± 0.0136868	243.769 ± 59.3938
pPb	5.02 TeV	0.124230 ± 0.00919935	1.17197 ± 0.0184035	120.181 ± 21.7550

Tabla 4.2: Parámetros Tsallis Min bias.

Con los parámetros de las distribuciones de sesgo mínimo, se procedió a hacer el ajuste específico para 0.9, 2.76, 7 y 13 TeV en colisiones pp ; y para 5.02 TeV en pPb , se ilustra en las figuras 4.9,

4.10, 4.11, 4.12 y 4.13, respectivamente.

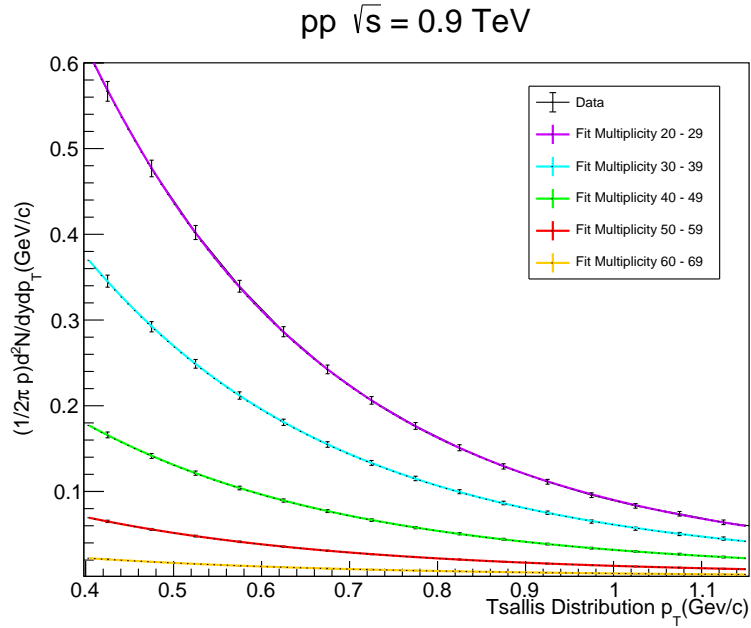


Figura 4.9: Ajuste de la distribución Tsallis para el momento transverso de piones en colisiones pp 0.9 TeV con datos de [22].

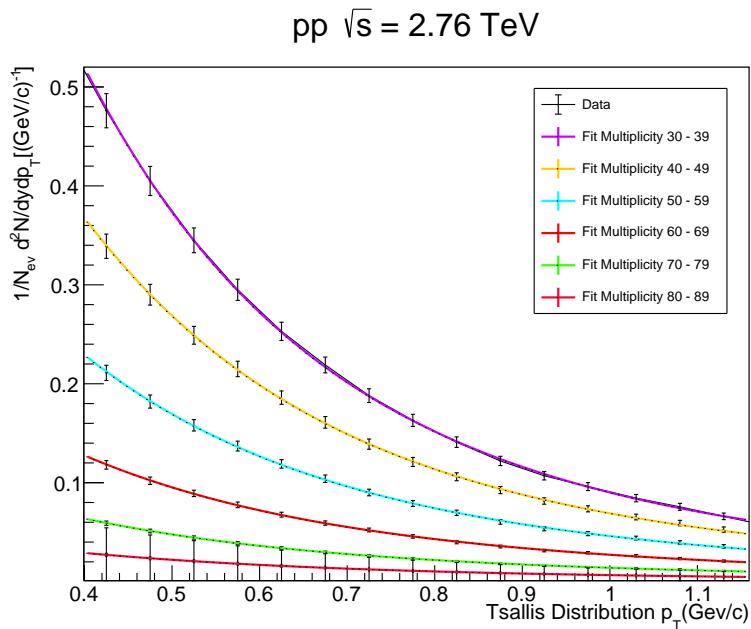


Figura 4.10: Ajuste de la distribución Tsallis para el momento transverso de piones en colisiones pp 2.76 TeV con datos de [22].

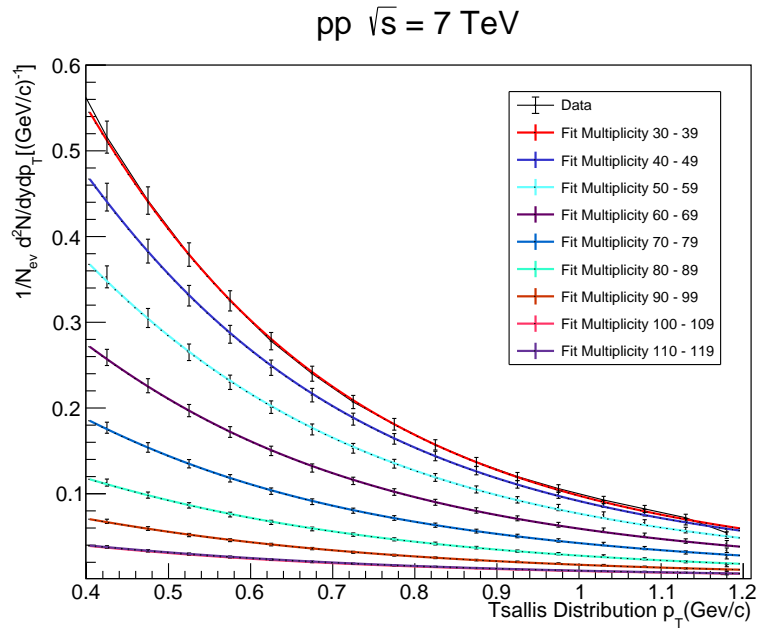


Figura 4.11: Ajuste de la distribución Tsallis para el momento transverso de piones en colisiones pp 7 TeV con datos de [22].

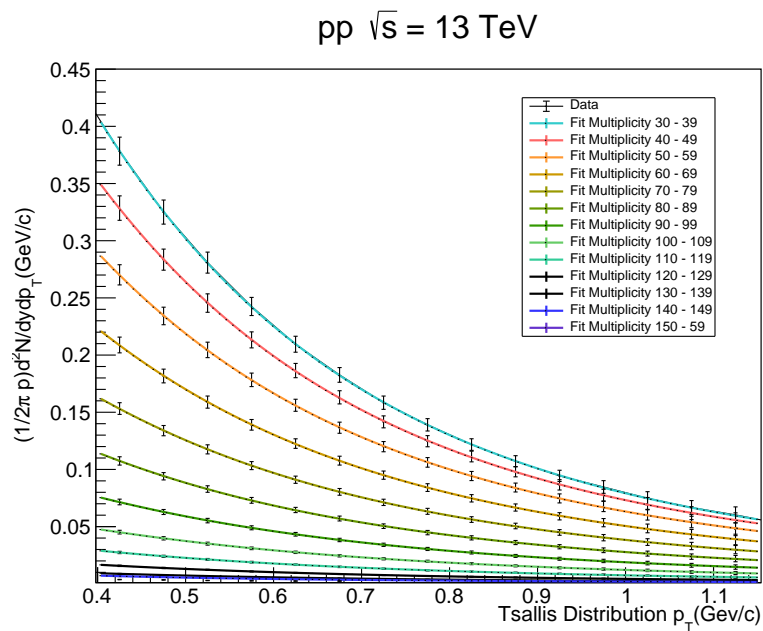


Figura 4.12: Ajuste de la distribución Tsallis para el momento transverso de piones en colisiones pp 13 TeV con datos de [23].

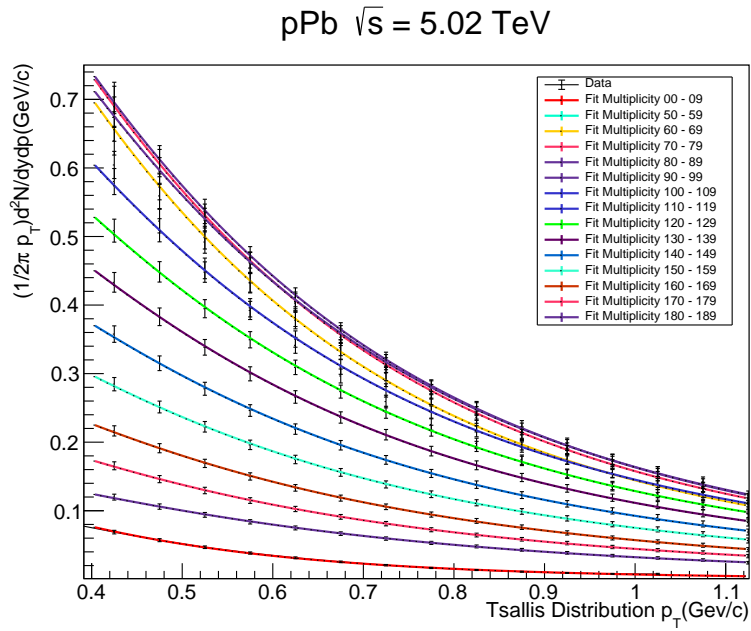


Figura 4.13: Ajuste de la distribución Tsallis para el momento transversal de piones en colisiones pPb 5.02 TeV con datos de [24].

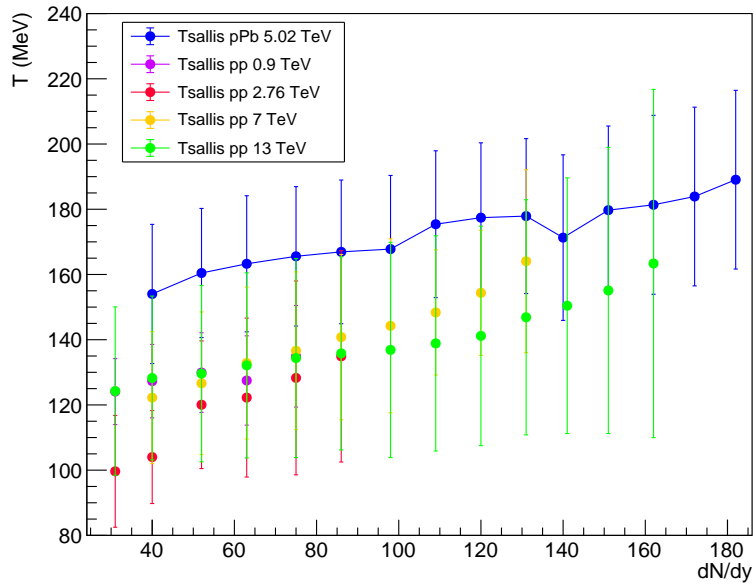


Figura 4.14: Fluctuaciones de temperatura globales para colisiones pp y pPb, para la distribución Tsallis

Los resultados al parámetro T , son expuestos en la figura 4.14. Se observa un rango de tempe-

raturas más acotado para las energías descritas. Al mismo tiempo, un aumento de la temperatura a mayores multiplicidades.

4.2.2. Razón de la temperatura SMP/Tsallis

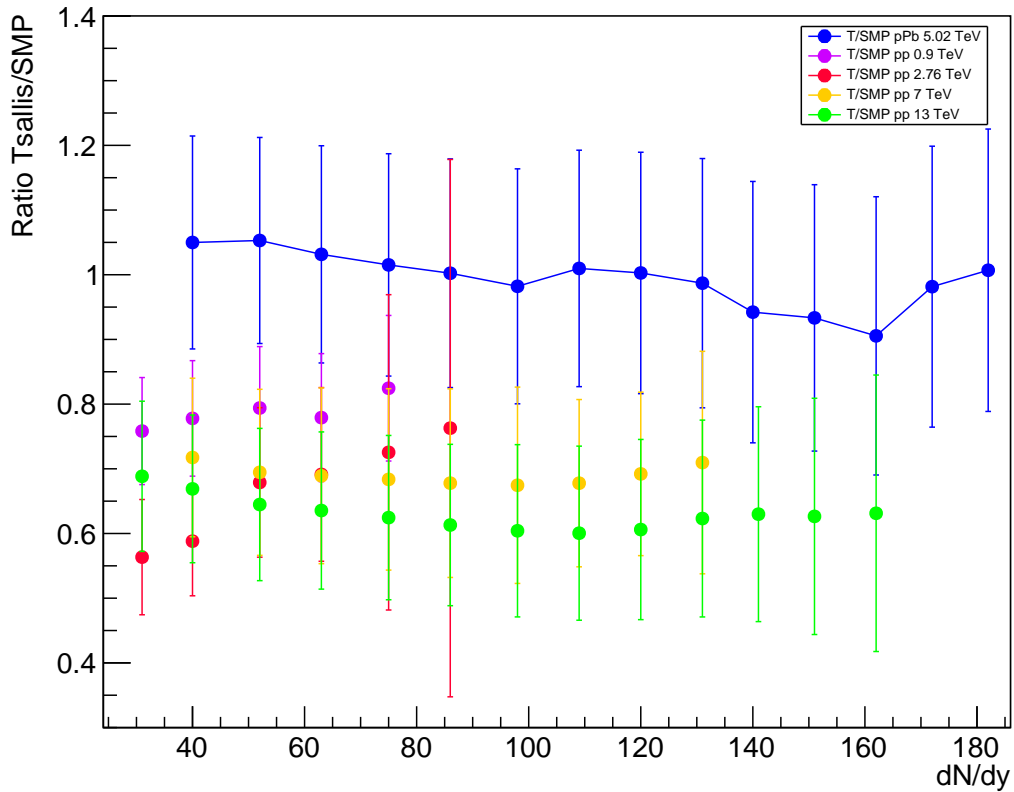


Figura 4.15: Razón entre el parámetro T y la temperatura global SMP.

Conclusiones

Los datos analizados proporcionan la información de una temperatura asociada a las distintas energías del LHC que aumenta con la multiplicidad y en el caso del modelo de percolación de cuerdas, es compatible con los resultados de colisiones pPb .

De la misma manera para la distribución Tsallis, se observa un incremento proporcional con la multiplicidad.

La comparación de la misma observable por distintos enfoques, es de especial interés en el caso de los eventos pPb , donde los resultados se aproximan, como lo muestra la figura (4.14), y exhibe una concordancia entre el modelo de percolación y un enfoque mecánico estadístico para las colisiones de iones pesados.

La estabilidad de las razones entre los valores de temperatura entre ambos enfoques para pp , ilustra un crecimiento con pendiente similar para ambos. Aunque la no aproximación entre ambos expone la existencia de un comportamiento distinto entre colisiones de iones pesados y de sistemas pequeños.

Bibliografía

- ¹T. S. Biró, G. Purcsel y K. Ürmösy, “Non-extensive approach to quark matter”, The European Physical Journal A **40**, Publisher: Springer Science and Business Media LLC (2009).
- ²C. Giunti y C. W. Kim, *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics* (Oxford University Press, Oxford ; New York, 2007), 710 págs.
- ³S. Weinberg, “A Model of Leptons”, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264-1266 (1967).
- ⁴S. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions”, Nucl. Phys. **22**, 579-588 (1961).
- ⁵P. W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”, Physical Review Letters **13**, 508-509 (1964).
- ⁶A. Bettini, *Introduction to Elementary Particle Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2008).
- ⁷*The Standard Model* | *textbar CERN*, <https://home.cern/science/physics/standard-model> (visitado 22-09-2020).
- ⁸W. Commons, *File:Standard Model of Elementary Particles.svg* — *Wikimedia Commons, the free media repository*, [Online; accessed 9-June-2021], 2021.
- ⁹S. Bethke, “Experimental tests of asymptotic freedom”, Progress in Particle and Nuclear Physics **58**, 351-386 (2007).
- ¹⁰M. Gell-Mann, “A schematic model of baryons and mesons”, Physics Letters **8**, 214-215 (1964).
- ¹¹A. Chaudhuri, *A Short Course on Relativistic Heavy Ion Collisions* (IOP Publishing, 2014).
- ¹²E. Leader y E. Predazzi, *An Introduction to gauge theories and modern particle physics. Vol. 2: CP violation, QCD and hard processes*, vol. 4 (Cambridge University Press, 1996).
- ¹³M. Thomson, *Modern particle physics* (Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom ; New York, 2013), 554 págs.
- ¹⁴T. D. Lee y G. C. Wick, “Vacuum stability and vacuum excitation in a spin-0 field theory”, Phys. Rev. D **9**, Publisher: American Physical Society, 2291-2316 (1974).
- ¹⁵T. D. Lee, “Abnormal nuclear states and vacuum excitation”, Rev. Mod. Phys. **47**, Publisher: American Physical Society, 267-275 (1975).
- ¹⁶R. Vogt, *Ultrarelativistic heavy-ion collisions*, 1st ed (Elsevier, Amsterdam ; Boston ; London, 2007), 477 págs.
- ¹⁷J. L. Nagle y W. A. Zajc, “Small System Collectivity in Relativistic Hadronic and Nuclear Collisions”, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **68**, _eprint: 1801.03477, 211-235 (2018).
- ¹⁸M. A. Braun, J. Dias de Deus, A. S. Hirsch, C. Pajares, R. P. Scharenberg y B. K. Srivastava, “De-Confinement and Clustering of Color Sources in Nuclear Collisions”, Phys. Rept. **599**, _eprint: 1501.01524, 1-50 (2015).
- ¹⁹I. Bautista, J. D. de Deus, J. G. Milhano y C. Pajares, “Multiplicity in pp and AA collisions: the same power law from energy-momentum constraints in string production”, Physics Letters B **715**, 230-233 (2012).

- ²⁰I. Bautista, A. F. Téllez y P. Ghosh, “Indication of change of phase in high-multiplicity proton-proton events at LHC in String Percolation Model”, arXiv:1509.02278 [hep-ph, physics:nucl-ex, physics:nucl-th] (2015).
- ²¹C. Tsallis, “Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics”, J. Statist. Phys. **52**, 479-487 (1988).
- ²²C. M. S. Collaboration, “Study of the inclusive production of charged pions, kaons, and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.76, \text{ and } 7 \text{ TeV}$ ”, The European Physical Journal C **72**, 2164 (2012).
- ²³C. M. S. Collaboration, “Measurement of charged pion, kaon, and proton production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ”, Physical Review D **96**, 112003 (2017).
- ²⁴C. M. S. Collaboration, “Study of the production of charged pions, kaons, and protons in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ ”, The European Physical Journal C **74**, 2847 (2014).
- ²⁵A. Bazavov, T. Bhattacharya, M. Cheng, C. DeTar, H.-T. Ding, S. Gottlieb, R. Gupta, P. Hegde, U. M. Heller, F. Karsch, E. Laermann, L. Levkova, S. Mukherjee, P. Petreczky, C. Schmidt, R. A. Soltz, W. Soeldner, R. Sugar, D. Toussaint, W. Unger y P. Vranas, “Chiral and deconfinement aspects of the QCD transition”, Phys. Rev. D **85**, 054503 (2012).

Índice de figuras

1.1. Partículas elementales del Modelo Estándar	2
1.2. Resumen de mediciones de α_s en función de la escala de energía [9].	6
2.1. De izquierda a derecha: La correlación de dos partículas da como resultado la observación de <i>ridge</i> o pico para: (a) Pb + Pb, (b) p + Pb y (c) pp colisiones en el LHC [17].	11
3.1. De izquierda a derecha: discos aislados, formación de cúmulos, percolación.	14
4.1. Ajuste a las distribuciones de momento transversal de piones con datos de [22], [23], [24].	19
4.2. Ajuste a las distribuciones de momento transversal de piones en colisiones pp 0.9 TeV, con datos de [22].	20
4.3. Ajuste a las distribuciones de momento transversal de piones cargados en colisiones pp 2.76 TeV con datos de [22].	20
4.4. Ajuste a las distribuciones de momento transversal de piones cargados en colisiones pp 7 TeV con datos de [22].	21
4.5. Ajuste a las distribuciones de momento transversal de piones cargados en colisiones pp 13 TeV con datos de [23].	21
4.6. Ajuste a las distribuciones de momento transversal de piones en colisiones pPb 5.02 TeV con datos de [24].	22
4.7. Fluctuaciones de temperatura globales para colisiones pp y pPb	22
4.8. Ajuste a las distribuciones de momento transversal de piones con datos de [22], [23], [24].	23
4.9. Ajuste de la distribución Tsallis para el momento transversal de piones en colisiones pp 0.9 TeV con datos de [22].	24
4.10. Ajuste de la distribución Tsallis para el momento transversal de piones en colisiones pp 2.76 TeV con datos de [22].	24
4.11. Ajuste de la distribución Tsallis para el momento transversal de piones en colisiones pp 7 TeV con datos de [22].	25
4.12. Ajuste de la distribución Tsallis para el momento transversal de piones en colisiones pp 13 TeV con datos de [23].	25
4.13. Ajuste de la distribución Tsallis para el momento transversal de piones en colisiones pPb 5.02 TeV con datos de [24].	26
4.14. Fluctuaciones de temperatura globales para colisiones pp y pPb , para la distribución Tsallis	26
4.15. Razón entre el parámetro T y la temperatura global SMP.	27

Índice de tablas

1.1. Familias de quarks y leptones [2].	2
1.2. Bosones en en el Modelo Estándar. [2].	3
1.3. Quarks en en el Modelo Estándar [11].	3
4.1. Parámetros SPM Min Bias.	19
4.2. Parámetros Tsallis Min bias.	23