



# BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

Facultad De Ciencias Físico Matemáticas  
Licenciatura En Física Aplicada

Estudio De La Razón Barión/Mesón En Colisiones  $p$ - $p$  A Energías del  
LHC.

Tesis Presentada Al Colegio De Física

Como Requisito Para Obtener El Título De:  
Licenciatura en Física Aplicada

Por:  
Alejandro Contreras Munive

Directora De Tesis:  
Dra. Irais Bautista Guzmán

Puebla, Pue.

Febrero 2020



**Título: Estudio De La Razón Barión/Mesón En Colisiones  $p-p$  A Energías del LHC.**

**Autor: Alejandro Contreras Munive**

## COMITÉ

### PRESIDENTE

Dr. Héctor Novales Sánchez \_\_\_\_\_.

### SECRETARIO

Dr. Eduardo Moreno Barbosa \_\_\_\_\_.

### VOCAL

Dr. Antonio Ortiz Velásquez \_\_\_\_\_.

### SUPLENTE

Dra. Ana Aurelia Avilez López \_\_\_\_\_.

### ASESORES

Dra. Irais Bautista Guzmán \_\_\_\_\_.



*“I know. It’s all wrong. By rights we shouldn’t even be here. But we are. It’s like in the great stories, Mr. Frodo. The ones that really mattered. Full of darkness and danger they were. And sometimes you didn’t want to know the end. Because how could the end be happy? How could the world go back to the way it was when so much bad had happened? But in the end, it’s only a passing thing, this shadow. Even darkness must pass. A new day will come. And when the sun shines it will shine out the clearer. Those were the stories that stayed with you. That meant something, even if you were too small to understand why. But I think, Mr. Frodo, I do understand. I know now. Folk in those stories had lots of chances of turning back, only they didn’t. They kept going, because they were holding on to something.”*  
*(The Lord of the Rings: The Two Towers, 2002)*



## Agradecimientos

A mis padres Lourdes y Luis por apoyarme en este trayecto lleno de cosas buenas y también malas, sin importar lo que ocurriera, estuvieron motivándome con palabras de aliento o a veces sin decir nada, sólo con simples acciones, a pesar de las dificultades que hemos pasado siempre encontraban la forma de hacerme seguir adelante, este trabajo es la culminación de todos esos esfuerzos. A mi abuela que desde pequeño me ha dado cariño y además se preocupaba porque continuara con mis estudios hasta estudiar una carrera, mismo caso para mi abuelo, que aunque falleció hace más de 10 años, siempre se preocupó por mí y mis estudios. A Don Pedro por tantas muestras de apoyo, dicen que los amigos son familia que eliges, y con él sucede esto, después de tanto conocernos, en la época en que yo estaba en secundaria hemos pasado tantas cosas, que ahora es parte de la familia. A la doctora Irais, trabajar bajo su supervisión me ha ayudado a aprender tantas cosas a nivel profesional e intelectual, pero no sólo eso; visitar lugares, conocer personas de varias nacionalidades, sus culturas y formas de pensar. A Uriel y Julián, dicen que los amigos de la preparatoria son para siempre, espero que con ellos sea así, a pesar de casi no vernos, nuestra amistad ha traspasado las barreras del tiempo y la distancia, me han ayudado en momentos complicados, estado en momentos de estrés, donde a veces se piensa tirar la toalla o simplemente estar con ellos en reuniones para divertirnos. Gabriela Picazo, confidente, amiga, compadre, sin importar el poco contacto, siempre está para escucharme. A los amigos de la facultad que conozco desde el inicio: Alberto, Laura, Daryin, Oliver Isac, Oliver; y los que fui conociendo en el camino: , Edgar, Omar, Tamariz, Luis, Melissa (gracias a esas reuniones de estudio en fines de semana y días festivos se me facilitó pasar varias materias, inició como algo meramente académico y se convirtió en una gran amiga), Antonia (también se unía a las sesiones de estudio, de igual forma se volvió una gran amiga), Betz(a pesar de que no es física, fue una suerte conocerla, se convirtió en una de mis mejores amigas, confidente y otras cosas más), Sam, Hugo, Karly, Nuvia, Ale, Toño. Los Irais'boys and girls con quienes las discusiones y lo vivido en cada congreso y día a día enriquecieron este trabajo y mi forma de ver la vida: Pablo, Ricardo (cuya valiosa ayuda me permitió a comprender muchas cosas y avanzar fácilmente en los análisis) Mike, Cristal, Alan, Silem y Deysi. Y todos los demás que por ahora no recuerdo sus nombres, pero colaboraron a hacer de mí lo que soy ahora, citando a Gustavo Ceratti: "gracias, totales".





# Índice general

Resumen . . . . .	1
<b>1. Introducción</b>	<b>3</b>
1.1. Motivación . . . . .	3
1.2. QCD . . . . .	4
1.2.1. Lagrangiano de QCD . . . . .	5
1.2.2. Libertad Asintótica . . . . .	6
1.2.3. Confinamiento . . . . .	7
1.3. Iones Pesados . . . . .	9
1.4. Plasma de Quarks y Gluones . . . . .	11
<b>2. El Problema Abierto en Sistemas Pequeños</b>	<b>13</b>
2.1. Ridge . . . . .	13
2.2. Flujo Elíptico . . . . .	14
2.3. Extrañeza . . . . .	16
2.4. Distribuciones de Momento . . . . .	17
2.4.1. Razones de los Espectros de $p_T$ . . . . .	18
<b>3. El Modelo de Percolación de Cuerdas de Color</b>	<b>21</b>
3.1. Antecedentes . . . . .	22
3.2. El Modelo en General . . . . .	22
3.3. Producción de Partículas en el Modelo de Percolación de Cuerdas	24
<b>4. Determinación de la Razón Barión/Mesón</b>	<b>29</b>
4.1. Espectros de Momento Transverso . . . . .	29
4.2. Razón Barión/Mesón . . . . .	37
Conclusiones . . . . .	43
<b>5. Bibliografía</b>	<b>45</b>

# Resumen

Resultados obtenidos recientemente en LHC, han mostrado que el estado creado a estas energías en colisiones de iones pesados (incluso en colisiones de sistemas pequeños p-p y p-Pb), presenta muchas de las propiedades que caracterizan al *QGP*. La producción de bariones y mesones en este estado tiene una clara modificación, es por ello que estudiaremos dicha observable como una señal del cambio de fase en estos sistemas pequeños, esto en el marco del modelo de percolación de cuerdas de color, el cual ha sido exitoso describiendo una transición de fase geométrica en sistemas grandes para dichas energías.



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Motivación

Fueron los filósofos griegos quienes centraron sus ideas en intentar comprender la composición de la materia, si esta podía ser divisible en partes o componentes mas pequeñas y hasta qué punto podría ser posible dividir algo en partes mas pequeñas, es así que, bajo esta idea, Demócrito postula la idea de que todo está compuesto por partículas indivisibles, las que recibieron el nombre de átomos. Fue hasta el siglo XIX que John Dalton, nombra a los átomos, como las unidades fundamentales e indivisibles de los elementos. En los años finales de los 1800, Sir Joseph Thomson descubre que los átomos se componen de entes mas pequeños, los llamó electrones, y además, propuso la idea de que el átomo tenía una carga positiva y tenía incrustados a los electrones, los cuales poseen una carga negativa; años más tarde, Rutherford concluyó, que los átomos se componían de un núcleo masivo cargado positivamente ubicado en el centro de ellos y electrones girando alrededor del núcleo y finalmente, en 1932 James Chadwick descubre los neutrones, que fueron postulados teóricamente por Rutherford, como una forma de explicar por qué los protones del núcleo no se repelían entre sí; en este punto, se creía estas tres partículas no podían estar hechas por componentes más pequeñas. Pero tiempo después, con el descubrimiento de los muones de alta radiación, neutrinos y otros tipos de mesones y bariones, se comenzó a creer que debía haber constituyentes de la materia más pequeños que los protones, electrones y neutrones. Gell-Mann [1] propuso la existencia de 8 nuevas partículas, a las que llamó quarks, cuyos descubrimientos experimentales fueron llegando

con el paso de los años. Esto dió pie a la Cromodinámica Cuántica, cuyos aportes teóricos han sido de vital importancia para poder entender de mejor forma qué pasa con la composición de la materia: ¿Cómo se compuso?, ¿de qué está hecha?. Una de las predicciones más interesantes que tiene la Cromodinámica Cuántica, es el plasma de Quarks y Gluones, un estado exótico de la materia, que existió en los primeros microsegundos de nuestro universo.

Los primeros intentos por recrear experimentalmente el estado de la materia llamado *QGP* (Quark-Gluon Plasma por sus siglas en inglés) se dieron en *SPS*, posteriormente en *RHIC* y más recientemente en el *LHC* del *CERN*. Estos experimentos consisten en acelerar núcleos de oro y plomo a velocidades ultrarrelativistas para hacerlos colisionar, el primer lugar donde se supo de la creación de *QGP* fue *RHIC*, reportaron se alcanzaron temperaturas miles de veces a la que existe en el interior del sol. Se esperaba que, de generar esta fase, el medio creado se comportaría como un gas, pero sorpresivamente, los datos mostraron el comportamiento de un líquido casi perfecto con viscosidad muy baja[2].

Posteriormente en *LHC* en colisiones Pb-Pb se confirmó la creación de *QGP*, y gracias a la elevada energía con la que se colisionan partículas en *CERN* poco a poco se conoce más sobre las propiedades de este medio. Recientemente, al avanzar con los experimentos en *LHC* se observó, que incluso en las colisiones de sistemas pequeños (protones con protones, y protones con núcleo), los datos muestran que existen eventos de alta multiplicidad en dichos sistemas, donde se observan señales parecidas a las encontradas en las colisiones nucleares al crearse el *QGP*.

## 1.2. QCD

La Cromodinámica Cuántica (QCD) se encarga de estudiar las interacciones mediadas por la fuerza nuclear fuerte, mediante el análisis de la interacción entre los quarks, los cuales forman partículas llamadas hadrones, que a su vez se dividen en dos tipos de partículas: mesones (compuestos por 2 quarks) y bariones (formados por 3 quarks). Al ser QCD una teoría cuántica de campos, es necesario que existan partículas que se encarguen de mediar las interacciones entre los quarks, a dichos elementos se les conoce como gluones, la interacción entre quarks y gluones permite que se unan, para así crear los mesones y bariones. Para poder permitir la interacción entre

quarks, los gluones poseen un número cuántico llamado color, un análogo a la carga eléctrica, existen tres tipos de carga de color: roja, verde y azul, y sus correspondientes anticargas antirroja, antiverde y antiazul.

El concepto de carga de color se introdujo como una forma en la que el principio de exclusión Pauli fuera restaurado, este principio dicta que los quarks al tener spin  $1/2$ , impediría a dos quarks del mismo tipo tener el mismo número cuántico, pero, como se sabe, existen tres bariones ( $\Delta^{++}, \Delta^{--}, \Omega^{--}$ ) compuestos por tres quarks  $uuu, ddd$  y  $sss$ , para que esto sea posible, se necesita que cada quark tenga tres valores distintos de spin, para ello, se introdujo un nuevo número cuántico llamado color, debido a lo anterior, se postuló la existencia de 18 tipos de quarks, 6 con sabor (*up, down, bottom, top, charm y strange*) y cada uno de ellos puede tener cualquiera de las seis cargas de color: (roja, verde y azul y sus anticargas), esto nos lleva a tener una teoría de Gauge del grupo  $SU(3)$ . Entonces, al igual que en  $QED$  aquí todas las partículas (mesones, bariones) deberán tener carga neutra de color, por lo que no se permite que en el estado final alguna partícula tenga carga de color.

### 1.2.1. Lagrangiano de QCD

La densidad Lagrangiana para QCD no perturbativa, se define como:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}^\alpha [i(\gamma^\mu D_\mu)_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}] \psi^\beta - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1.1)$$

Los índices  $\mu, \nu$  indican las coordenadas espacio-temporales y corren de 0 a 3, el cero es ocupado por la coordenada temporal, y los índices restantes para las componentes espaciales. Nótese que la derivada covariante aplicada a los tripletes de color se define como:

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig\lambda^a A_\mu^a \quad (1.2)$$

En la que  $g$  es la constante de acoplamiento fuerte y las representaciones del grupo  $SU(3)$  son las matrices  $\lambda^a$ .

Y la derivada covariante asociada a los octetes es:

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig\Lambda^a A_\mu^a \quad (1.3)$$

Con  $\Lambda^a$  las matrices de  $SU(3)$  adjuntas, hermíticas, de dimensión  $8 \times 8$  y traza nula. Es evidente que los campos para quarks y gluones están dados

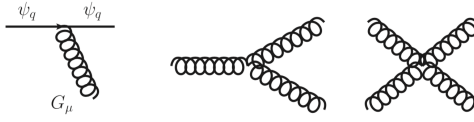


Figura 1.1: Interacción entre gluones[3]

por  $\psi^\alpha(A_\mu^a)$ , son elementos de los tripletes de  $SU(3)$ .

El segundo término que aparece restando en 1.1 puede verse como:

$$-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}, F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf_{abc}A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.4)$$

El tercer término de 1.4 surge como consecuencia de la necesidad de que el Lagrangiano sea invariante, junto a los otros dos, corresponden al campo gluónico, los índices  $a, b, c$  corren de 1 a 8,  $\mu, \nu$  van de 0 a 3, y  $f_{abc}$  son las constantes de estructura del Álgebra de Lie para  $SU(3)$ . Notemos que a diferencia de lo sucedido en  $QED$  en la que los mediadores (los fotones) no pueden interactuar entre ellos, en  $QCD$  los gluones pueden interactuar entre ellos debido a que cuentan con carga de color, esta interacción se ve reflejada en la emisión de gluones por ellos mismos, el comportamiento se debe a la simetría del grupo no abeliano de  $SU(3)$  y se ilustra en la Figura 1.1.

### 1.2.2. Libertad Asintótica

Una de las características de la fuerza nuclear fuerte es que al contrario de la fuerza eléctrica o la gravitacional, va disminuyendo su intensidad a medida que la distancia entre quarks y/o gluones se hace más corta, lo cual, provoca un comportamiento en el que actúan como partículas casi libres, a este fenómeno se le conoce como libertad asintótica. La disminución de la intensidad de interacción se debe al cambio que sufre la constante de acoplamiento  $\alpha_s$ .

Esto puede verse de la siguiente forma:

Como ya se mencionó, los mediadores de la interacción en QCD son los gluones, se encargan de unir a los quarks, pero además pueden interactuar entre ellos, esto genera que al calcular la constante de acoplamiento se deba añadir interacciones en las que los gluones se recombinan para decaer en un gluón (vea Figura 1.2(c)) [3], en este caso el signo de la interacción difiere del que aparece en 1.2(b). Luego, con ayuda de estos diagramas podemos ver que

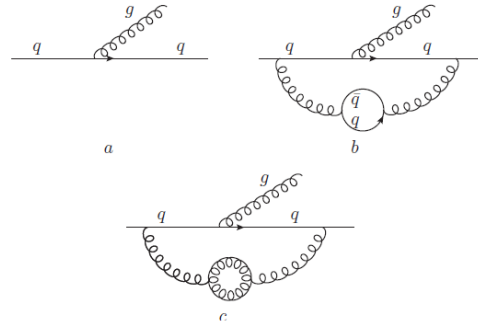


Figura 1.2: Diagramas de Feynman para QCD[3]

$\alpha_s$  es de la forma:

$$\alpha_s(r) = \frac{\alpha_s(r_0)}{1 - \frac{\alpha_s(r_0)}{12\pi} (11N_c - 2n_f \ln(r^2/r_0^2))} \quad (1.5)$$

De donde se observa que en el límite  $r \rightarrow 0$ ,  $\alpha_s(r) \rightarrow 0$ , lo que significa que no se presenta interacción, lo que es conocido como libertad asintótica.

### 1.2.3. Confinamiento

En la mayoría de las teorías de campos, los campos que aparecen en sus respectivos lagrangianos son estados libres, en el caso de QCD, esto no ocurre, aquí los quarks y gluones se encuentran forzados a estar unidos en el interior de los hadrones, este fenómeno se conoce como *confinamiento*. Esto quiere decir que las constantes de acoplamiento fuerte en QCD, decrecen con la distancia, gráficamente se observa en la Figura 1.3, en la que se ven consistencias entre los datos experimentales con lo predicho teóricamente. En otras palabras, si se intentara separar los componentes de un mesón (quark, antiquark), se necesitaría imprimirles una gran cantidad de energía, tal que, en lugar de separarlos se crearía un nuevo par  $q\bar{q}$  (Figura). Dicho comportamiento da como resultado que la masa de los hadrones se deba principalmente a la interacción fuerte y en menor medida a los quarks de los que está compuesto (95 % aproximadamente debido a la interacción y 5 % a los quarks).

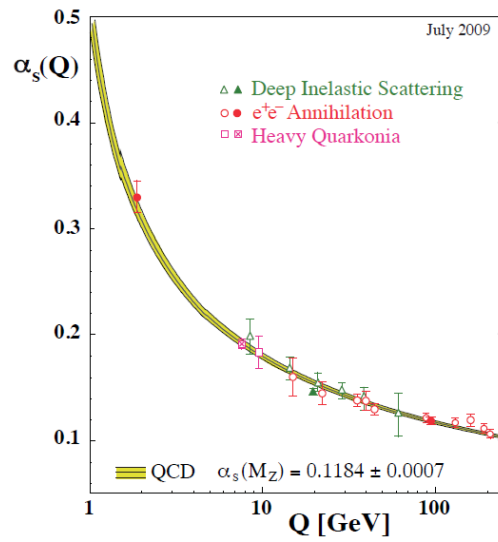


Figura 1.3: Comportamiento de la constante  $\alpha_s$  de acoplamiento fuerte, con  $Q \propto 1/r$ , [4].

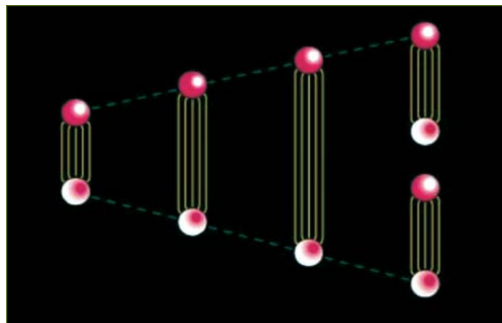


Figura 1.4: Creación de un nuevo par  $q\bar{q}$  al intentar separar el par original [5].

## 1.3. Iones Pesados

Una de las formas para verificar los postulados teóricos sobre QCD y en general del Modelo Estándar, es la física de colisiones de Iones Pesados, dentro de esta área, se hacen colisionar núcleos para saber de qué están hechos y así aceptar o modificar lo que predice la teoría, su origen se remonta al estudio del núcleo atómico dentro de la física nuclear en donde se analizaban los choques de los proyectiles generados en fuentes radiactivas y núcleos. Posteriormente se usaron aceleradores, con los que se logró un mayor control sobre la energía a la que se daban las colisiones, y de esta manera grandes avances.

Dentro de lo que se estudia en una colisión, todo se basa en qué tan central o periférica es, recordemos que tenemos paquetes de partículas que se mueven a velocidades ultrarelativistas y que a pesar de controlar su energía, no se puede controlar que todas ellas choquen de perfectamente de frente. Es por ello que se introdujo el término *Parámetro de impacto* y se define como:

$$b = r_2 - r_1 \quad (1.6)$$

Donde  $r_1$  es el radio de uno de los proyectiles y  $r_2$  el radio de otro, se entiende que a mayor  $b$  la colisión es periférica y a menor  $b$  una central. Dentro del área de interacción, tenemos a los *participantes*, los componentes de los proyectiles que interactúan con los del otro proyectil, fuera de esta área tenemos a los *espectadores*, una muestra gráfica de esto se encuentra en la Figura 1.5 [6].

Cuando tenemos una colisión central, la producción de partículas se incrementa considerablemente en comparación con las periféricas, a la cantidad de partículas creadas en el choque, se les conoce como *multiplicidad* (Figura 1.6), un pequeño detalle sobre el parámetro de impacto es que no puede ser medido directamente, sino que se conoce su valor, gracias a la multiplicidad. Esos cálculos se hacen con el modelo de Glauber [7], mediante las secciones eficaces de los proyectiles. Además de servir para saber el número de partículas producidas, la multiplicidad contiene información sobre la densidad de energía y geometría en el estado inicial, la entropía del sistema.

Otra herramienta para saber qué tan central fue la interacción, es la energía transversa de las partículas en el estado final, que junto con la de los espectadores, permite conocer una medida muy cercana del parámetro de impacto. Algunas de las propiedades del medio que también se pueden estudiar son: la producción de jets-quenching, que nos dice si tenemos un medio colectivo o no; las correlaciones azimutales, esto debido a que dan información sobre

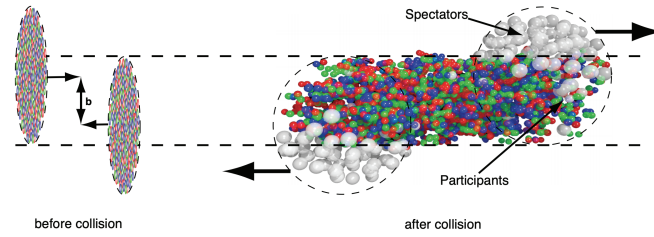


Figura 1.5: A la izquierda se observa a los proyectiles y la medición de  $b$  y a la derecha el momento del choque con los participantes y los espectadores[6].

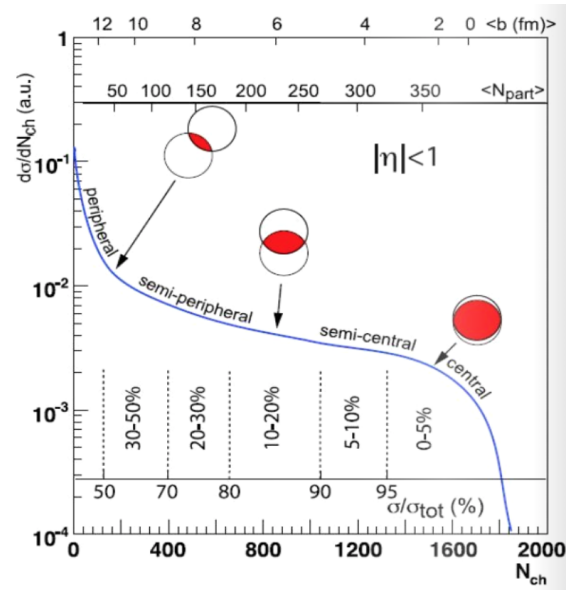


Figura 1.6: Relación entre la centralidad de la colisión con el número de partículas cargadas producidas  $N_{ch}$ [8].

las fluctuaciones (de temperatura,  $p_T$ ), los coeficientes de transporte y la hidrodinámica del sistema.

## 1.4. Plasma de Quarks y Gluones

Al hablar de la libertad asintótica, decimos que en este estado los quarks y gluones se encuentran deconfinados, como consecuencia de las altas temperaturas se forma un material muy denso, que al pasar el tiempo y el desarrollo teórico, tomó el nombre de *Plasma de Quarks y Gluones* (*QGP* por sus siglas en inglés). Conforme se avanzó en el estudio del modelo estándar, se mostraron indicios que llevan a concluir que microsegundos después del big bang, en concreto la época quark, el universo se encontraba en esta fase, luego, gracias a la rápida expansión se enfrió rápidamente y en consecuencia se formaron los hadrones, los cuales, son los componentes de la materia nuclear de la cual está hecho todo lo que conocemos.

Se sabe que modificar la temperatura del sistema o la densidad bariónica, lleva a una serie de cambios de fase, estos cambios de fase se recrean en el diagrama de fase de QCD Figura 1.7, en el cual, tenemos en el eje de las abscisas a la densidad bariónica neta y en el eje de las ordenadas la temperatura. Al estar el sistema en condiciones normales, la materia se compone principalmente de materia bariónica, un aumento en la densidad de la materia bariónica conlleva a la transición de fase, esto es algo complicado de lograr, por lo que se cree este fenómeno se presenta comunmente en las estrellas de neutrones, la otra vía para alcanzar el deconfinamiento es aumentar notablemente la temperatura, lo cual se logra haciendo colisionar núcleos a energías ultrarelativistas. Gracias a la gran energía con la que se colisionan los núcleos en experimentos como *RHIC*, *LHC* y *SPS* estas colisiones se alcanzan temperaturas de hasta 250000 veces la temperatura del interior del sol, por lo que, el deconfinamiento se logra sin mayores problemas.

Varios esfuerzos se han realizado para caracterizar el Plasma de Quarks-Gluones (QGP) y de esta forma poder entender sus propiedades, esto ha llevado a encontrar que dicho estado presenta características de un fluido perfecto: viscosidad muy baja, y es casi opaco para las partículas rápidas que se usan para probar su estructura.

Estos esfuerzos han permitido saber las señales mostradas por el sistema cuando éste sufre un cambio de fase, dichas pistas, se han dividido en dos y mencionamos algunas a continuación:

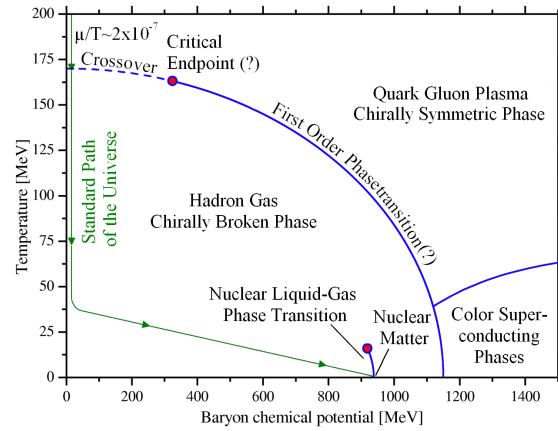


Figura 1.7: Diagrama de fase de QCD,[9].

#### ■ Pruebas Duras

- Pérdida de Energía: Consecuencia de la gran densidad del medio creado, las partículas sufrirán una deficiencia de energía básicamente por los procesos de radiación de gluones inducida y las colisiones elásticas entre los componentes[10].
- La supresión de producción de Jets[11], como resultado de un medio altamente denso, lo que lleva que los jets no puedan atravesarlo y por ende no ser detectados.
- Fenómenos relacionados con la producción de Sabores Pesados, como la detección de los mesones  $D, B$ ; la creación de quarkonio y charmonia[12].

#### ■ Pruebas Suaves

- La temperatura, que según los datos  $T_c = 239 \pm 25^{stat} \pm 7^{syst} MeV$  [13] es muy similar a la predicha teóricamente para el cambio de fase.
- Ensanchamiento en las extrañeza, esperado en un estado de la materia en QCD altamente excitado[14].
- Distribuciones de Momento Transverso, por la información de la expansión colectiva del sistema[18].

# Capítulo 2

## El Problema Abierto en Sistemas Pequeños

Hasta hace algunos años las colisiones de sistemas pequeños ( $pp, pA$ ) eran estudiadas básicamente para hacer correcciones a los modelos de producciones de partículas en colisiones nucleares. Conforme fue avanzando el entendimiento de las propiedades del medio creado en las colisiones  $AA$  y la posterior confirmación del cambio de fase a una de deconfinamiento en estos sistemas, sorpresivamente se encontró que en sistemas pequeños se presentaban datos similares a los reportados en colisiones nucleares, dando pie a la pregunta ¿estamos ante la presencia de QGP en estos sistemas?. Con todos estos datos, comenzó un incremento en el interés por responder a esta pregunta, equipos de trabajo en todo el mundo analizan los resultados para afirmar o refutarla, a continuación se enlistan algunas de las observables que más se han estudiado, debemos aclarar que no son todas, pero se hace el esfuerzo por mostrar varias de ellas.

### 2.1. Ridge

En colisiones  $PbPb$  se sabe que una de las observables importantes como indicación de la creación de QGP son las correlaciones del ángulo azimutal de largo alcance entre las partículas emitidas en un rango grande de pseudo rapidez, en la gráfica de esta observable se ve una cresta, lo que se conoce como el ridge. Este fenómeno se da a consecuencia del flujo de QGP en la región de traslape entre los proyectiles. La sorpresa se dio cuando en [15] se

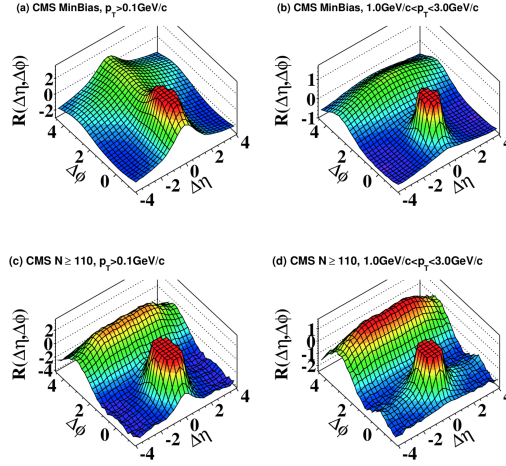


Figura 2.1: Comportamiento de las correlaciones entre las partículas producidas[15].

encontró lo mostrado en la Figura 2.1 para el caso de colisiones  $pp$ . Posteriormente en [16] se observó un comportamiento similar para  $pPb$  que se muestra en la Figura 2.2. Hasta ahora, estos resultados siguen siendo analizados en búsqueda de una explicación, en la Figura 2.3 se muestra un comparativo entre lo sucedido con varios sistemas.

## 2.2. Flujo Elíptico

Dentro de las colisiones de iones pesados, existe un concepto conocido como flujo: cantidad de las partículas producidas que se mueven a través de la dirección del haz, o del plano transversal (aquí tenemos flujo elíptico, triangular y además radial). Entonces, el flujo será mayor cuando  $b$  el parámetro de impacto es pequeño y menor cuando tenemos colisiones periféricas. En colisiones nucleares, la presencia del flujo elíptico se asocia con una transición de fase a un medio colectivo viscoso y no homogéneo, al estudiar la dependencia de la multiplicidad con el ángulo azimutal, se debe hacer una expansión en series de Fourier:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN}{p_T dp_T dy} \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_T, y) \cos(n\phi) \right] \quad (2.1)$$

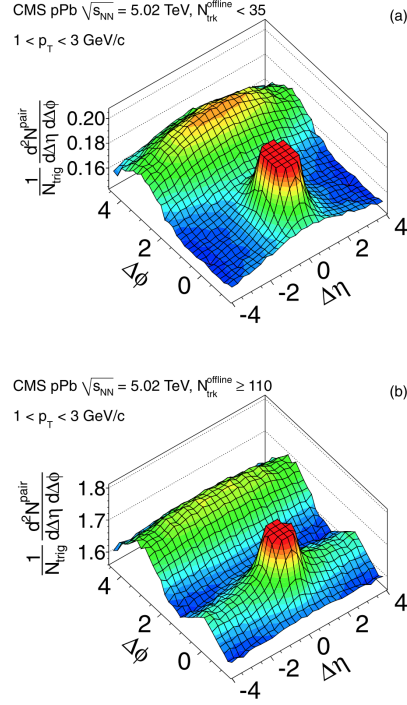


Figura 2.2: Comportamiento de las correlaciones entre las partículas producidas[16].

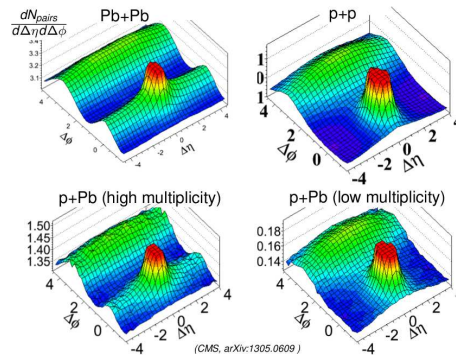


Figura 2.3: Comparación del ridge creado en varios sistemas[17].

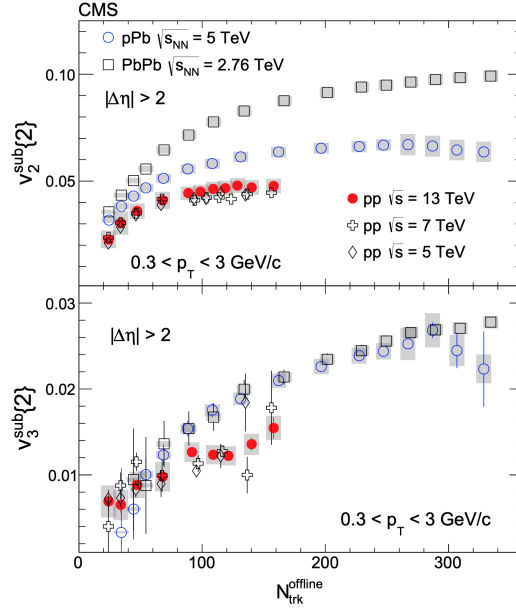


Figura 2.4: Dependencia de los coeficientes  $v_2$  y  $v_3$  con el numero de tracks en distintos sistemas a diferentes energías [18].

Donde el coeficiente  $v_n$  son los coeficientes de Fourier, en concreto el segundo de ellos es  $v_2$  es el flujo elíptico, el siguiente término es el del flujo triangular. A medida que se publicaban resultados se notó un comportamiento inesperado en los datos de sistemas pequeños, indicando la presencia de estos últimos, en la Figura se muestra una comparativa de los coeficientes de flujo elíptico y triangular en varios sistemas a diferentes energías, como puede observarse, tienen comportamientos muy similares, por lo que para los sistemas  $pp$  y  $pPb$  se ha abierto la pregunta sobre si es una muestra de la colectividad del medio, dicho de otra forma, un cambio de fase.

### 2.3. Extrañeza

Al colisionar iones pesados, lo que se hace interactuar, son partículas que están compuestas por quarks  $up(u)$  y  $down(d)$ , pero en el estado final, hay presencia de partículas con el quark  $strange(s)$ , a bajo  $p_T$  la producción de  $s$  es regida por los procesos de fragmentación pero como su masa es mayor a la de  $d$  y  $u$ , su producción es mínima. Para el caso de sistemas grandes, se

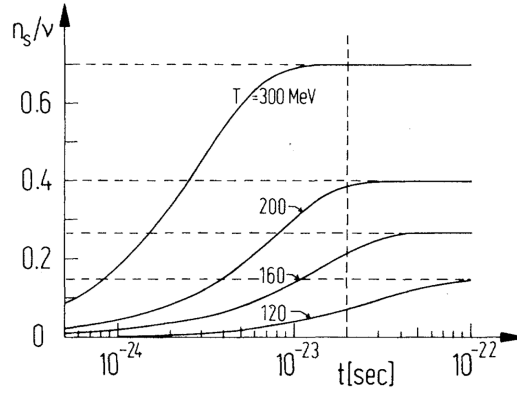


Figura 2.5: Evolución temporal de la presencia del quark  $s$  relativa al número de de bariones presentes en el plasma a distintas temperaturas[19]

sabe que en presencia de QGP hay un aumento en la producción de hadrones extraños [19], en la Figura 2.5 se muestra este comportamiento. Además de lo mostrado en la Figura 2.5 se puede observar el incremento en la extrañeza al hacer la razón hadrón extraño/pión y compararla con la razón entre hadrones no extraños y pión, se encontrará que la razón para los hadrones con  $s$  aumenta, este incremento se hace más evidente al crecer la multiplicidad. En sistemas pequeños al reportar los datos sobre la producción de hadrones con extrañeza, se puede ver un comportamiento similar al mencionado en colisiones nucleares, los comportamientos se mostrarán en el capítulo 4.

## 2.4. Distribuciones de Momento

Otra herramienta usada, son los espectros de  $p_T$ , esto debido a que si se presenta colectividad en el medio tendremos una determinada forma de la distribución de momento dependiente de la masa de cada partícula, un modelo usado para hacer esta aseveración en colisiones  $AA$  es el de **Blast-Wave**[18] (Figura 2.6) aquí se asume todas las partículas son producidas en el QGP a bajo  $p_t$ , obteniendo buenos ajustes, para la región de  $p_T \geq 10 \text{ GeV}$  se observa una supresión en la producción de partículas como resultado de la supresión de jets, y como es sabido, la supresión de producción de jets se asocia al cambio de fase. Para colisiones entre protones y protón-Plomo se observa esta misma supresión, pero a una mayor escala (Figura 2.7). En el

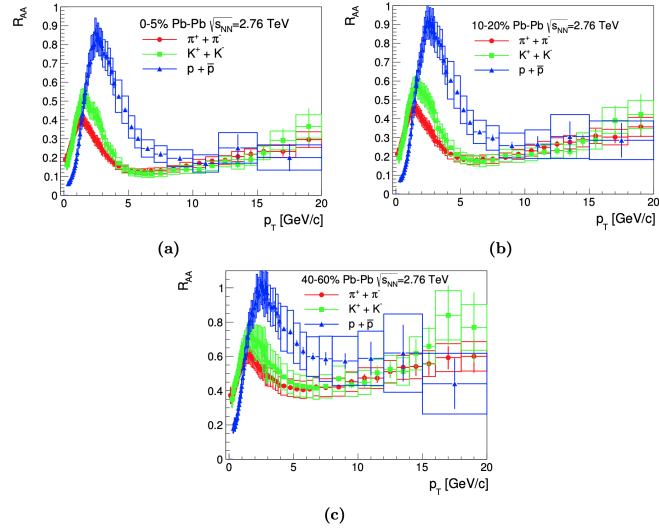


Figura 2.6: Espectros de momento transverso para los caso de centralidad (a) 0-5 %, (b) 10-20 % y (c) 40-60 % para colisiones  $PbPb$  [20]

capítulo 4 mostraremos con más detalle estos comportamientos.

### 2.4.1. Razones de los Espectros de $p_T$

Estos cambios en las formas de las distribuciones dependientes de la multiplicidad se pueden ver reflejados al hacer las razones entre ellos (por ejemplo  $p/\pi, \Lambda/\pi$ ) en donde se observa, un incremento del valor obtenido cerca de  $p_T \sim 3 GeV$ , lo que para colisiones nucleares es una señal del cambio de fase, en la Figura 2.8. Al igual que con los espectros, las razones serán estudiadas con mayor detalle en el capítulo 4.

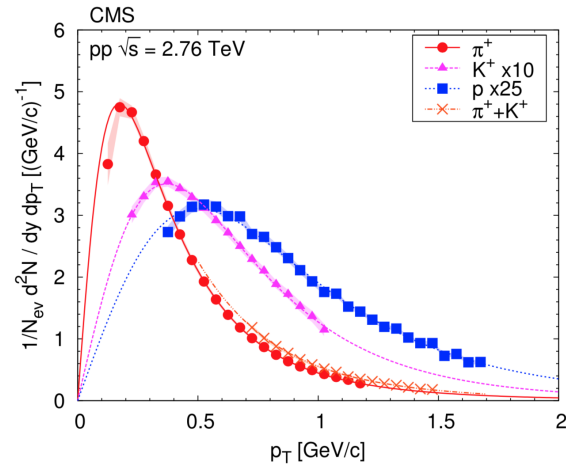


Figura 2.7: Espectros de momento transverso para colisiones  $pp$  [28]

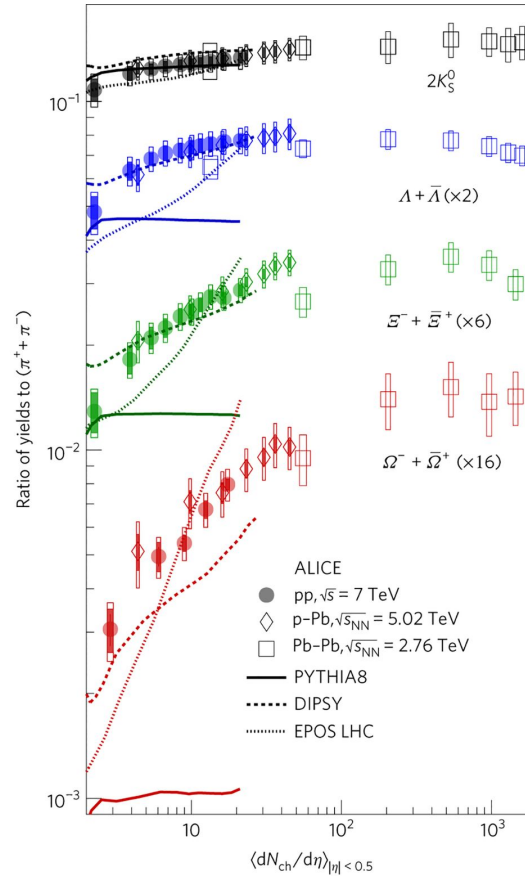


Figura 2.8: Comparación de los datos recolectados para la razón de producción de hadrones extraños en varios sistemas a distintas energías.

## Capítulo 3

# El Modelo de Percolación de Cuerdas de Color

En QCD no perturbativa existen varios modelos que estudian la transición de fase al estado de QGP, algunos se encargan de describir sus observables para entender cómo se forma, y otros, las características del medio creado; algunos de los más conocidos son las interacciones partónicas múltiples descritas en el Montecarlo PYTHIA; (EPOS) un modelo en el cual, se crean cuerdas en el estado inicial y al romperse estas forman segmentos que son los hadrones, antes de la formación de los hadrones, se observan áreas de mayor densidad de estos segmentos, las áreas más densas son conocidas como la coraza y las menos densas como la corona; Modelos de transporte como AMPT, un modelo Monte Carlo para colisiones nucleares a energías relativistas y que analiza 4 elementos: las condiciones iniciales, interacciones partónicas, el cambio de la materia partónica a la hadrónica y las interacciones hadrónicas ; Color Glass Condensate para la transición del estado inicial, que supone la creación de un condensado de gluones, el cual, al viajar a velocidades cercanas a la de la luz, se vuelve cada vez más denso, formando una pared de gluones. En este trabajo se usará un modelo alternativo que describe la transición de fase desde una perspectiva geométrica del estado inicial, el modelo SPM (String Percolation Model), ya que ha mostrado buenos resultados describiendo las interacciones en sistemas pequeños.

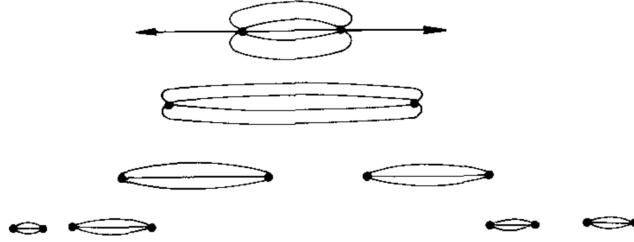


Figura 3.1: Los puntos son las parejas quark antiquark, las líneas las cuerdas creadas, las flechas indican la dirección en que viajan los hadrones creados[21].

### 3.1. Antecedentes

En los modelos que se usan para estudiar lo ocurrido en las interacciones entre los partones de los proyectiles en colisiones de iones pesados, existen de tres tipos: fragmentación, coalescencia y recombinación (combinación de los otros dos). Nuestro modelo se basa en las ideas propuestas en el modelo de Lund[21], este modelo asume que los hadrones del estado final son creados por la fragmentación entre pares de quarks y antiquarks, que al separarse generan un campo de color entre ellos, se asume que dichos campos forman cuerdas, que pueden romperse y combinarse entre ellas para crear hadrones en direcciones opuestas (Fig 3.1), el hecho de que las cuerdas puedan romperse, lleva a que estas interacciones parezcan una “cascada”. El modelo de Lund fue diseñado para quarks de un solo sabor y hadrones de un tipo, en dos dimensiones, una de espacio y la otra temporal (Fig 3.2). En cada punto donde se crea un hadrón se le conoce como vértice y debido a que cada vértice debe estar ordenado bajo la dependencia en el tiempo de Lorentz, no existe un punto primario o secundario, todos son iguales, por lo que el análisis no depende del vértice.

### 3.2. El Modelo en General

El Modelo de Percolación de Cuerdas (SPM), es un modelo de percolación continua de dos dimensiones, cuya principal suposición es la creación de campos de color al momento de la colisión (como resultado de la interacción de las cargas de color de los proyectiles), formando cuerdas, las cuales, al ser

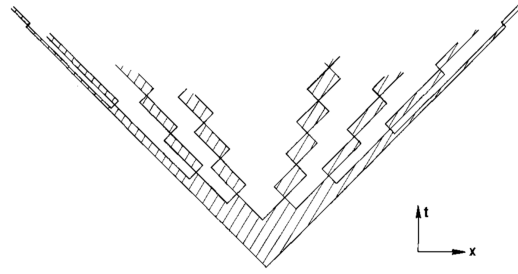


Figura 3.2: Representación gráfica de los vértices formados [21].

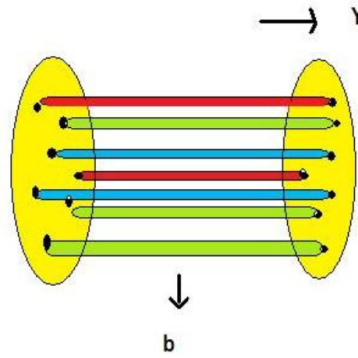


Figura 3.3: Vista del plano transverso de los proyectiles.

proyectadas en el plano del parámetro de impacto  $b$ , forman discos [22],[23], Figura3.3. El radio de cada cuerda y el Área ocupada por cada una de ellas en el plano del parámetro de impacto son :

$$r_0 \sim 0.25fm \quad (3.1)$$

$$S_0 = \pi r_0^2 \quad (3.2)$$

El número de cuerdas formadas depende directamente de la energía de la colisión, y conforme se crean, la densidad por unidad de área aumenta, en algún momento se alcanza una densidad crítica, en este punto, se forma un cluster macroscópico, lo que marca una transición de fase geométrica, Figura3.4.

Debido a que las cargas de color de cada cuerda se suman aleatoriamente, la

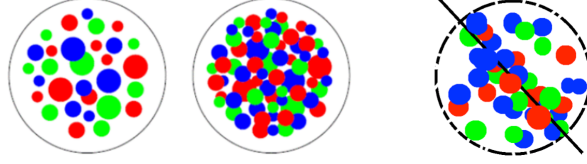


Figura 3.4: Incremento de la densidad de cuerdas, hasta la formación de clusters (centro) y después se da la percolación (derecha).

carga total del cluster provoca una reducción en la producción de partículas, y un aumento en la tensión promedio de las cuerdas. Las cuerdas se estiran, provocando que se tensen, lo que genera un rompimiento y un decaimiento en nuevos pares de cuerdas, que repiten el proceso de tensión-ruptura, después decaen en nuevos partones, los cuales hadronizan, y en la parte final de la interacción se da la producción de nuevos partones siguiendo el mecanismo de Schwinger[24].

### 3.3. Producción de Partículas en el Modelo de Percolación de Cuerdas

Como ya se ha dicho, el modelo *SPM* ha sido usado para describir de buena forma la transición de fase en colisiones *A-A*, y conforme han avanzado los estudios, ahora se analiza lo que ocurre en colisiones *p-p* y se ha visto que en estos sistemas, el modelo se acopla de buena forma.

Comencemos definiendo algunos parámetros de vital importancia dentro de *SPM*, el primero de ellos es la densidad de cuerdas  $\zeta^t$ , en el caso de colisiones *p-p* está dado por,[25],[26]:

$$\zeta^t \equiv \left( \frac{r_0}{R_p} \right)^2 \overline{N^s} \quad (3.3)$$

donde  $r_0$  es el mismo que en la ecuación 3.1,  $R_p \simeq 1 fm$  es el radio del protón y  $\overline{N^s}$  el número promedio de cuerdas.

El siguiente parámetro a definir es el *Factor de reducción de color*, el cual, está relacionado con la multiplicidad  $dN/dy$  y el número promedio de cuerdas  $\overline{N^s}$  como:

$$\frac{dN}{dy} = \kappa F(\zeta^t) \overline{N^s} \quad (3.4)$$

Con  $\kappa \sim .63$  siendo un factor de normalización,[27] y

$$F(\zeta^t) = \sqrt{\frac{1 - e^{-\zeta^t}}{\zeta^t}} \quad (3.5)$$

Como estamos describiendo lo que sucede en colisiones p-p, podemos escribir el número de cuerdas de la siguiente forma:

$$N_p^s = 2 + 4 \left( \frac{r_0}{R_p} \right)^2 \left( \frac{\sqrt{s}}{m_p} \right)^{2\lambda} \quad (3.6)$$

Con  $\sqrt{s}$  la energía a la que se da la colisión,  $m_p$  la masa del protón y  $\lambda \simeq .201$ ,[28]. Nótese, que el factor de reducción de color es inversamente proporcional a la densidad de cuerdas.

Ahora, con la ayuda de una ley de potencias que muestra los espectros de momento transversal para cualquier partícula en eventos de alta multiplicidad, podemos calcular el valor de la densidad de cuerdas de la siguiente forma:

Tomando la ley de potencias:

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{dp_T^2} = \frac{(\alpha - 1)(\alpha - 2)}{2\pi p_0^2} \frac{p_0^\alpha}{[p_0 + p_T]^\alpha} \quad (3.7)$$

Con  $p_0$  y  $\alpha$  parámetros dependientes de la energía. Ahora, llamemos  $\mu$  la multiplicidad total, este valor se obtiene al promediar todas las configuraciones posibles del cluster:

$$\mu = \left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_0}} \right\rangle \mu_1 \quad (3.8)$$

De donde,  $M$  es el total de clusters generados en la interacción,  $n_i$  el número de cuerdas que conforman el  $i$ -ésimo cluster,  $S_i$  el área de la  $i$ -ésima cuerda elemento del cluster y  $S_0$  el área de la cuerda de la Ecuación ???. Ahora, tomemos sólo los clusters que contribuyen mayoritariamente debido a que están localizados en la región más central de la interacción, mediante la siguiente expresión:

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = \frac{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_0}} \right\rangle}{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_0}} \right\rangle_{pp}} \frac{dN_{ch}}{d\eta} \Big|_{\eta=0}^{pp} \quad (3.9)$$

De donde, recordando el miembro izquierdo de la Ecuación 3.6, tenemos:

$$\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_0}} \right\rangle_{pp} = N_p^s \quad (3.10)$$

Ahora, sabemos que una de las observables más simples y de mayor utilidad en esta clase análisis es el momento transverso cuadrado promedio  $\langle p_t^2 \rangle$ , su importancia radica en que está relacionado de una forma muy directa con la influencia ejercida por el campo sobre la cuerda y en consecuencia, con la magnitud de la carga de color,[29],[30]. Entonces el momento transverso cuadrado promedio es:

$$\langle p_t^2 \rangle = \frac{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n S_i}{S_0}}} \right\rangle}{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n S_i}{S_0}}} \right\rangle_{pp}} \langle p_t^2 \rangle_{pp} \quad (3.11)$$

Integrando la ecuación 3.7:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dp_t} = \int \frac{(\alpha - 1)(\alpha - 2)}{2\pi p_0^2} \frac{p_0^\alpha}{[p_0 + p_t]^\alpha} dp_t \quad (3.12)$$

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dp_t} = \frac{\alpha - 2}{2\pi} \frac{p_0^{\alpha-2}}{[p_0 + p_t]^{\alpha-1}} \quad (3.13)$$

En la ecuación 3.11 hacemos  $\langle p_t^2 \rangle \rightarrow p_0$  y sustutimos en la ecuación 3.13, después multilplicamos por la ecuación 3.9, y tenemos:

$$\begin{aligned} \frac{1}{N} \frac{d^2 N_{ch}}{d\eta dp_t} \Big|_{\eta=0} &= \frac{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_0}} \right\rangle}{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_0}} \right\rangle_{pp}} \frac{dN_{ch}}{d\eta} \Big|_{\eta=0} \frac{(\alpha - 2)}{2\pi} \\ &\times \frac{\left[ p_0 \left( \frac{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n S_i}{S_0}}} \right\rangle}{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n S_i}{S_0}}} \right\rangle_{pp}} \right)^{(1/2)} \right]^{\alpha-2}}{\left[ p_0 \left( \frac{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n S_i}{S_0}}} \right\rangle}{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n S_i}{S_0}}} \right\rangle_{pp}} \right)^{(1/2)} + p_t \right]^{\alpha-1}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Para simplificar las cosas, usemos los cambios de variable:

$$a = \frac{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_0}} \right\rangle}{\left\langle \sum_{i=1}^M \sqrt{\frac{n_i S_i}{S_0}} \right\rangle_{pp}} \frac{dN_{ch}|_{\eta=0}^{pp}}{d\eta} \frac{(\alpha - 2)}{2\pi} \quad (3.15)$$

$$b = \left( \frac{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n S_i}{S_0}}} \right\rangle}{\left\langle \frac{N}{\sqrt{\frac{n S_i}{S_0}}} \right\rangle_{pp}} \right)^{(1/2)} \quad (3.16)$$

Y reescribiendo 3.14 tenemos:

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\eta dp_t} = \frac{a(p_0 b)^{\alpha-2}}{(p_t + p_0 b)^{\alpha-1}} \quad (3.17)$$

Aplicando el límite termodinámico con una suma vectorial de color, lo que significa que:

$$b \rightarrow \sqrt{\frac{F(\zeta)}{F(\zeta_{HM})}} \quad (3.18)$$

Sustituyendo en la ecuación 3.17 obtenemos finalmente:

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\eta dp_t} = \frac{a \left( p_0 \sqrt{\frac{F(\zeta_{pp})}{F(\zeta_{HM})}} \right)^{\alpha-2}}{\left[ p_0 \sqrt{\frac{F(\zeta_{pp})}{F(\zeta_{HM})}} + p_t \right]^{\alpha-1}} \quad (3.19)$$

Esta ecuación nos da la distribución de momento transversal para cualquier tipo de colisión, en el caso concreto de colisiones p-p para minimum bias, se reduce a:

$$\frac{d^2 N}{dp_t} = \frac{a}{[p_0 + p_t]^\alpha} \quad (3.20)$$

Como ya se ha mencionado, los valores de los parámetros  $a, p_0$  y  $\alpha$  dependen de la energía y son, [31]: Por último, definimos el factor que describe el mecanismo de Schwinger [32] para el caso de percolación como:

$$\frac{dN}{dp_t} \sim e^{-\sqrt{2F(\zeta^t)} \frac{p_t}{\langle p_t \rangle_1}} \quad (3.21)$$

$\sqrt{s}(TeV)$	$a$	$p_0$	$\alpha$
0.9	$23.29 \pm 4.48$	$1.82 \pm .54$	$9.40 \pm 1.79$
2.76	$22.48 \pm 4.20$	$1.54 \pm .46$	$7.94 \pm 1.41$
7	$33.11 \pm 9.31$	$2.31 \pm .87$	$9.78 \pm 2.53$

Cuadro 3.1: Parámetros de la Distribución de momento transversal a distintas energías.

# Capítulo 4

## Determinación de la Razón Barión/Mesón

Al estudiar si en las colisiones de estos sistemas pequeños se presenta una transición de fase, se miden varias observables, algunas de ellas son: la temperatura, viscosidad, fluctuaciones de momento, etc. La que será utilizada en el presente trabajo es la razón de producción de mesones y bariones, esto, porque se sabe que en la presencia del QGP hay una clara modificación en la producción de ellos.

### 4.1. Espectros de Momento Transverso

Nuestro trabajo consistirá en hacer ajustes los espectros de momento transverso medidos en los experimentos *CMS* y *ALICE* de *CERN* a diferentes energías, en concreto a *.9, 2.76 y 7 TeV*. Para ello, usaremos una ecuación parecida a la 3.17 tomada de [33]:

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\eta dp_t} = \frac{a \left( p_0 \frac{F(\zeta_{pp})}{F(\zeta_{HM})} \right)^{\alpha-2}}{\left[ p_0 \sqrt{\frac{F(\zeta_{pp})}{F(\zeta_{HM})}} + p_t \right]^{\alpha-1}} \quad (4.1)$$

Esta expresión nos da el espectro para  $\pi$ , pero necesitamos el espectro para distintas clase de hadrones, por lo que hacemos la diferenciación para cada tipo de ellos, tomamos la ecuación 4.1 y el mecanismo de Schwinger (ecuación

3.21) para llegar a:

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\eta dp_t} \Big|_{meson} = \beta \exp \left( -\frac{m_{meson} F(\zeta_{pp})}{\langle p_t \rangle^2 + \langle p_{meson} \rangle^2} \right) \frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\eta dp_t} \Big|_{\pi} \quad (4.2)$$

Con  $\beta$  un parámetro de normalización dependiente sólo de la energía,  $F(\zeta_{pp})$  con los valores mostrados en el cuadro 4.1,  $F(\zeta_{HM})$  que viene en la ecuación 4.1 y  $\langle p_t \rangle^2$  parámetros a calcular.

Los primeros ajustes fueron hechos para el caso de protones y  $\kappa$  en colisio-

$\sqrt{s}(TeV)$	$F(\zeta_{pp})$
0.9	0.91456144
2.76	0.885818608
7	0.852129259

Cuadro 4.1: Valores de  $F(\zeta_{pp})$  para distintas energías con distribuciones de sesgo mínimo y periféricas.

nes  $pp$  periféricas y de sesgo mínimo, y se encontró que  $\beta$  tenía los valores mostrados en el cuadro 4.2.

En la Figura 4.1 se pueden observar los fits hechos a las distribuciones para

$\sqrt{s}(TeV)$	$\beta$
0.9	$0.5 \pm .02$
2.76	$0.3 \pm .01$
7	$0.31 \pm .02$

Cuadro 4.2: Valores de  $\beta$  para distintas energías con distribuciones de sesgo mínimo y periféricas.

sesgo mínimo, las líneas muestran el comportamiento de la ecuación 4.1 para  $\pi$  y la ecuación 4.2 para protones y  $\kappa$  para el caso de  $\sqrt{s} = .9, 2.76, 7TeV$ ; en el caso de la Figura 4.2 tenemos lo mismos ajustes para colisiones periféricas a  $\sqrt{s} = .9, 2.76TeV$ ; los puntos observados sobre las líneas en ambas figuras

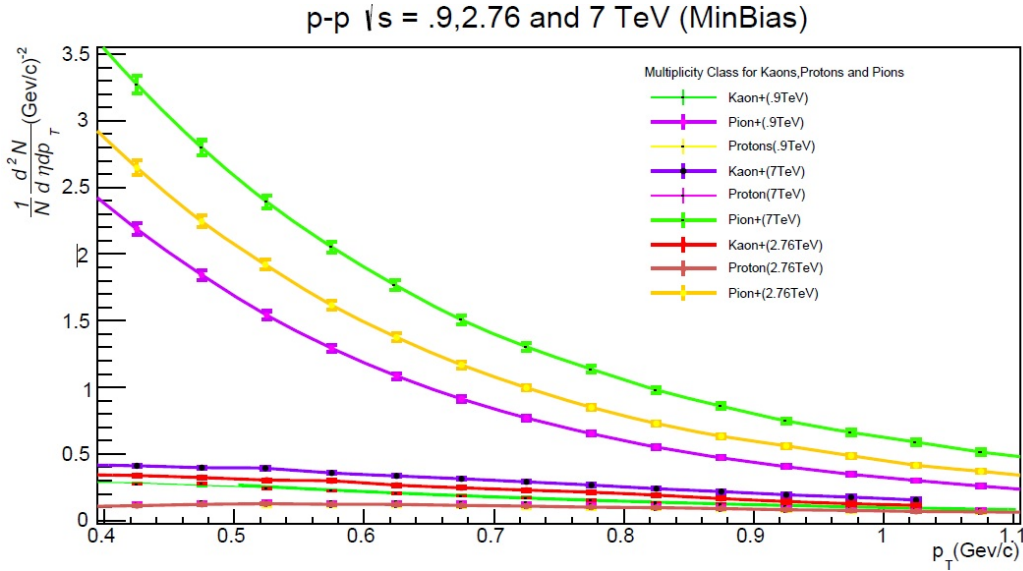


Figura 4.1: Distribuciones de momento transverso para protón y  $\kappa$  para sesgo mínimo

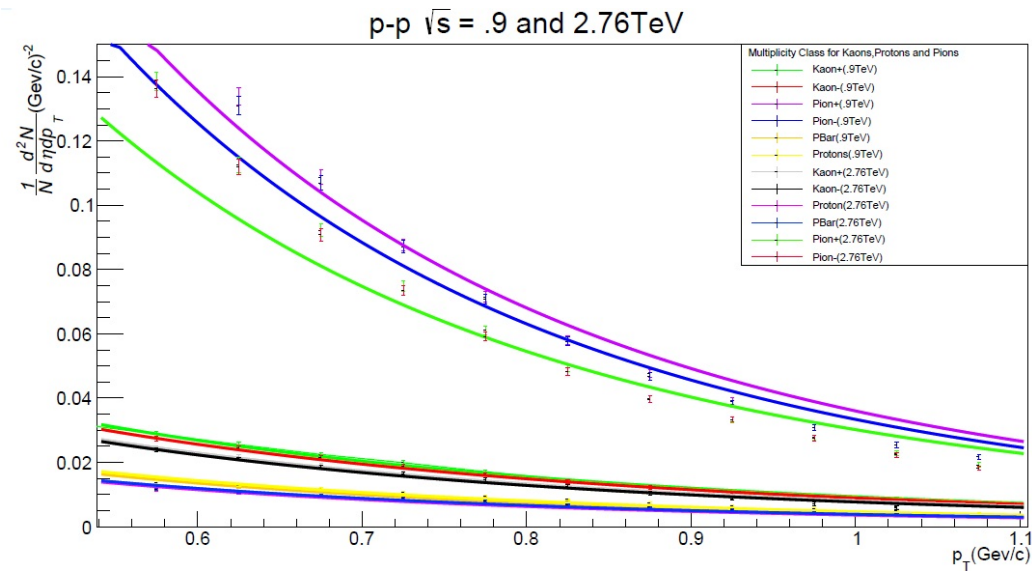


Figura 4.2: Distribuciones de momento transverso para protón y  $\kappa$  para colisiones periféricas

son los datos experimentales,[34].

Una vez realizados estos fits, se procedió a extender el análisis para las producciones de partículas mas pesadas, en nuestro caso las elegidas fueron  $\Lambda, \Omega, \Xi$  con datos de ALICE a  $\sqrt{s} = 7TeV$ . Aquí, fue necesario ajustar la ecuación 4.2, pero se necesitó, tomar los términos

$$\langle p_t \rangle^2$$

$$\langle p_{T_{meson}} \rangle^2$$

como parámetros libres, ya que no se conocían previamente sus valores. Además, hubo que tomar una definición alternativa de  $\langle p_t \rangle^2$ , para hacer más fácil su cálculo, se tomó como:

$$\langle p_t \rangle^2 = \left( \frac{c}{F(\zeta_{pp})} \right)^2 \quad (4.3)$$

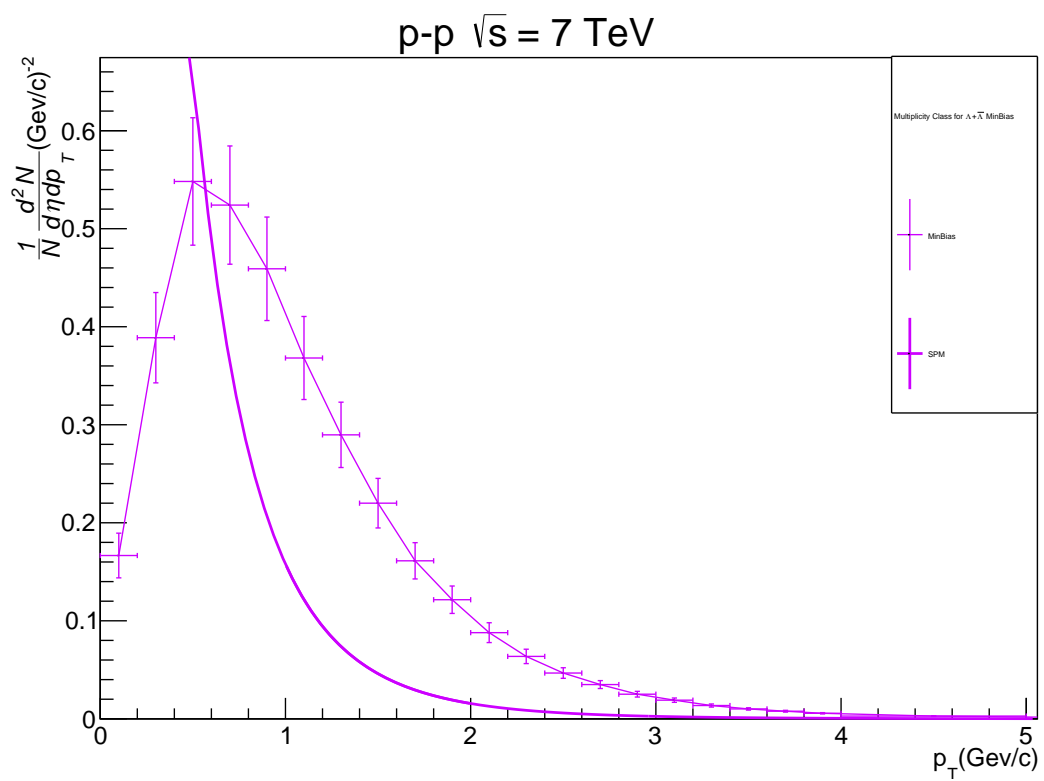
Posteriormente, se hicieron los ajustes, primero para los casos de datos de sesgo mínimo, para  $\Omega, \Xi$ [35] y  $\Lambda$ [36], los ajustes, junto con los valores de los parámetros se muestran a continuación:

En la Figura 4.3 se observa el ajuste para  $\Lambda$ , en la Figura 4.4 el caso de  $\Omega$  y finalmente, en la Figura 4.5 el comportamiento de  $\Xi$ . Los valores de los parámetros calculados se muestran en el cuadro 4.3.

<i>Partícula</i>	C	$\langle p_{T_{meson}} \rangle^2$
$\Lambda$	$2.5 \times 10^3 \pm 2.711 \times 10^4$	$4.2993 \times 10^5 \pm 1.698 \times 10^7$
$\Omega$	$4.0629 \times 10^{-1} \pm 2.81 \times 10^{-1}$	$1.185 \times 10^{-1} \pm 3.155 \times 10^{-1}$
$\Xi$	$4.774 \times 10^{-1} \pm 1.3 \times 10^{-1}$	$1.020 \times 10^{-1} \pm 1.70 \times 10^{-1}$

Cuadro 4.3: Parámetros para sesgo mínimo.

Es evidente que los ajustes no son tan buenos y en el caso de  $\Lambda$  los valores de los parámetros son demasiado grandes, por lo que no corresponden a lo esperado, entonces será necesario recurrir a una explicación alternativa para comprender este comportamiento. Recordemos que nuestro modelo de cuerdas, es un modelo de fragmentación, pero es sabido que además de la fragmentación existen contribuciones de coalescencia a la creación de partículas. Ahora, nos detendremos a analizar una posible presencia de este fenómeno en estos sistemas pequeños.

Figura 4.3: Distribución de momento transverso para  $\Lambda$  para sesgo mínimo

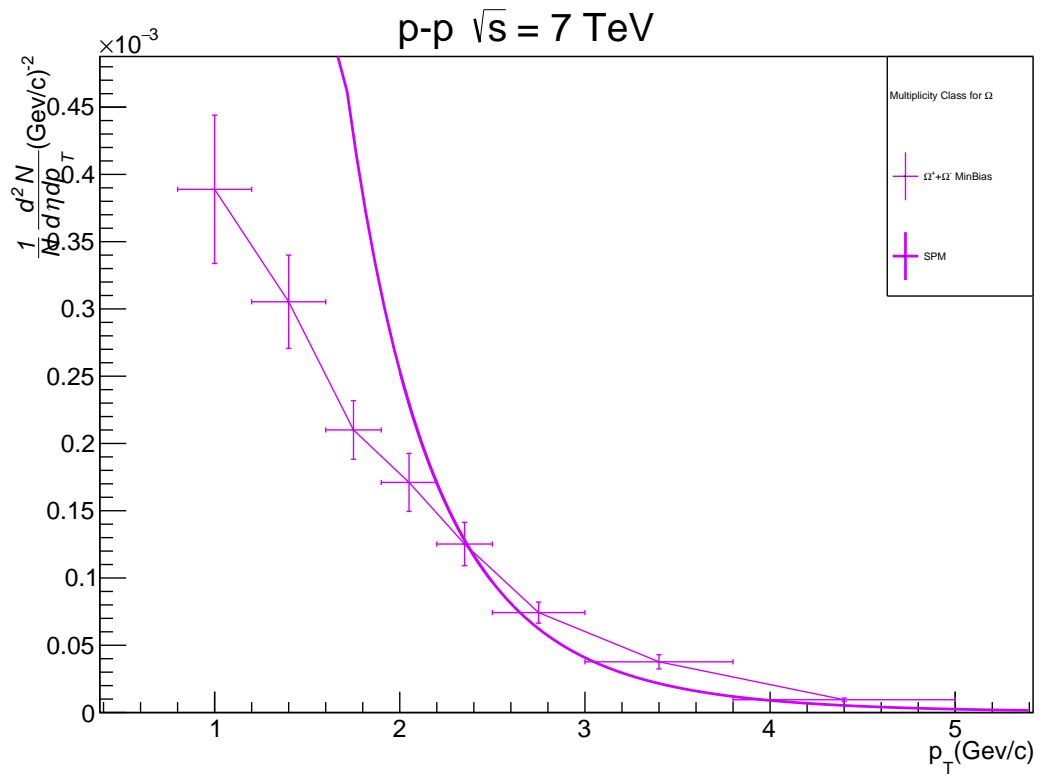
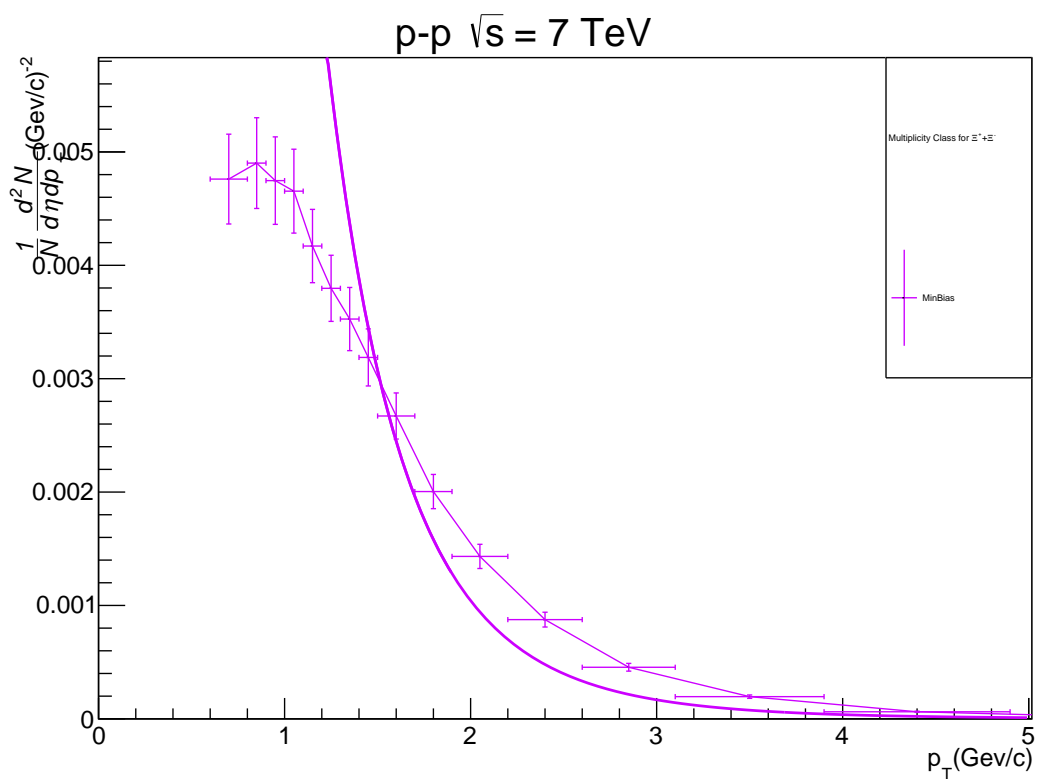


Figura 4.4: Distribución de momento transverso para  $\Omega$  para sesgo mínimo

Figura 4.5: Distribución de momento transverso para  $\Xi$  para sesgo mínimo

Primero, necesitamos saber lo que es la coalescencia, es básicamente la formación de un hadrón a partir de la unión de 2 o 3 quarks que se encuentran en un sistema extremadamente denso y caliente a una distancia muy corta. Este fenómeno se postuló, para explicar tres hechos experimentales reportados en RHIC:

- La descripción del espectro de momento puede hacerse mediante la unión de dos partes: una exponencial y otra de una ley de potencias.
- Las razones de producción barión/mesón son relativamente mayores en un rango de momento transversal  $2 < p_t < 6$ .
- El espectro de anisotropía azimutal depende de cada tipo de partícula.

Es por ello, que como una forma alternativa para describir los espectros de momento, se propusieron modelos en los que se toman ambas aportaciones, a estos modelos se les conoce como de recombinación. Nosotros tomaremos como base lo hecho en [42] donde analizan los espectros de momento para colisiones  $Pb - Pb$  en LHC a  $\sqrt{s} = 2.76 TeV$  a una centralidad de  $0 - 5\%$ . Lo que hicimos fue encontrar el porcentaje con el que contribuye la coalescencia al total de la distribución de momento para  $\Lambda$ , una vez hecho esto, ajustamos una función de porcentaje dependiente de  $p_T$ , posteriormente, analizando punto por punto el ajuste presentado, obtuvimos una función para coalescencia, ambas funciones, nos ayudarán a modificar la expresión para la distribución de momento que tenemos, estas funciones tienen la forma:

$$\frac{d^2 N_{coal}}{d^2 p_T} = A[1 - \exp(-C p_T)] + B \quad (4.4)$$

$$f(p_T) = a + b p_T + c p_T^2 + d p_T^3 + e p_T^4 + f p_T^5 \quad (4.5)$$

En la ecuación 4.4 que es la contribución de coalescencia, los valores de las constantes son:  $A = -289.8 GeV$ ,  $B = 289.7999 GeV$ ,  $C = 1.855 GeV$ . En la ecuación 4.5 que es el porcentaje tenemos que:  $a = 5.816$ ,  $b = -6.242$ ,  $c = 2.982$ ,  $d = -.6820$ ,  $e = .07359$ ,  $f = .003019$ . Con esto, nuestro espectro de recombinación debe ser de la forma:

$$\frac{d^2 N_{rec}}{d\eta dp_T} = [1 - f(p_T)] \frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\eta dp_t} \Big|_{meson} + \frac{d^2 N_{coal}}{d^2 p_T} \quad (4.6)$$

Esto debido a que en [37] se observa un comportamiento decreciente en la colaboración de coalescencia y un aumento en la de fragmentación, es por ello, que podemos reescribir la ecuación 4.6 como:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N_{rec}}{d\eta dp_T} = & [1 - (a + bp_T + cp_T^2 + dp_T^3 + ep_T^4 + fp_T^5)] \beta \exp \left( -\frac{m_{meson} F(\zeta_{pp})}{\langle p_t \rangle^2 + \langle p_{meson} \rangle^2} \right) \frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\eta dp_t} \Big|_{\pi} \\ & + [A(1 - \exp(-Cp_T)) + B] \end{aligned} \quad (4.7)$$

Veamos que la ecuación 4.7 es de la forma de una exponencial más una ley de potencias, lo cual, coincide con uno de los tres puntos que llevaron a postular la coalescencia. Hecho esto, procedemos a ajustar esta expresión con los mismos datos usados con la ecuación 4.2, los resultados son mostrados a continuación.

Después de obtener los resultados para sesgo mínimo, ahora procedemos a hacer los ajustes para los distintos tipos de centralidad[38] .

Primero se muestran los ajustes para  $\Lambda$  (Figura 4.6), luego para el caso de  $\Omega$  (Figura 4.7) y finalmente para  $\Xi$  (Figura 4.7). Los valores obtenidos para los parámetros se muestran en el cuadro.

## 4.2. Razón Barión/Mesón

Después de haber hecho los ajustes y calculado los parámetros necesarios, procedemos a hacer las razones barión/mesón. Las primeras que se muestran, son las de  $p/\pi$  y  $\kappa/\pi$  para sesgo mínimo (Figura ??) y para colisiones periféricas (Figura 4.10)

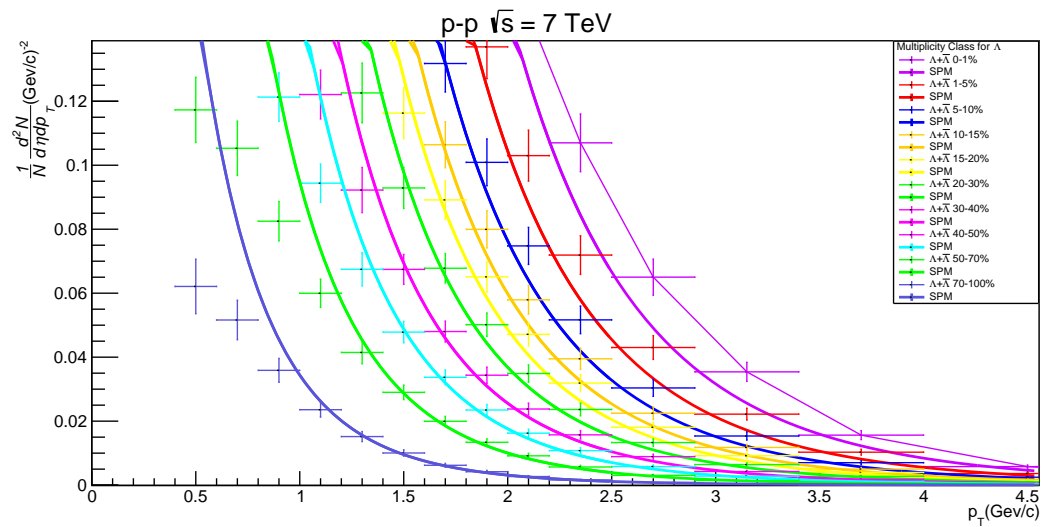


Figura 4.6: Distribuciones de momento transverso para  $\Lambda$  para distintas multiplicidades

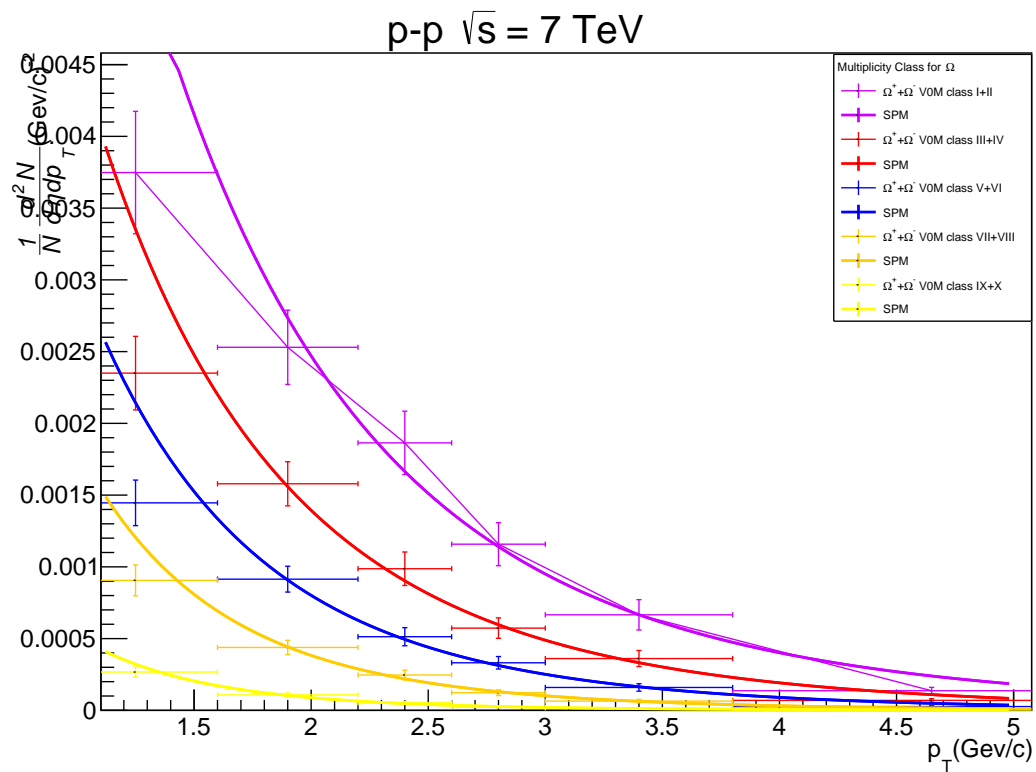


Figura 4.7: Distribuciones de momento transverso para  $\Omega$  para distintas multiplicidades

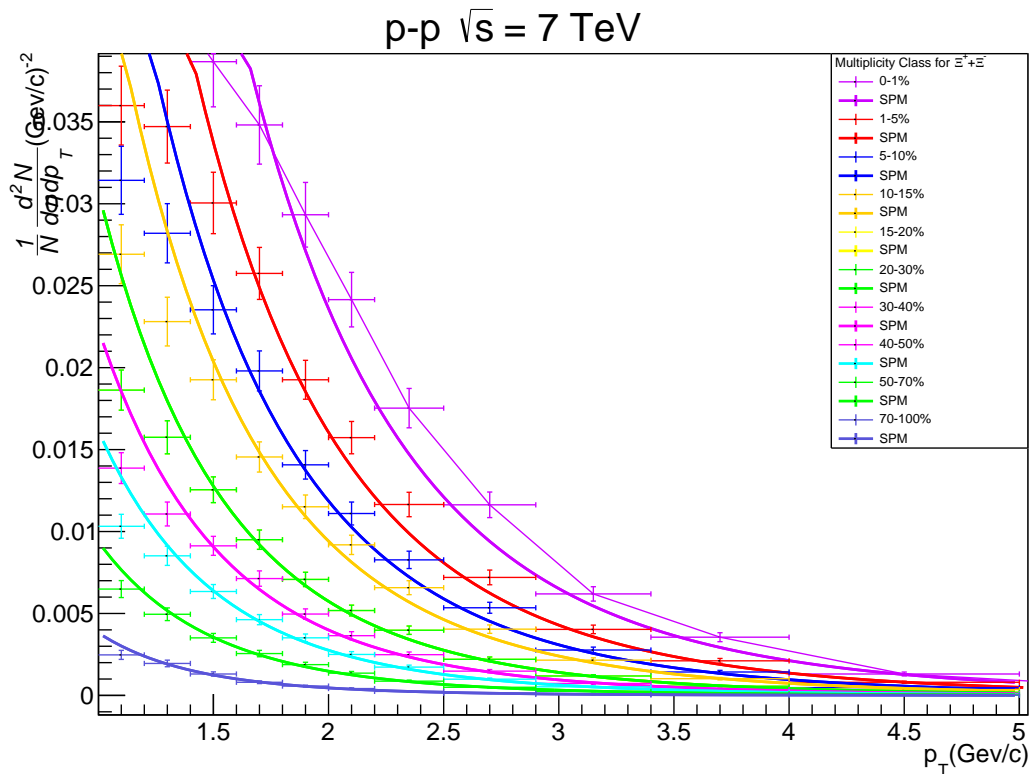


Figura 4.8: Distribuciones de momento transverso para  $\Xi$  para distintas multiplicidades

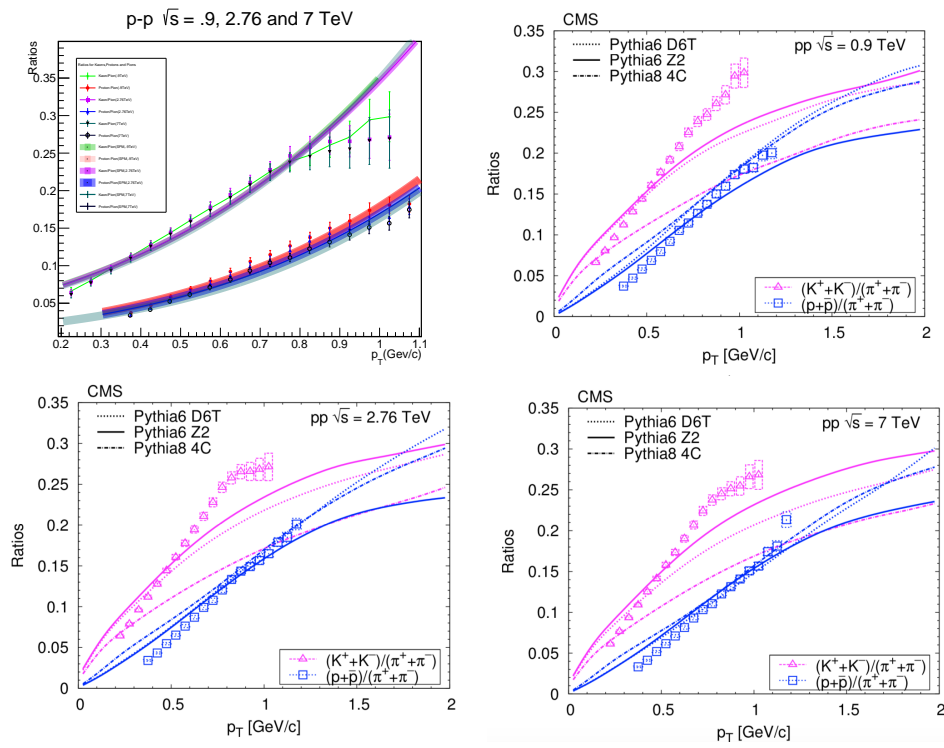


Figura 4.9: Comparaciones de las razones calculadas con el modelo y las reportadas experimentalmente.

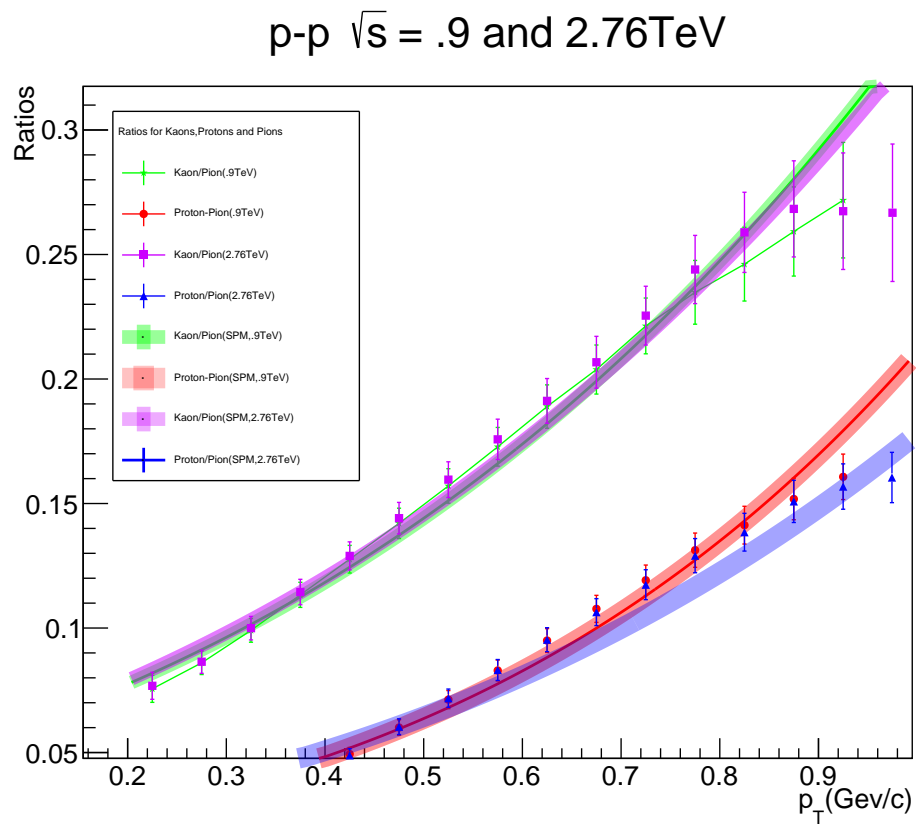


Figura 4.10: Razones de producción  $\kappa/\pi$  y  $p/\pi$  para colisiones periféricas

# Conclusiones

Para el caso de las razones  $p/\pi$  y  $\kappa/\pi$  se observa un incremento en la producción de kaones respecto a la producción de piones que incrementa con la energía para distribuciones de sesgo mínimo en colisiones pp. Además que existe una ligera modificación en la producción de kaones con la energía incluso para colisiones periféricas que aumentaron con el incremento de  $p_T$ , sin embargo este efecto es invertido para la producción de protones que se observa ligeramente modificado de .9 a  $2.76TeV$ . En el caso de las distribuciones de sesgo mínimo lo que se observa es un incremento con la energía que aumenta con el momento transversal, siendo mayor el incremento en la producción de mesones  $\kappa$  que de bariones  $p$ .



# Capítulo 5

## Bibliografía

[1] Gell-Mann, M. THE EIGHTFOLD WAY: A THEORY OF STRONG INTERACTION SYMMETRY. United States: N. p., 1961. Web. doi:10.2172/4008239.

[2] J. Adams, et al., Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: the STAR collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions, Nucl.Phys. A757 (2005) 102–183. nucl-ex/0501009, doi:10.1016/j.nuclphysa.2005.03.085.

[3] Armesto, N and Pajares, C. (2018). Cromodinámica Cuántica.

[4] S. Bethke, Eur. Phys. J. C64 (2009) 689-703.

[5] <http://fisica.ciens.ucv.ve/svf/Documentos/Feiasofi/cromodinamica.pdf>

[6] <https://arxiv.org/pdf/1102.3010.pdf>

[7] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders P. Steinberg, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 57, 205 (2007), nucl-ex/0701025.

[8] <https://www.yumpu.com/es/document/read/38295386/curso>

[9] Boeckel, Tillmann et al. Phys.Rev. D85 (2012) 103506 arXiv:1105.0832 [astro-ph.CO]

[10] J. Bjorken, Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: the central

rapidity region, Phys. Rev. D27 (1983) 140–151, doi:10.1103/PhysRevD.27.140.

[11] U.A. Wiedemann, Jet quenching in heavy ion collisions(2010) 521–562. [Landolt-Bornstein23,521(2010)]. arxiv:0908.2306

[12] Panagiota Foka, Małgorzata Anna Janik, An overview of experimental results from ultra-relativistic heavy-ion collisions at the CERN LHC: Hard probes, Reviews in Physics 1 (2016) 172–194, <https://doi.org/10.1016/j.revip.2016.11.001>.

[13] PHENIX Collaboration (A. Adare et al.), Phys. Rev. C91 (2015) 064904.

[14] P. Koch, B. Muller, J. Rafelski, Phys. Rept. 142, 167 (1986)

[15] Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC - CMS Collaboration (Khachatryan, Vardan et al.) JHEP 1009 (2010) 091 arXiv:1009.4122 [hep-ex] CMS-QCD-10-002, CERN-PH-EP-2010-031

[16] <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.11.025>

[17] CMS Collaboration, arXiv:1305.0609

[18] CMS Collaboration 2016 arXiv:1606.06198.

[19] J. Rafelski et al., Phys. Rev. Lett. 48, 1066 (1982)

[20] <http://lup.lub.lu.se/luur/download?func=downloadFile&recordOid=8894542&fileOid>

[21] Andersson, B., Gustafson, G. Söderberg, B. Z. Phys. C - Particles and Fields (1983) 20: 317. <https://doi.org/10.1007/BF01407824>

[22] M. A. Braun, J. D. Deus, A. S. Hirsch, C. Pajares, R. P. Scharenberg B. K. Srivastava, Phys. Rept. 599 (2015) 1

[23] I. Bautista, A. Fernández, P. Ghosh, Phys. Re D 92 (2015) 7

- [24] J. S. Schwinger, Phys. Rev. 128 (1962) 2425.
- [25] M. A. Braun, C. Pajares, Eur. Phys. J. C16 (2000) 349-359.
- [26] C. Pajares and Yu.M. Shabelski, Relativistic Nuclear Interactions, URSS,Moscow (2007).
- [27] I. Bautista, C. Pajares and J. D. de Deus, Nucl. Phys. A 882 (2012) 44.
- [28] I. Bautista, I. Milhano, J. G. Pajares, C. and Dias de Deus, J. Phys. Lett. B715 230 (2012).
- [29] A. Bialas, W. Czyz, Conversion of color field into qq matter in the central region of high-energy heavy ion collisions Nucl. Phys. B 267 (1986) 242.
- [30] T. S. Biro, H. B. Nielsen, J. Knoll, Color rope model for extreme relativistic heavy ion collisions Nucl. Phys. B 245 (1984) 449.
- [31] I. Bautista , A. Fernandez Tellez, Premomoy Ghosh. arXiv:1509.02278v1.
- [32] J. S. Schwinger, Phys. Rev. 128 (1962) 2425.
- [33] I. Bautista , A. Fernandez Tellez, Premomoy Ghosh. arXiv:1505.00924v2.
- [34] S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2164
- [35] CMS collaboration, Khachatryan, V., Sirunyan, A.M. et al. J. High Energ. Phys. (2011) 2011: 64. [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2011\)064](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2011)064)
- [36] ALICE collaboration, B.Abelev, J.Adam,D. Adamová, et al. Physics Letters B. (2012) 712, <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.05.011>
- [37] Vincenzo Minissale et al 2015 J. Phys.: Conf. Ser. 636 012014

- [38]ALICE Collaboration, Nature Physics 13, 535-539 (2017), doi:10.1038/nphys4111