



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

**Estudio de las propiedades de jets en
colisiones protón – protón con ALICE**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:

Leonid Serkin

DIRECTOR DE TESIS: Dr. Guy Paic
DIRECTOR DE TESIS: Dr. Eleazar Cuautle Flores

MIEMBRO DE COMITÉ TUTORAL: Dr. José Rubén Alfaro Molina



posgrado en ciencias físicas
u n a m

MÉXICO, D.F.

2009



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

*Посвящается светлой памяти моей бабушки,
Серкиной Клавдии Фёдоровне.*

Моим родителям...

Agradecimientos

En primer lugar quisiera agradecer a mis directores: al Dr. Guy Paic por haberme introducido en el campo y haberme proporcionado todos los elementos necesarios para poder realizar este trabajo; al Dr. Eleazar Cuautle Flores por su dirección científica, así como por sus útiles consejos durante la redacción; y al Dr. José Rubén Alfaro Molina por su cálido trato y apoyo durante todo este tiempo.

Hago extensivos mis agradecimientos a los Doctores Andrés Sandoval Espinosa, José Alejandro Ayala Mercado y Ernesto José Belmont Moreno, miembros del jurado, por el tiempo dedicado a la revisión de esta tesis y sus contribuciones a la misma.

Quisiera expresar mi sincera gratitud al Dr. Andreas Morsch por la oportunidad de trabajar en el Particle Working Group 4 (PWG4) en el CERN, así como a la Dra. Yiota Foka por alentarme durante mis estancias en el CERN.

Aprecio el estímulo económico otorgado por el CONACyT para realizar mis estudios de maestría, así como doy las gracias de manera especial a la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) por el otorgamiento de un complemento de beca de maestría para la terminación de mi investigación. Agradezco los apoyos recibidos por medio del proyecto HELEN del programa ALFA de la Unión Europea para realizar las estancias de investigación en CERN, Suiza.

Gracias a todos y cada uno de mis profesores, colaboradores y amigos que directa o indirectamente me apoyaron para la realización de este trabajo, en particular a Sofía, Erick, Benjamín, Sasha y Boris.

Resumen

Una de las características más relevantes de los estados finales en las colisiones de protones a alta energía consiste en la aparición de acumulaciones colimadas de hadrones similares a chorros de partículas y que se denominan “jets”. La producción de partones (quark y gluones) durante la colisión está directamente relacionada a la producción de los llamados jets, los cuales con el uso de algunas observables, pueden ser vistos como un mapeo de los estados finales hadrónicos a los estados iniciales partónicos del evento.

El objetivo de este trabajo consiste en utilizar las variables asociadas a jets para caracterizar los fenómenos relacionados con la hadronización y la producción de jets en colisiones protón – protón a energías del LHC (Large Hadron Collider), específicamente en el experimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment). Para desarrollar este objetivo, se realizó un estudio de los eventos generados por PYTHIA y PHOJET, y reconstruidos por GEANT3 en los detectores centrales ITS y TPC en el experimento ALICE.

Primero, se identificaron las topologías de jets usando variables de forma global del evento y algoritmo de tipo cono para la búsqueda de jets. Lo anterior permite caracterizar a los jets por medio de observables como multiplicidad, correlación de partículas e identificación del jet teniendo como partícula líder un mesón o un barión.

El análisis presentado muestra entre otras cosas, la conservación de extrañeza y número bariónico en cada jet observado. También, es extraído un rango del valor de la razón de multiplicidad en jets de gluones a jets de quarks. Los resultados obtenidos son consistentes con las predicciones de la QCD.

Índice general

Índice de figuras	v
Índice de tablas	vi
1. El mundo de las partículas elementales	1
1.1. El Modelo Estándar y la Cromodinámica Cuántica	2
1.2. Granularidad dentro de los hadrones: el modelo de partones	8
1.3. La hadroproducción de partículas a alto p_T	12
1.4. La fenomenología de los jets	15
2. El experimento ALICE en el LHC	19
2.1. El sistema de rastreo interno <i>ITS</i>	25
2.2. La cámara de Proyección Temporal <i>TPC</i>	27
2.3. Detectores de radiación de transición y de tiempo de vuelo	28
2.4. Identificación de partículas de alto momento con <i>HMPID</i>	32
3. Descripción del marco de trabajo	34
3.1. Visión general del funcionamiento de AliRoot	34
3.2. Generadores de eventos	40
3.3. Producción y análisis de datos	43
4. Algoritmos de búsqueda de jets	46
4.1. La cinemática de los jets	47
4.2. Definición del algoritmo de tipo cono	48
4.3. El algoritmo de cono del experimento ALICE	50
4.4. La estructura global del evento	53
5. Análisis y resultados	59
5.1. Selección de partículas y parámetros de búsqueda de jets	60
5.2. Jets generados y reconstruidos en ALICE	61
5.3. Propiedades generales de eventos $p + p \rightarrow Jet + X$	65
5.3.1. Multiplicidades de partículas cargadas en jets	67
5.3.2. Propiedades de partículas constitutivas de los jets	68

5.3.3.	Fragmentación de la partícula líder asociada	70
5.4.	Correlación entre partículas cargadas de alto p_T	72
5.5.	Características de eventos con 2 y 3 jets	75
5.5.1.	Estructura de eventos con 2 jets	76
5.5.2.	Distribución angular de los dijets	78
5.5.3.	Multiplicidades de partículas cargadas en eventos con 2 y 3 jets	80
5.5.4.	La estructura topológica de eventos de 3 jets	80
5.6.	Producción de bariones y mesones	83
5.6.1.	Identificación de diferentes especies de partículas como líderes en jets	86
5.6.2.	Correlaciones de partículas - antipartículas dentro de jets individuales	87
5.7.	Distribución de momento de partículas cargadas en dijets	92
5.7.1.	Diferencia de multiplicidades en jets inducidos por gluones y quarks	98
6.	Conclusiones	102
	Bibliografía	105
A.	Sistema de coordenadas y las variables cinemáticas	113
A.1.	Sistema de coordenadas.	113
A.2.	Variables cinemáticas.	115
B.	Análisis de jets en el marco AliRoot	117
C.	Producción de bariones en jets	119
D.	Aproximación analítica perturbativa	122

Capítulo 1

El mundo de las partículas elementales

El universo está formado por materia, la cual se constituye por partículas elementales. Al final del siglo *XIX*, la teoría atómica de la estructura de la materia todavía no estaba firmemente establecida. Quienes aceptaban la teoría suponían que los átomos eran simples y elementales. En los primeros veinte años del siglo *XX* se descubrió que los átomos están compuestos de electrones y un núcleo mucho más pequeño que el átomo del cual es parte, pero en el que está casi toda la masa del átomo y que tiene carga eléctrica positiva igual a la suma de las cargas negativas de los electrones que lo rodean. Así surgió la física atómica, la cual está caracterizada por intercambios de energía del orden de 1 eV y dimensiones típicas del orden de 10^{-8} cm. En el segundo cuarto del siglo *XX* se encontró que el núcleo atómico está compuesto de neutrones y protones que se mantienen unidos por la fuerza nuclear que actúa entre ellos y que hasta entonces era desconocida. Esto dio origen a

Capítulo 1. El mundo de las partículas elementales

1.1. El Modelo Estándar y la Cromodinámica Cuántica

una nueva rama de la ciencia llamada la física nuclear que describe intercambios de energía del orden de 10^6 eV y dimensiones del orden de 10^{-12} cm. En el tercer cuarto del siglo *XX* se descubrió que los protones y neutrones están hechos de entidades aun menores que reciben el nombre de quarks y se encontró que las fuerzas fundamentales de la naturaleza están unificadas hasta un cierto grado y de un cierto modo que hasta entonces se desconocía.

1.1. El Modelo Estándar y la Cromodinámica Cuántica

La teoría aceptada en la actualidad para describir los componentes de la materia es el denominado *Modelo Estándar* [1]. Esta teoría propone un conjunto de 12 partículas elementales o sabores (con sus correspondientes antipartículas), puntuales y sin subestructura conocida hasta los límites explorados en la actualidad, en torno a $10^{-18} - 10^{-19}$ m. Estas partículas interactúan a través de cuatro fuerzas fundamentales que son mediadas a su vez por un segundo tipo de partículas. Las partículas que forman la materia son *fermiones* (tienen espín semientero) y las partículas mediadoras de las fuerzas son *bosones* (tienen espín entero).

Los fermiones se clasifican en leptones y quarks y se agrupan en tres familias, como se ve en la figura 1.1, donde cada una de las columnas en la parte izquierda de la figura representa una de dichas familias. En la parte de la derecha se muestran las partículas mediadoras de las fuerzas fundamentales. La materia ordinaria está constituida por las partículas de la primera familia: los quarks *u* y *d* y el electrón y su neutrino asociado. Las otras familias están formadas por partículas con propiedades semejantes a las de la primera, pero mucho más pesadas, y que por lo tanto sólo pueden producirse en procesos

Capítulo 1. El mundo de las partículas elementales

1.1. El Modelo Estándar y la Cromodinámica Cuántica

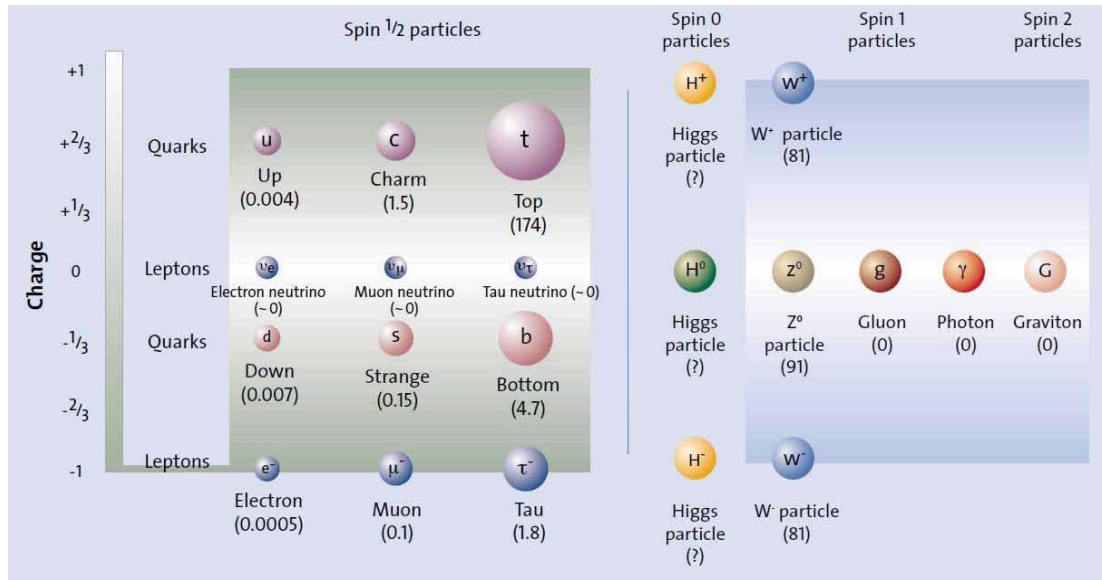


Figura 1.1: El Modelo Estándar de las partículas. En corchetes las masas de las partículas en GeV .

de alta energía. Las partículas que pertenecen a las familias segunda y tercera (excepto los neutrinos) son, además, inestables, y se desintegran para terminar solamente con partículas de la primera familia. Tras los estudios de precisión del Modelo Estándar realizados en el acelerador LEP (por sus siglas en inglés de “*Large Electron-Positron collider*”) de la Organización Europea para la Investigación Nuclear (comunmente conocida por la sigla CERN que responde al nombre en francés “*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*”) se sabe que el número de familias en el Modelo Estándar es de tres, es decir, no hay más familias con esta estructura aún por descubrir.

Hay *cuatro fuerzas fundamentales*: la gravitación, el electromagnetismo, la interacción débil y la interacción fuerte. Las interacciones se producen a través del intercambio de alguna de las partículas mediadoras del modelo: el fotón (γ), asociado a la interacción electromagnética, alguno de los bosones vectoriales (W^{\pm}, Z^0) que portan las interacciones

Capítulo 1. El mundo de las partículas elementales

1.1. El Modelo Estándar y la Cromodinámica Cuántica

Interacción	Gravitacional	Electromagnética	Fuerte	Débil
Rango (m)	∞	∞	10^{-15}	10^{-17}
Intensidad relativa	5.9×10^{-39}	$\frac{1}{137}$	1	1.02×10^{-5}
Portadores	Gravitón	Fotón	Gluones (8)	W^{\pm}, Z^0
Carga asociada	Energía	Carga eléctrica	Color	Sabor
Partículas afectadas	Todas	Cargadas	Quarks y gluones	Quarks y leptones

Tabla 1.1: Cuatro tipos de interacción explican todos los fenómenos físicos conocidos. Se llama rango a la distancia más allá de la cual la interacción pierde su eficacia operativa. La intensidad se mide en términos del valor de la constante de acoplamiento, que es adimensional. El gravitón, el bosón mediador de la interacción gravitatoria, es una partícula hipotética de espín 2 que no ha sido observada experimentalmente.

débiles o alguno de los ocho gluones (g) que son los responsables de las interacciones fuertes.

Las intensidades de estas fuerzas son muy diferentes. Para cuantificarlas de forma relativa se utilizan los valores de sus constantes de acoplamiento en las condiciones típicas de las observaciones normales. Los resultados pueden verse en la Tabla 1.1 junto a algunas otras propiedades de las interacciones fundamentales.

El Modelo Estándar describe de forma conjunta las interacciones débiles y electromagnéticas mediante una teoría cuántica de campos invariante bajo el grupo de norma $SU(2) \times U(1)$ [2], y con ruptura espontánea de simetría a través del mecanismo de Higgs. Este mecanismo, hasta ahora desconocido, puede dar masa a los fermiones y a los bosones intermediarios sin violar la simetría de norma local y da lugar a una teoría finita, pero requiere de la existencia de otra partícula, el bosón de Higgs, que no ha sido observado todavía [3].

La parte del Modelo Estándar que describe las interacciones fuertes es conocida como la *Cromodinámica Cuántica*, o QCD (por su nombre en inglés “*Quantum Chromo-*

Capítulo 1. El mundo de las partículas elementales

1.1. El Modelo Estándar y la Cromodinámica Cuántica

Dynamics) [4]. Las partículas observables que experimentan la fuerza fuerte se conocen como *hadrones*. Dentro de los hadrones hay dos tipos de partículas: *bariones* y *mesones*. En los experimentos de física de partículas se han identificado cientos de hadrones. Actualmente sabemos, no obstante, que todos ellos están formados por diferentes combinaciones de los 6 tipos de quarks, que, sin embargo, no son observables directamente. Los bariones son partículas formadas por 3 quarks. Ejemplos de bariones son los protones (uud) y los neutrones (udd). Los mesones, por su parte, están formados por un quark y un antiquark. Ejemplos de mesones son los piones, $\pi^+(u\bar{d})$, o los kaones, $K^-(s\bar{u})$. Además de la carga eléctrica, los quarks poseen una carga asociada a la interacción nuclear fuerte que se ha dado en llamar “*carga de color*”. Hay tres tipos de colores diferentes (*rojo, azul y verde*), más sus correspondientes anti-colores. En la naturaleza sólo se pueden dar combinaciones de quarks cuya carga de color total sea nula.

La razón por la que los quarks son partículas que no se pueden observar libres, sino que están siempre confinados al interior de bariones o mesones, es el problema del *confinamiento*. Al contrario que otras fuerzas conocidas, la interacción entre quarks no disminuye con el aumento de la distancia. Este comportamiento implica que es necesaria una enorme cantidad de energía para separar dos quarks, por ejemplo, el par quark-antiquark que forma un mesón. Se crea una cuerda de fuerza fuerte entre ellos hasta el punto de que llegado un cierto momento es energéticamente favorable la creación de un nuevo par quark-antiquark, por lo que el estado final es de dos mesones, en lugar de conseguir quarks libres. Este comportamiento es lo que se denomina *confinamiento de los quarks*, y hace que sean inobservables directamente.

Capítulo 1. El mundo de las partículas elementales

1.1. El Modelo Estándar y la Cromodinámica Cuántica

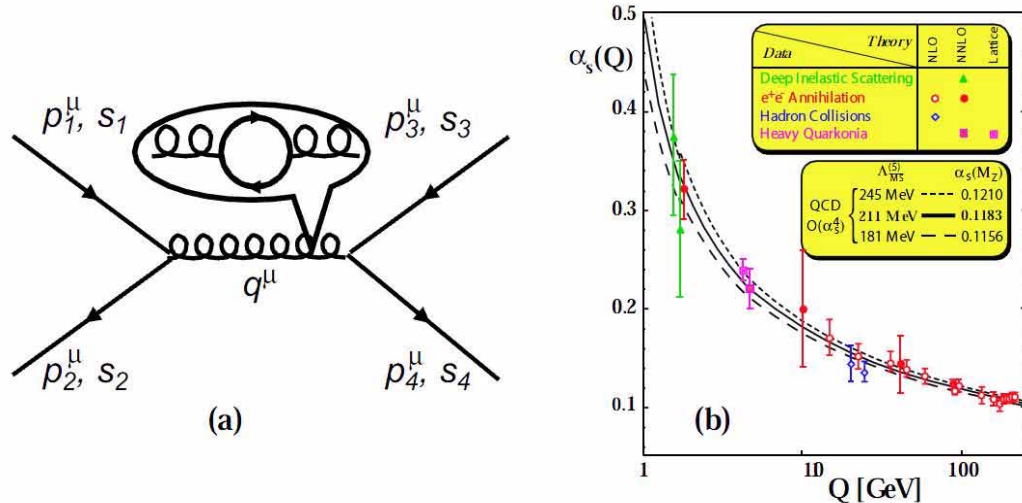


Figura 1.2: (a) Diagrama de Feynman para el proceso $q + \bar{q} \rightarrow q + \bar{q}$. El tiempo fluye de izquierda a derecha. La conservación de momento implica $(p_1^\mu + p_2^\mu)^2 = q^2 = -Q^2 = (p_3^\mu + p_4^\mu)^2$. Cada vértice contribuye un factor de $\sqrt{\alpha_s}$ a los elementos de la matriz. (b) $\alpha_s(Q)$ contra Q . Para energías de $\sqrt{s} = 10$ TeV se espera un valor de $\alpha_s = 0.07134 \pm 0.00074$ [7].

La otra gran sorpresa que guarda el comportamiento de la fuerza fuerte está en el límite opuesto. Cuando la distancia que separa dos quarks se hace muy pequeña, la intensidad de la interacción entre ellos, en lugar de hacerse mayor, disminuye. Por ello, cuando están muy próximos, los quarks se comportan como si estuvieran libres. Este peculiar comportamiento se denomina *libertad asintótica* [5]. Una de las formas más importantes de verificar este comportamiento es estudiar la evolución de la constante de acoplamiento α_s la cual indica la intensidad de la interacción. La figura 1.2a muestra el diagrama de Feynman a más bajo orden de un proceso de aniquilación $q + \bar{q} \rightarrow q + \bar{q}$ [6]. Cada vértice contribuye un factor de $\sqrt{\alpha_s}$ a los elementos de la matriz de dispersión perturbativa. Pero cuando tratamos de reescribir el mismo término a escalas más pequeñas, uno encuentra fluctuaciones de gluones a pares de fermión-antifermión, como se ilustra por el “balón” en la figura 1.2a.

Capítulo 1. El mundo de las partículas elementales

1.1. El Modelo Estándar y la Cromodinámica Cuántica

Los diagramas de orden alto llevan una contribución no-cero a los cálculos perturbativos, es más, la inserción de un solo loop ($g \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow g$) en el propagador crea una divergencia en el cálculo. La libertad asintótica y el confinamiento son las inusuales consecuencias (con respecto a la interacción electrodébil) del comportamiento del acoplamiento α_s de la QCD. La dependencia del acoplamiento $\alpha_s(Q)$ de la escala de energía Q (también conocido como el problema del corrimiento de α_s) es dada por la solución a la ecuación del grupo de renormalización [1, 4]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{b \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}\right)}, \quad (1.1)$$

donde $b = (33 - 2n_f)/3$, n_f es el número de sabores de quarks, Q es la escala de energía o la transferencia de momento, y Λ_{QCD} es un parámetro con dimensiones de energía que regula la divergencia del acoplamiento a bajas energías. La figura 1.2b muestra el corrimiento de la constante con la escala de energía. En resumen, QCD explica la interacción fuerte en términos de las siguientes características:

- Los quarks y gluones son las partículas elementales componentes de los hadrones.
- Hay 3 cargas de color, con sus correspondientes anticolores.
- Hay 8 gluones que son los mediadores de la interacción.
- La interacción es de corto alcance debido a que los gluones tienen carga de color.
- Los gluones y los quarks son inobservables directamente porque se encuentran confinados en estados sin carga de color (los hadrones).
- A distancias muy cortas la interacción disminuye su intensidad y los quarks se comportan como si fueran partículas libres. Además, la constante de acoplamiento disminuye su valor con la energía.

Todas estas predicciones de QCD han sido verificadas por los experimentos, a pesar de la dificultad de las mediciones [8]. Puesto que los quarks y gluones no existen como partículas libres, no pueden ser acelerados o detectados directamente en colisiones. A pesar de esto, la teoría ha superado pruebas de gran precisión y en un amplio rango de energías, por lo que en la actualidad está perfectamente establecida como la descripción correcta de las interacciones fuertes.

1.2. Granularidad dentro de los hadrones: el modelo de partones

El modelo de quarks encontró una gran aplicación en la descripción de la espectroscopia de los hadrones, sus propiedades electromagnéticas y sus decaimientos débiles. Pero su aplicación a la dinámica de hadrones fue desarrollándose durante el estudio de la producción de partículas con altos momentos transversos (p_T) en colisiones a altas energías. Por definición, las colisiones duras implican transferencias muy grandes de momento; como consecuencia de la libertad asintótica, la constante de acoplamiento fuerte de QCD llega a ser muy pequeña, revelándonos la estructura de los hadrones a distancias cortas.

El *Modelo Naive de Partones* (NPM) [9] es un modelo fenomenológico que fue introducido para explicar los resultados de experimentos de *Dispersión Altamente Inelástica* (DIS), y propone que los hadrones están formados de estructuras puntuales – *partones*. De acuerdo al modelo NPM, la interacción entre dos hadrones durante una colisión puede ser representada como una interacción entre dos partones (uno de cada hadrón). La sección

Capítulo 1. El mundo de las partículas elementales
 1.2. Granularidad dentro de los hadrones: el modelo de partones

eficaz resultante a nivel hadrónico puede ser escrita de forma [10]:

$$\frac{d\sigma}{d(p_T^2)} = \sum_{\text{partones}} \int dx_1 dx_2 f(x_1) f(x_2) \frac{d\hat{\sigma}}{d(p_T^2)}, \quad (1.2)$$

donde p_T es el momento transverso del partón saliente, $x_{1,2}$ es la fracción del momento del hadrón inicial ($x = p_{\text{partón}}/p_{\text{hadrón}}$), $f(x)$ es la *Función de Distribución de Partones* (PDF), la distribución de probabilidad de tener un partón dentro de un hadrón con una fracción de momento x (ver figura 1.3), y $\hat{\sigma}$ es la sección eficaz de la dispersión partón-partón. La sección eficaz a nivel partónico tiene la forma:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d(p_T^2)} = \frac{\alpha_s^2 |M|^2}{128\pi p_T^4 (1 - \cos \theta)}, \quad (1.3)$$

donde θ es el ángulo de dispersión y M es la amplitud del proceso independiente de la energía del centro de masa \sqrt{s} y del momento transverso de los partones. En colisiones protón-protón, la sección eficaz invariante para la producción de hadrones cargados a 90° en el sistema de centro de masa como función del momento transverso p_T y energía del centro de masa \sqrt{s} tiene una forma muy característica (figura 1.4). En la región de momentos transversos bajos o de la física “suave”, el espectro obedece la ley exponencial $\exp(-6p_T)$ y depende muy poco de \sqrt{s} . A un p_T mayor, existe una cola que obedece una ley de potencia y depende fuertemente de \sqrt{s} – es la región de la dispersión dura. Los resultados de la invariancia de escala observada en los experimentos de dispersión leptón-nucleón y la observación de que la sección eficaz excede por varios órdenes de magnitud a altos momentos transversos la forma estándar $\exp(-6p_T)$ fueron interpretados como indicación de una *granularidad dentro de los hadrones*. El comportamiento de la dispersión dura para la producción de hadrones C (con momentos transversos p_T mayores que 1 GeV/c) en procesos hadrónicos $p + p \rightarrow C + X$ a altas energías es fácil de entender usando los principios

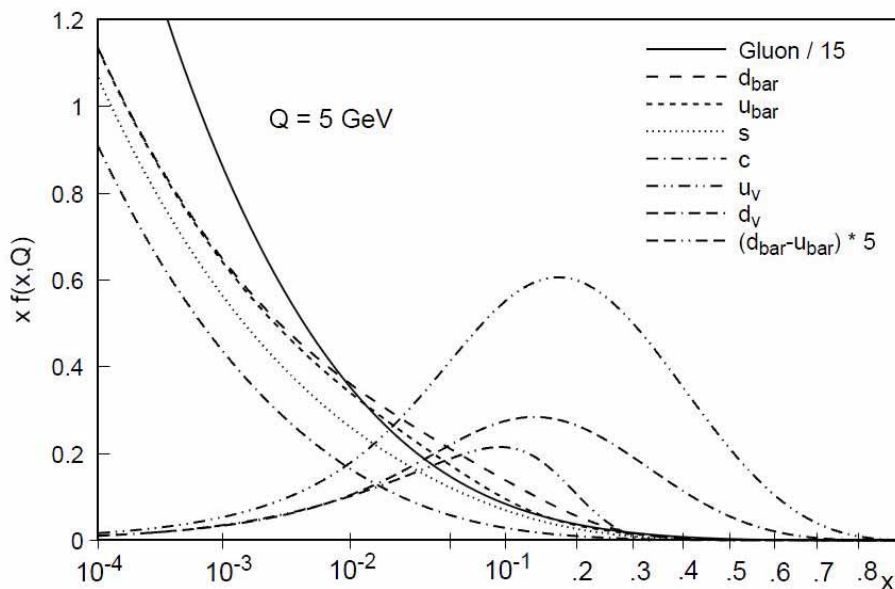


Figura 1.3: La función de distribución de partones *CTEQ5M* usada en el presente análisis [11].

generales propuestos por Bjorken y colaboradores [12]. Si asumimos que la sección eficaz hadrónica es proporcional a la sección eficaz básica de partones, entonces obtenemos una forma general del “*escalamiento de x_T* ” [14], con $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{p_T^n} F\left(\frac{2p_T}{\sqrt{s}}\right) = \frac{1}{\sqrt{s}^n} G(x_T). \quad (1.4)$$

Notemos que la sección eficaz tiene sólo dos factores: la función $F(G)$ que “escala”, o sea depende solamente de la razón de momentos, y el factor $p_T^{-n}(\sqrt{s}^{-n})$, donde n depende de los intercambios entre los partones constituyentes. Para el caso de la *Electrodinámica Cuántica* (QED) o sólo un intercambio vectorial de gluones [13], se obtiene que $n = 4$, análogo a la forma $1/q^4$ de la dispersión de Rutherford, y $n = 8$ para el modelo del intercambio de constituyentes (CIM) [14]. Al usar la Cromodinámica Cuántica, el escalamiento puro de gluones vectoriales $n = 4$ se rompe y n varía de acuerdo a $n \rightarrow n(x_T, \sqrt{s}) \sim 4 - 6$ [15].

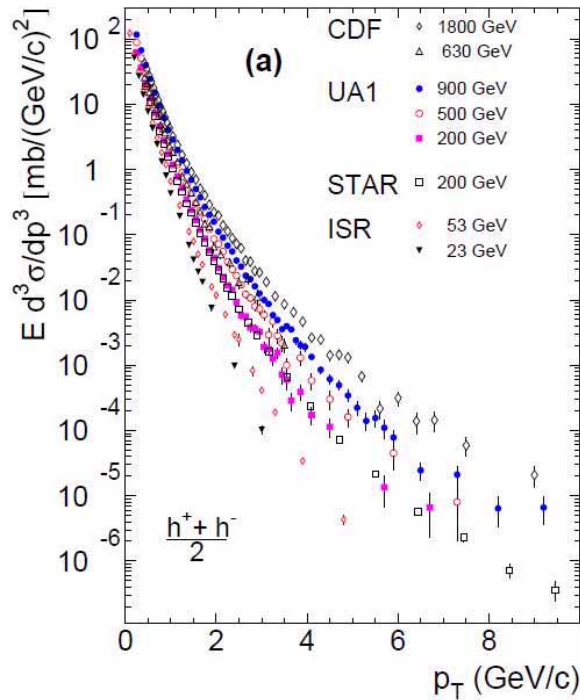


Figura 1.4: Distribución de $E d^3\sigma/dp^3$ contra p_T a rapidez media como función de \sqrt{s} para colisiones $p - p$ y $p - \bar{p}$.

Es evidente de la figura 1.4 que la región de la dispersión dura, la cual ocupa una parte relativamente pequeña del espectro de p_T a $\sqrt{s} \sim 20$ GeV, domina para $p_T \geq 2$ GeV/c casi por dos órdenes de magnitud a energías de $\sqrt{s} \sim 1.8$ TeV. La dependencia característica de \sqrt{s} de la cola de alto p_T es explicada por el escalamiento de x_T del espectro, aunque notemos que para la determinación del valor de $n = 5.1 \pm 0.4$ consistente con QCD, juega un papel importante el momento transverso “intrínseco” de los partones. Tal “efecto k_T ”, descubierto experimentalmente [16] y estudiado por Feynman y colaboradores [17], causa un desbalance en el momento transverso de los pares de partones salientes de la dispersión dura, así creando un efecto en las correlaciones azimutales de los hadrones finales. De hecho, la relación de incertidumbre implica que el momento transverso promedio del partón $\langle k_T \rangle$

Capítulo 1. El mundo de las partículas elementales

1.3. La hadroproducción de partículas a alto p_T

y la dimensión R del volumen en el cual están contenidos los partones, deben obedecer la desigualdad $\langle k_T \rangle R \geq \hbar$. Tomando R como el radio de protón, uno obtiene $\langle k_T \rangle \geq 250$ MeV/c [18].

Estas ideas relativamente simples estimularon una gran cantidad de trabajos teóricos e experimentales, la mayoría de las cuales fueron hechas en el ISR (*Intersecting Storage Ring*) en CERN, con la idea de explicar cada uno de los pasos que contribuyen al proceso de producción de partículas a alto p_T [19]. En una serie de trabajos, Feynman, Field y Fox [17,20] demostraron como un modelo de QCD inspirado en el modelo partónico predice la estructura completa del espacio fase de los eventos con una partícula trigger de alto p_T . Así entonces el *modelo de partones* constituyó una teoría fructífera para la interpretación de fenómenos que ocurren a altos momentos transversos.

1.3. La hadroproducción de partículas a alto p_T

Se ha encontrado que la mayor parte de la energía de la colisión es llevada por partículas que se mueven en la dirección de los hadrones incidentes (protones) con un momento transverso de alrededor de $p_T \approx 0.4 - 0.5$ GeV/c. Pero a veces se producen partículas con inusual alto momento transverso, las cuales son producto de colisiones duras entre los constituyentes de los hadrones primarios. El proceso de producción de tales partículas se asume que ocurre como resultado del mecanismo ilustrado en la figura 1.5, y es descrito por tres ingredientes. Antes de la interacción, los partones dentro de los hadrones primarios son descritos por las funciones de distribución de partones (ver figura 1.3). La interacción es descrita por la sección eficaz diferencial $\frac{d\hat{\sigma}}{dt}$ dada por la ecuación (1.3) y calculada en QCD

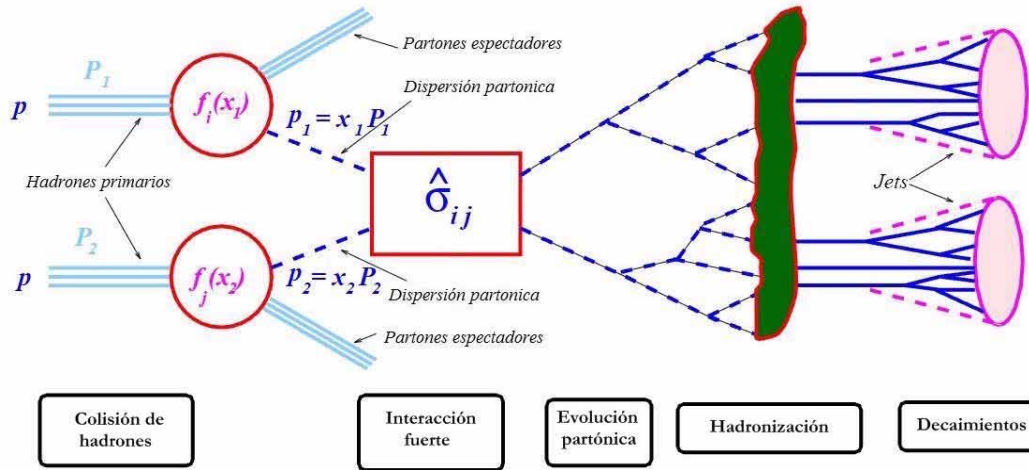


Figura 1.5: Representación esquemática del proceso de dispersión altamente inelástica de protones. Los partones son dispersados fuera de los protones primarios dejando atrás un sistema de espectadores. La hadronización de los partones dispersados a los hadrones es indicada.

perturbativa. El proceso de dispersión es seguido por la hadronización o la fragmentación de los partones dispersados y los remanentes de los hadrones a partículas observables. El proceso de fragmentación es descrito por las funciones de fragmentación $D_q^h(z)$. La función de fragmentación $D_q^h(z)$ nos da la probabilidad de que un partón de tipo q se fragmente en un hadrón de tipo h con una fracción z del momento longitudinal original del partón, y es normalizada de forma:

$$\sum_h \int_0^1 D_q^h(z) \cdot z \cdot dz = 1; \quad (1.5)$$

$$\sum_q \int_{z_{\min}}^1 [D_q^h(z) + D_{\bar{q}}^h(z)] dz = n^h, \quad (1.6)$$

donde z_{\min} es la energía mínima para producir un hadrón de masa m^h , y n^h es la multiplicidad promedio de los hadrones. Así de la ecuación (1.5) vemos que la suma de las energías

Capítulo 1. El mundo de las partículas elementales

1.3. La hadroproducción de partículas a alto p_T

de todos los hadrones es la energía del quark original, y que el número de hadrones n^h está dado por la suma de probabilidades de obtener un hadrón de tipo h de todos los posibles quarks iniciales.

Las funciones de fragmentación se asumen independientes del proceso de producción del partón q y de su color. Los procesos de fragmentación aún no pueden ser calculados usando los métodos de QCD y se usan parametrizaciones fenomenológicas para la producción de hadrones.

El modelo puramente fenomenológico de *fragmentación de cuerdas de Lund* [21,22] es uno de los esquemas más usados de fragmentación no perturbativa para la hadronización de un campo de color estrechado entre dos objetos de color. Más precisamente, la teoría de confinamiento de QCD propone que las líneas del campo de color creado entre un par $q\bar{q}$ están concentradas en un tubo que conecta el quark con el antiquark y actúa como si fuese una cuerda con una constante de tensión independiente de la separación entre q y \bar{q} ¹. Durante la evolución temporal, la cuerda se rompe aleatoriamente en pedazos que contienen una fracción de la energía original. Un paso heurístico en el sistema entero consiste en identificar los estados estables de las cuerdas con masa invariantes necesarias como hadrones finales. La descripción dinámica de la fragmentación es físicamente motivada por un proceso de tunelaje y la forma de la función de fragmentación de Lund está dada por:

$$f(z) \propto \frac{1}{z}(1-z)^a \exp\left(-b\frac{m_{\perp}^2}{z}\right), \quad (1.7)$$

donde z es la fracción de la cantidad $E + p_{\parallel}$ de una cuerda pariente tomada por la hija, $m_{\perp} = \sqrt{p_T^2 + m^2}$, “ \perp ” y “ \parallel ” se refiere al eje de la cuerda, y a y b son constantes que se

¹Calculada en la QCD de red, la tensión de la cuerda tiene un valor de $k = 1 \text{ GeV}/1 \text{ fm} \approx 0.2 \text{ GeV}^2$.

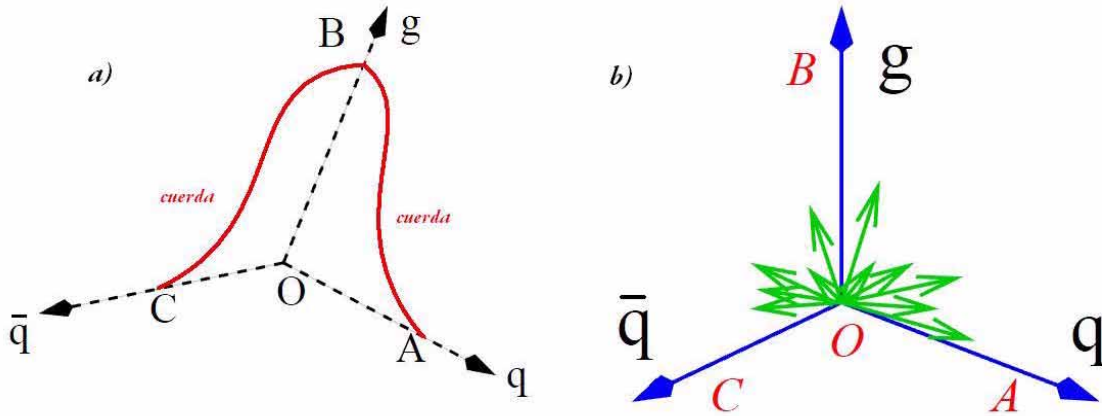


Figura 1.6: Esquema del modelo de Lund. a) Un sistema $q\bar{q}g$ neutral de color conectado por la cuerda ABC y b) su posterior fragmentación.

escogen de forma que ajusten a los datos experimentales.

Los gluones en el modelo de Lund [23] producen “kinks” en las cuerdas; están siempre acoplados a dos cuerdas ya que un gluón es un octete de color y lleva color y anti-color (mostrado en la figura 1.6a). Ya que la energía del gluón es dividida entre dos cuerdas, las partículas producidas por gluones son generalmente más suaves que las partículas producidas por quarks. Notemos que la distribución de hadrones resultante no es simétrica en los ejes OA , OB y OC , hay un exceso de hadrones en las regiones angulares AOB y BOC lo que se llama “efecto de cuerda” (figura 1.6b). Los bariones son producidos durante la creación de un diquark y un antidiquark en el campo de color.

1.4. La fenomenología de los jets

Una de las características más relevantes de los estados finales en las colisiones a alta energía consiste en la aparición de *acumulaciones colimadas de hadrones* similares

a chorros de partículas y que se denominan “*jets*”. La producción de partones (quark y gluones) durante la colisión está directamente relacionada a la producción de los llamados jets, los cuales con el uso de algunas observables, pueden ser vistos como un mapeo de los estados finales hadrónicos a los estados iniciales partónicos del evento.

La primera observación de la formación de estructuras de jets en estados finales hadrónicos producidos en aniquilaciones electrón-positrón a altas energías en el SPEAR (*Stanford Positron Electron Asymmetric Ring*) en 1975 constituyó en sí una confirmación directa de la estructura interna de los hadrones [24]. En la figura 1.7a se muestra un ejemplo del estado final producido por la interacción e^+e^- a alta energía en uno de los cuatro experimentos que operaron en el acelerador LEP del CERN durante la década de los 80s, y en el cual las estructuras en forma de jets aparecen claramente. La primera evidencia experimental de la existencia del gluón proviene de la aparición de sucesos de tres jets (figura 1.7b) en colisiones electrón-positrón en el acelerador PETRA (*Positron Elektron Tandem Ring Anlage*) de DESY (*Deutsches Elektronen Synchrotronen*) en Hamburgo en 1979 [25], que se interpretaron como la producción de un gluón energético acompañando al par quark-antiquark resultante de la aniquilación del electrón y el positrón incidentes. Notemos que el estudio de las correlaciones angulares entre las direcciones de los jets ha permitido la verificación de las propiedades del gluón, tanto en cuanto a su carácter bosónico (espín 1), como a la evidencia del acoplamiento entre gluones con la intensidad predicha por la teoría y en cuya existencia radica la fenomenología de QCD.

Al considerar la dispersión a primer orden de quarks y gluones y asumiendo un escalamiento de las funciones de distribución, una característica importante de la config-

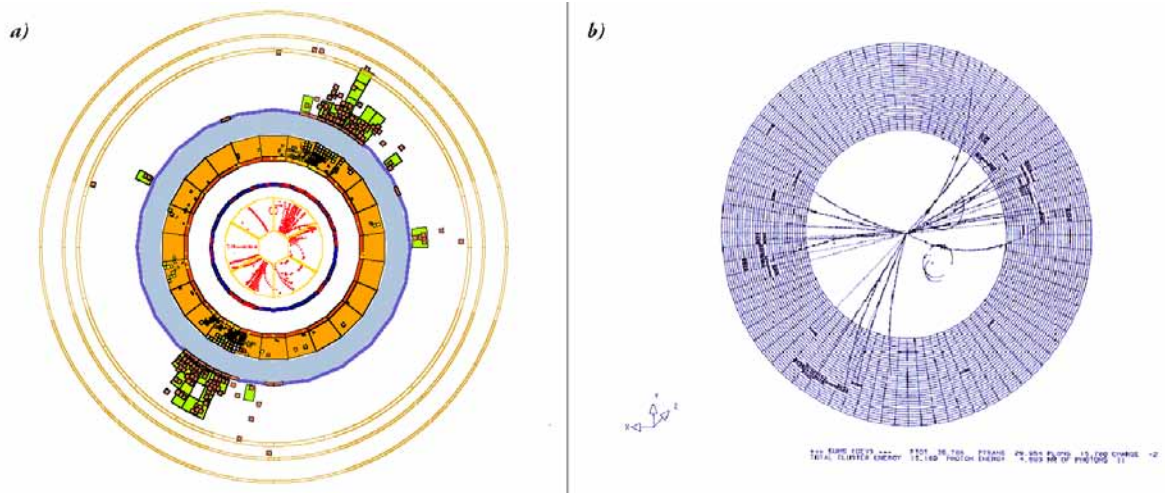


Figura 1.7: Jets de partículas emergen de la colisión de un electrón y un positrón. El carácter focalizado de los jets se debe a que cada uno de ellos se ha desarrollado a partir de un único precursor: un quark o un antiquark (a). Si uno de ellos radia un gluón, vemos la creación de un tercer jet (b).

uración del espacio fase del estado final fue predicha [26]: las partículas de alto momento transversal pertenecen a dos jets esencialmente coplanares al haz incidente. Entonces la partícula de más alto p_T – llamada la partícula “*trigger*” por razones experimentales – es el fragmento líder en el jet correspondiente y contiene al quark dispersado como quark de valencia. También se demostró que los quarks espectadores que no participan en la interacción fuerte producen jets en la dirección de los hadrones primarios, lo que lleva a tal interacción a tener una estructura de 4 jets. La idea de usar una partícula de alto p_T como trigger fue introducida en ISR y se encontró inmediatamente un efecto predicho, llamado “*trigger bias*” [27]. Este efecto surge de la competición entre la función de fragmentación y la caída del espectro de p_T del partón. Debido a la sección eficaz para cualquier p_T dado, es más viable la producción de una partícula trigger con un momento transversal muy cercano al momento transversal del jet asociado.

Mencionemos que a bajas energías (por ejemplo las mediciones de ISR a 62 GeV) la interacción quark-quark (qq) prevalece, mientras que a mayores energías, la interacción gluón-gluón (gg) domina el proceso, como se puede ver por las funciones de distribución de partones (ver figura 1.3). La producción de jets es vista como una interacción directa de partones dentro de los protones y su posterior fragmentación en chorros colimados de partículas. El resto de las partículas en el acontecimiento son partículas suaves, que se crean debido a la rotura de los remanentes de los hadrones incidentes, y forman el *acontecimiento subyacente* (UE). El proceso de hadronización no puede ser calculado totalmente en QCD, no obstante se asume que el 4-vector del jet medido es el mismo que del partón final. La componente de la dispersión dura del evento consiste en dos jets salientes incluyendo las radiaciones del estado inicial y del estado final, las cuales introducen correcciones al proceso básico $2 - a - 2$ de QCD.

Históricamente, las mediciones de jets han confirmado la teoría de QCD a altas energías y han dado luz a la búsqueda de nueva partículas o interacciones a escalas de distancia de 10^{-17} m y menores [28]. Los principales resultados han salido de los experimentos basados en el ISR del CERN en colisiones pp a energías de centro de masa $\sqrt{s} = 63$ GeV [29], del colisionador $p\bar{p}$ de CERN a 546 y 630 GeV [30,31], y del Tevatron en Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory) con colisiones $p\bar{p}$ a 1800 GeV [32]. Los datos de las mediciones previas recorren un factor de 20 en energía del haz y un factor de 200 en energía de jet transversa al haz de protones (E_T), y en general están razonablemente bien descritos por la QCD.

Capítulo 2

El experimento ALICE en el LHC

Este año, el acelerador de partículas más grande del mundo, el LHC (*Large Hadron Collider*), dará inicio a una nueva era en el estudio de la estructura del universo a su nivel más fundamental al producir colisiones protón-protón (pp) y plomo-plomo ($Pb - Pb$) a energías de 7 y 5.5 TeV/nucleón en el centro de masa, respectivamente [33].

El LHC, instalado en un túnel de 27 km de circunferencia y situado en CERN, cerca de Ginebra en la frontera franco-suiza, cuenta con un complejo de seis experimentos, siendo los cuatro mayores: *ALICE* (*A Large Ion Collider Experiment*), *ATLAS* (*A Toroidal LHC Apparatus*), *CMS* (*Compact Muon Solenoid*) y *LHCb* (*The Large Hadron Collider beauty experiment*). Una comparación entre la aceptación de los diferentes experimentos se muestra en la figura 2.1, donde la complementariedad entre los experimentos es evidente. El esfuerzo y la construcción de más de 25 años de esta “catedral de ciencia” ha visto sus frutos el 10 de septiembre del 2008, al llevarse a cabo la primera circulación de haces de protón por toda la trayectoria del acelerador. Sin embargo, debido a una avería en los

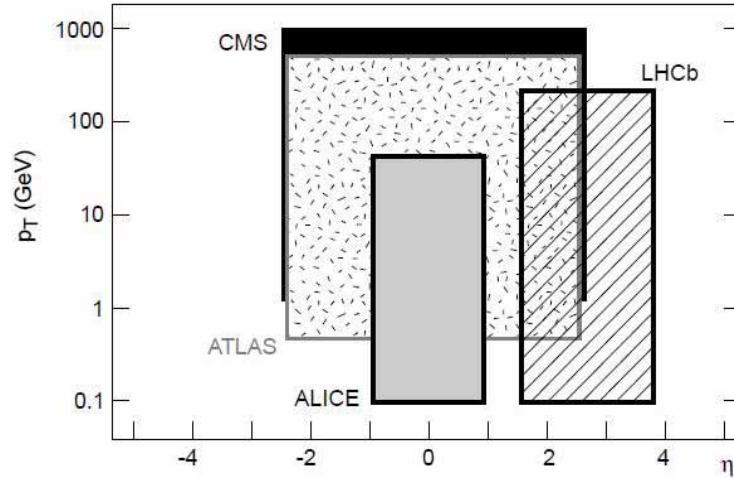


Figura 2.1: Comparación de rangos de p_T y pseudorapidez de los experimentos de LHC.

imanes superconductores, se espera la reanudación de las actividades a finales del 2009.

La meta principal del LHC es examinar la validez del Modelo Estándar y responder a los enigmas de la teoría de QCD, particularmente: la búsqueda del bosón de Higgs, predicho hace más de 40 años; la búsqueda de nuevas interacciones y partículas supersimétricas, el estudio de las propiedades del plasma de quarks y gluones (QGP) y un análisis preciso de procesos que violan la simetría CP. Además, los resultados de los experimentos del LHC tendrán un impacto importante en varios campos de la astrofísica, debido a que una colisión pp a energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 14$ TeV corresponde a una interacción de un protón con energía de 10^{17} eV con un blanco fijo, que se espera sean las interacciones de partículas (rayos cósmicos) que entran a la atmósfera.

La colaboración ALICE [34], que incluye a más de 1000 físicos e ingenieros de alrededor de 109 instituciones en 31 países [35], construye el detector que se especializará

en el estudio las colisiones entre iones pesados en el LHC (figura 2.2). Fue especialmente diseñado para analizar la física de materia con densidades de energía extrema en colisiones núcleo-núcleo. En particular, la física de iones pesados ultrarelativistas se interesa en los fenómenos colectivos de las partículas elementales cuando éstas están bajo condiciones de alta presión y temperatura, como las que se supone que existieron durante los primeros instantes del Universo, poco después del *Big Bang*. Cuando tales condiciones se alcanzan, la teoría de la interacción fuerte predice que la materia nuclear sufre una transición de fase, pasando de la materia nuclear normal en las que los quarks están confinados, a un nuevo estado de la materia, en el que los quarks están casi libres, llamado *Plasma de Quarks y Gluones* [36]. Tales condiciones extremas pueden ser alcanzadas en colisiones de iones pesados a energías ultrarelativistas como las que se efectúan en el colisionador RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) [37], y en un futuro próximo en el LHC.

La meta principal de cualquier detector de partículas es la identificación correcta y la determinación de sus masas m_0 y cargas z con un mínimo de error experimental. Esto es posible usando la combinación de información de varios detectores. Los principales parámetros medibles son: *a)* El impulso p de las partículas, medido usando el campo magnético: $p = \gamma m_0 \beta c$; (β - velocidad; γ - factor de Lorentz); *b)* el tiempo de vuelo de la partícula: $\tau = s/(\beta c)$; (s - longitud de vuelo); *c)* la pérdida media de energía por unidad de longitud: $-\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{\beta^2} \log \gamma$; *d)* la energía cinética en el calorímetro: $E = (\gamma - 1)m_0 c^2$; *e)* la salida de luz de Cherenkov: $\propto z^2 \sin^2 \theta$; ($\theta = \arccos(1/n\beta)$, n - índice de refracción); *f)* la salida de fotones de radiación de transición: $\propto \gamma$.

ALICE es un experimento cuyos detectores medirán e identificarán hadrones, lep-



Figura 2.2: Vista general del experimento ALICE.

tones y fotones con pseudorapidez intermedia producidos en las interacciones (figura 2.3). El detector tiene un diseño único en base a una optimización diferente de los demás experimentos en el LHC que estudiarán colisiones pp . Esto es resultado de los requisitos para rastrear e identificar partículas en un amplio rango de momento, desde $\sim 100 \text{ MeVc}^{-1}$ hasta un valor de $\sim 100 \text{ GeVc}^{-1}$ [38], reconstruir partículas con vida media corta como los hiperones, mesones D y B , además de tener que realizar estas tareas en un ambiente con muy altas multiplicidades de hasta 3000 partículas cargadas en colisiones $Pb - Pb$.

La detección e identificación de muones se realiza por medio de un espectrómetro especialmente diseñado que cuenta con un magneto dipolar y cubre un amplio rango de pseudorapidez ($-4.0 \leq \eta \leq -2.4$). Los electrones, hadrones y fotones producidos en la región central de pseudorapidez ($-0.9 \leq \eta \leq 0.9$) son detectados e identificados por un complejo sistema de detectores inmersos en campos magnéticos de diferentes configuraciones, $\vec{B} = 0.2, 0.4$ y 0.5 Tesla.

La identificación y el rastreo de las partículas se basa en detectores con alta granularidad: el sistema de rastreo interno *ITS* (*Inner Tracking System*), optimizado para la determinación de los vértices primarios y secundarios, así como para el seguimiento preciso de partículas de bajo momento y la cámara de proyección de tiempo *TPC* (*Time Projection Chamber*), que es el sistema principal para el seguimiento de trayectorias. Además participan el detector de radiación de transición de alta granularidad *TRD* (*Transition Radiation Detector*), diseñado para la identificación de electrones y el detector de tiempo de vuelo *TOF* (*Time Of Flight*). La identificación de partículas en la región central es llevada a cabo a través de la medición de la pérdida de energía en los detectores de rastreo, la

radiación de Cherenkov en el identificador de partículas con alto momento *HMPID* (*High Momentum Particle Identification Detector*) y un espectrómetro de fotones PHOS (*PHOTon Spectrometer*). El calorímetro electromagnético *EMCal* (*ElectroMagnetic Calorimeter*) que se encuentra alrededor del detector TOF, tiene como objetivo detectar los fotones y jets de alta energía.

Otros detectores que cubren una amplia aceptación ($-3.7 \leq \eta \leq 5.1$) complementan el sistema de detección central para caracterizar a los eventos y proveer la señal de disparo de la interacción. Participan en la medición de partículas cargadas y el sistema de disparo o trigger¹ los detectores *FMD* (*Forward Multiplicity Detector*), *V0* (*Vertex Zero*) y *T0* (*Time Zero*), en la medición de la multiplicidad de fotones el detector *PMD* (*Photon Multiplicity Detector*) y para la medición de nucleones espectadores en colisiones de iones pesados, el calorímetro de cero grados *ZDC* (*Zero Degree Calorimeters*). Complementa al sistema de los detectores de “trigger” (disparador) el detector *ACORDE* (*ALICE COsmic Ray DEtector*), que es un arreglo de módulos de centelladores que se encuentran en la cima del imán del detector. Cabe mencionar que los detectores *VOA* y *ACORDE* fueron una contribución de México al experimento ALICE [39,40]. Así también, el grupo mexicano en colaboración con la Universidad de Bari y el INR de Moscú ha propuesto el diseño de un detector de Cherenkov que permitirá incrementar la identificación de partículas con alto momento transversal hasta $p_T \sim 10 - 12 \text{ GeV}/c$. Este nuevo detector denominado *VHMPID* (*Very High Momentum Particle Identification Detector*) [41] permitiría estudiar propiedades

¹El sistema de disparo de ALICE trabajará en tres niveles. El propósito del nivel cero es indicar que hubo una interacción lo más rápido posible y está basado en los detectores *V0* y *T0*. El sistema de disparo de nivel uno se basa en información del sistema de muones y del detector *ZDC*. En el nivel dos se utilizan algoritmos más selectivos con la información de otros detectores. Después del nivel dos el sistema de adquisición de datos escribe en disco toda la información de los detectores de ALICE.

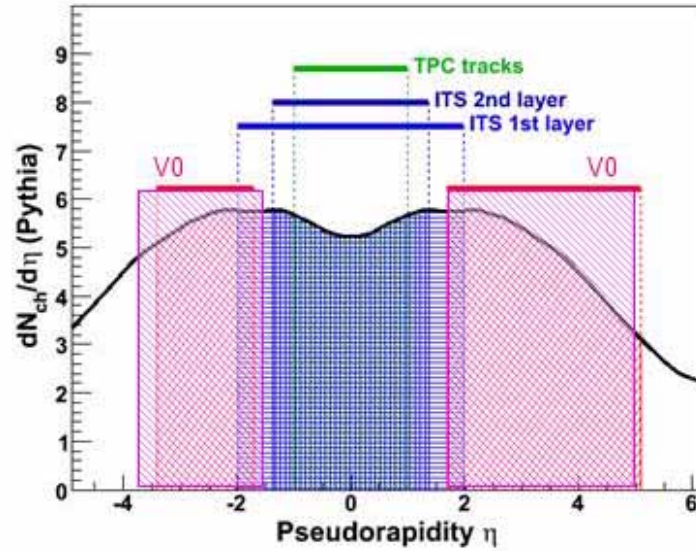


Figura 2.3: Distribución de densidad de partículas cargadas como función de la pseudorapidez, indicando los rangos de medición de los subdetectores de ALICE.

importantes de las colisiones en el LHC, entre ellas la de entender mejor la “paradoja” de los bariones que tiene que ver con la diferencia en la producción entre los bariones y piones como función del momento transversal [42, 43]. A continuación daremos los detalles de los detectores de la región central, que son de mayor interés para este trabajo.

2.1. El sistema de rastreo interno *ITS*

El *ITS* (figura 2.4) está situado en la parte más cercana al punto de interacción y fue construido para poder trabajar con una gran densidad de trazas [44]. El *ITS* consiste de 6 capas cilíndricas de detectores de silicio basados en tres diferentes técnicas de detección. La posición de las capas está optimizada para un rastreo eficiente de las partículas y una excelente resolución espacial requerida para el experimento. La alta densidad de partículas

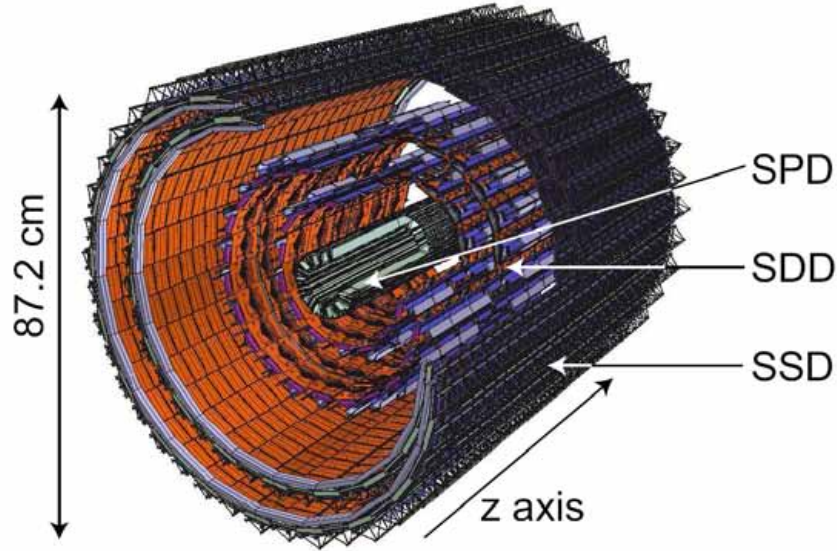


Figura 2.4: Vista general de las capas de detectores del ITS.

(80 partículas por cm^2 a 4 cm del punto de interacción) y los requerimientos en la resolución espacial son las razones de escoger un detector de silicón de pixeles *SPD* (*Silicon Pixel Detector*) para las primeras dos capas. Las siguientes dos capas son detectores de silicón de deriva *SDD* (*Silicon Drift Detector*), y en donde las densidades de traza son menores que una partícula por cm^2 , se tiene dos capas de detector de tira de silicón *SSD* (*Silicon Strip Detector*). Las capas de SDD y SSD tienen la misma salida para la medición de la pérdida de energía, la que permite una identificación de partículas de bajo p_T usando el modelo de Bethe-Bloch². Las funciones básicas del ITS son: la determinación de los vértices

²Las pérdidas energéticas por la ionización y la excitación están descritas por la ecuación de Bethe – Bloch de la forma:

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{BB} \propto z^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \left\{ \ln \alpha \cdot \gamma^2 \beta^2 - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right\}, \quad (2.1)$$

donde z es la carga del proyectil; Z, A - número atómico y peso atómico del blanco; β, γ - velocidad y factor de Lorentz del proyectil, δ - parámetro que describe el efecto de densidad, α - parámetro que depende de la energía de ionización del material.

primarios con una resolución de $100 \mu\text{m}$; la reconstrucción de los vértices secundarios de los decaimientos de hiperones y mesones; la identificación y rastreo de partículas de bajo momento ($\leq 100 \text{ MeV}/c$) y la mejora en las mediciones de partículas de alto momento que atraviesan la TPC.

2.2. La cámara de Proyección Temporal *TPC*

La ITS está rodeada por un gran volumen cilíndrico de gas de la Cámara de Proyección Temporal (*TPC*), un detector convencional en experimentos de iones pesados como *NA49* y *STAR*. La TPC [45] es el principal detector de trayectorias del sistema central de detectores de ALICE, que conjuntamente con la ITS, TRD y TOF, proporciona una medición del momento de partículas cargadas y su identificación, así como la determinación de vértices con suficiente resolución en momento. La TPC, visualizada en la figura 2.5, cubre un rango de pseudorapidez de $-0.9 \leq \eta \leq 0.9$ y es un instrumento ideal para ser usado en la física suave, la resolución de momentos se estima del orden de $1 - 2\%$ para partículas de bajos momentos ($100 \text{ MeV}/c \leq p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$).

La Cámara de Proyección Temporal funciona en base a la ionización y permite la reconstrucción tridimensional de las trayectorias y la medición del momento de las partículas cargadas a partir de un número elevado de puntos por traza. Tiene una forma cilíndrica con un radio interno de 85 cm , un radio externo de 247 cm y una longitud de 500 cm . Un electrodo de alto voltaje está colocado en el centro, el cual está alineado al punto de interacción, dividiendo la cámara en dos regiones de deriva de 250 cm de longitud. La ionización primaria producida por una partícula cargada al cruzar el gas genera un chubasco

de partículas, que son derivadas por el campo eléctrico y guiadas por el campo magnético ($B \parallel E$) hacia uno de los dos extremos con detectores multialámbricos. El tiempo que tardan los productos de la ionización en llegar a uno de estos extremos, proporciona la coordenada Z a lo largo del eje del cilindro en el que ocurrió dicho evento. Las coordenadas XY se obtienen interpolando las señales inducidas en las celdas en los que están divididos los cátodos. Los cátodos localizados en los extremos de la cámara se encuentran en pequeños bloques, de tal forma que la dirección azimutal es proporcionada por la posición del cátodo disparado [46]. En total la TPC tiene 557568 bloques de tres diferentes tamaños, el menor siendo de $4 \times 7.5 \text{ mm}^2$. La pérdida de energía en el gas (Ne/CO₂ 90%/10 %) de la TPC será usada para la identificación de partículas a bajos momentos (menores que 1 GeV/c) y altos p_T debido al aumento relativista de la curva de Bethe-Bloch dada por la Ec. (2.1). En la región donde las curvas dE/dx se traslapan, la identificación por pérdida de energía no es posible. En la figura 2.6 se muestra una de las primeras mediciones de la pérdida de energía durante la calibración de TPC con rayos cósmicos. El análisis muestra que la resolución de dE/dx es mayor que 6 % [47].

2.3. Detectores de radiación de transición y de tiempo de vuelo

El detector de radiación de transición (*TRD*) se encuentra alrededor de la *TPC* y provee una identificación de electrones en la región central para momentos mayores de 1 GeV/c al detectar la radiación de transición (*TR*) producida por estas partículas en el radiador, esto es la radiación producida por partículas rápidas (con factor de Lorentz

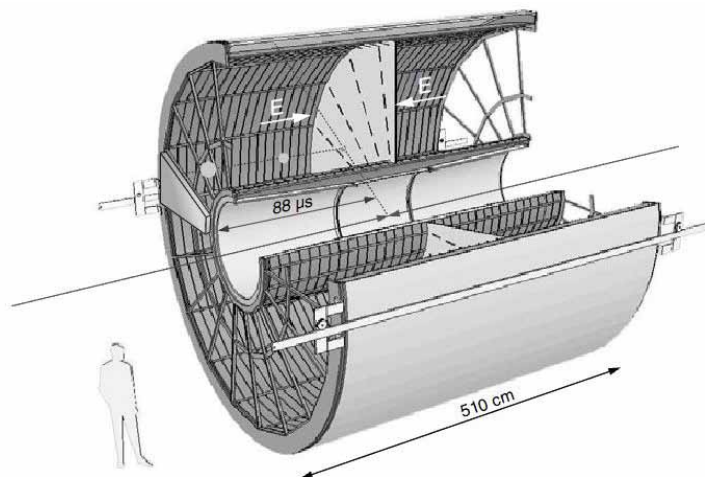


Figura 2.5: Vista general de la TPC, mostrando la orientación del campo eléctrico hacia la membrana central.

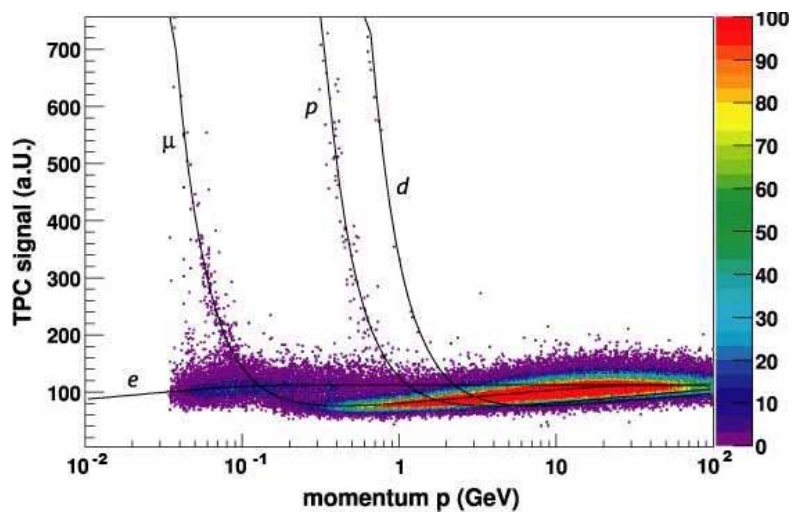


Figura 2.6: Distribución de pérdida de energía de varias partículas cargadas como función de sus momentos. Las líneas son basadas en la ecuación de Bethe – Bloch. Tomado de [47].

Capítulo 2. El experimento ALICE en el LHC

2.3. Detectores de radiación de transición y de tiempo de vuelo

$\gamma = E/mc^2 \gtrsim 1000$) al cruzar dos materiales con diferentes constantes dieléctricas [48]. En el rango de momentos de 1 a 10 GeV/c, solo los electrones (y positrones) son altamente relativistas debido a su pequeña masa. Este proceso causa un gran emisión de energía en el material del detector (debido a los fotones *TR*), lo que permite la separación de piones y electrones con una probabilidad mayor al 99 %.

El *TRD* llena el espacio radial entre la *TPC* y los detectores de *TOF* y tiene una cobertura azimutal de 2π y aceptación de pseudorapidez de $|\eta| \leq \pm 0.9$. El detector consiste de 6 capas individuales, divididas en 18 módulos a la manera de la segmentación azimutal de la *TPC*. En total hay $18 \times 5 \times 6 = 540$ cámaras de deriva operando con una mezcla de *Xe*, *CO*² (15 %), que consisten de un radiador de material inhomogéneo y una cámara proporcional multialámbrica de salida.

Como es mostrado en la figura 2.7 (izquierda), los fotones de la radiación de transición producidos en el radiador son absorbidos en el volumen del gas y ionizan sus átomos. Los electrones producidos por los fotones *TR* son sobrepuestos a los electrones producidos por la pérdida de energía de ionización. En la figura 2.7 (derecha) se presenta la altura del pulso promedio de acuerdo al tiempo de deriva de los electrones y piones obtenidos. Para los electrones, la altura del pulso con y sin radiación de transición es mostrada. El pico característico a tiempos de deriva grandes para el caso de electrones con radiador es debido a la radiación de transición absorbida en el gas. La última capa con una cobertura azimutal de 2π en la región central pertenece al detector del tiempo de vuelo (*TOF*). Su superficie cilíndrica cubre la región central de pseudorapidez ($|\eta| \leq \pm 0.9$) y permite la identificación de partículas en los rangos intermedios de momentos ($0.2 \leq p_T \leq 2.5$ GeV/c). La estructura

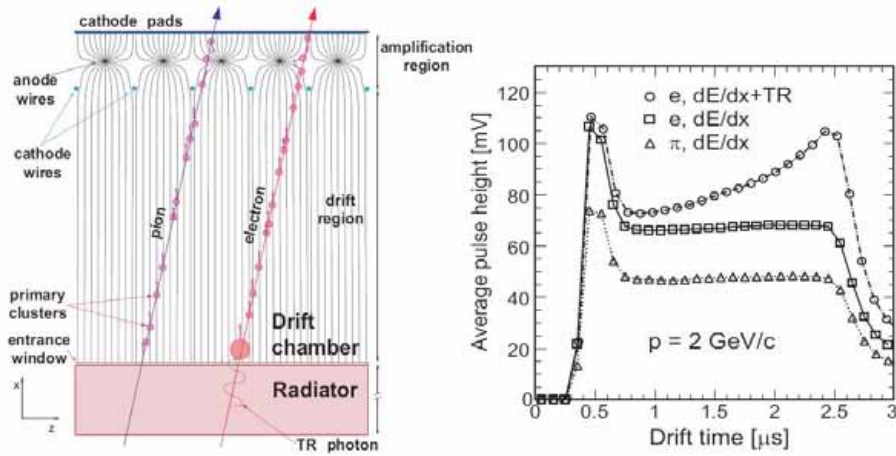


Figura 2.7: Esquema del principio de funcionamiento del TRD.

modular de *TOF* cuenta con 18 sectores en azimutales y cada sector constituye cinco módulos que contienen *MRPC* (*Multi-gap Resistive-Plate Chamber*), el cuál opera eficientemente en condiciones de multiplicidad extremas. El principal aspecto de estas cámaras es que el campo eléctrico es fuerte e uniforme en todo el volumen gaseoso del detector. Así cualquier ionización producida por una partícula cargada inmediatamente empezará un proceso de avalancha, y ésta generará las señales observables. No existe un tiempo de deriva asociado con el movimiento de los electrones a la región de campo eléctrico fuerte, así entonces la incertidumbre temporal se debe sólo a las fluctuaciones en el crecimiento de la avalancha.

El tiempo de vuelo de las partículas detectadas es calculado por el retardo entre la señal de trigger dada por el detector *T0* (menos un tiempo fijo $t_{T0} = z_{T0}/c$) y la señal de *TOF*. Esto permite identificar las partículas y calcular la masa invariante usando la ecuación:

$$m = \frac{pt_{tot}}{\beta\gamma}, \quad (2.2)$$

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

2.4. Identificación de partículas de alto momento con *HMPID*.

Como se ha mencionado previamente, la identificación de partículas a alto p_T es importante para el estudio de los procesos de dispersión dura en colisiones a altas energías, y en ALICE es llevada a cabo mediante el *HMPID* (*High-Momentum Particle Identification Detector*), que es un detector de anillos de Cherenkov (*RICH*) con una área de 10 m^2 y se encuentra a 4.9 m del punto de colisión, cubre un rango de rapidez de $-0.6 \leq \eta \leq 0.6$ y una pequeña parte en rango azimutal de 57.61° [50]. El *HMPID* reforzará la capacidad de identificación de partículas más allá del rango de momento permitido por la pérdida de energía (en el *ITS* y la *TPC*) y mediciones del tiempo de vuelo en *TOF*. Fue diseñado para extender la identificación de π/K y K/p con valores del momento de 3 GeV/c y 5 GeV/c respectivamente. Recordemos que el efecto Cherenkov es la emisión coherente de radiación (luz entre 350 – 500 nm) debida a la excitación polarizada de los átomos de un medio material, llamado radiador (C_6F_{14} con índice de refracción $n = 1.2989$), cuando una partícula atraviesa dicho medio con una velocidad mayor que la velocidad de propagación de luz en ese medio. La emisión de luz Cherenkov (a un ángulo $\cos \theta_c = 1/\beta n$) depende del momento y de la masa de las partículas. Así, en el *HMPID* el límite menor de la identificación de kaones será de 1.2 GeV/c y el límite menor para la identificación de protones es de 2

Capítulo 2. El experimento ALICE en el LHC
2.4. Identificación de partículas de alto momento con *HMPID*.

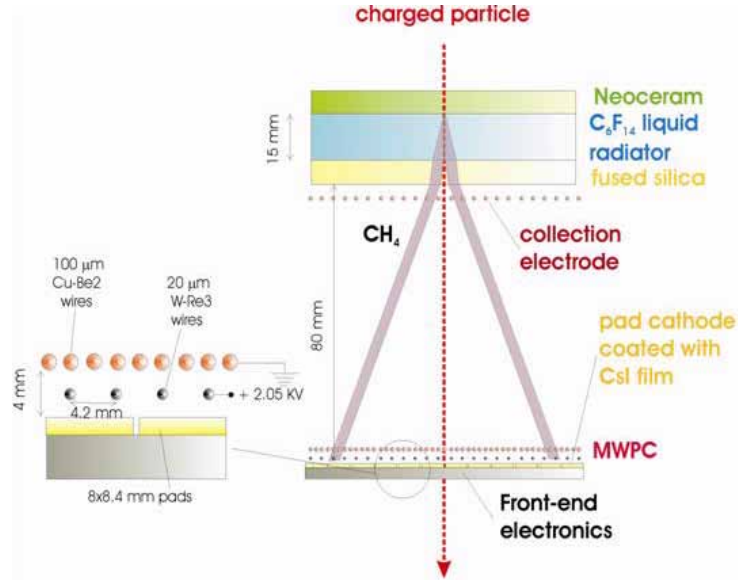


Figura 2.8: Principio de funcionamiento de *HMPID*.

GeV/c.

En la figura 2.8 se presenta el principio de funcionamiento del detector. Los fotones Cherenkov, emitidos por una partícula cargada al atravesar el radiador, son detectados por un contador de fotones, el cuál usa la tecnología de una capa de *CsI* depositada sobre un plano de cátodos de una cámara proporcional multialámbrica (*MWPC*). El cono de Cherenkov se expande en el volumen de CH_4 antes de llegar al detector de fotones. Los electrones provenientes de partículas ionizantes no entran al volumen de *MWPC* debido a la polarización positiva del electrodo colector junto al radiador.

Capítulo 3

Descripción del marco de trabajo

La simulación es el proceso de diseñar un modelo de un sistema real con la finalidad de comprender el comportamiento del sistema o evaluar nuevas estrategias – dentro de los límites impuestos por un cierto criterio o un conjunto de ellos – para el funcionamiento del sistema. Dada la magnitud y la complejidad a la que el día de hoy se desarrollan los experimentos en la física de altas energías, los estudios basados en simulaciones son esenciales en el diseño y optimización de los detectores, así como en la observación e interpretación de los resultados. Ya que los resultados presentados en esta tesis se basan totalmente en datos reconstruidos, a continuación se describe el marco de generación, reconstrucción y análisis que se usa en la colaboración ALICE.

3.1. Visión general del funcionamiento de AliRoot

AliRoot [51] es el marco de trabajo en el ambiente del experimento ALICE. Está basado en el sistema *ROOT* [52], que es un software ampliamente desarrollado en la físi-

Capítulo 3. Descripción del marco de trabajo

3.1. Visión general del funcionamiento de AliRoot

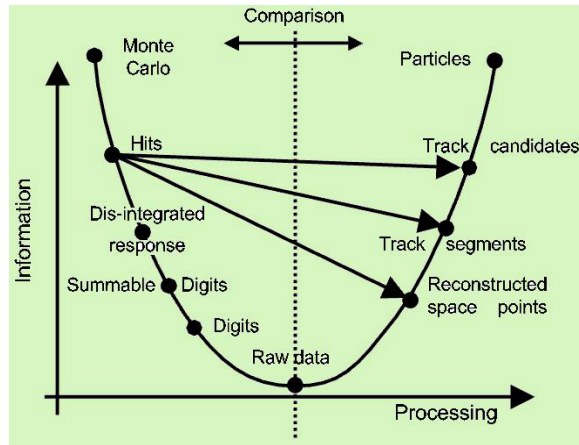


Figura 3.1: El marco de procesamiento de datos de ALICE.

ca experimental de altas energías que ofrece un conjunto de características y herramientas para muchos ámbitos: generación de los eventos, simulación del detector, reconstrucción de datos, almacenamiento de datos, su análisis y visualización. Es en este sentido que *AliRoot* contiene toda una herramienta para el análisis de datos. Además, contiene toda la información del mismo detector, que en conjunto nos permiten hacer estudios a nivel simulación y reconstrucción en el experimento ALICE [53].

El proceso de simulación, representado esquemáticamente en la figura 3.1, se puede resumir en los siguientes pasos:

- **Generación del evento:** La colisión es simulada por un generador de eventos; este paso produce un “*kinematics tree*” que contiene la información completa sobre la cinemática de las partículas generadas (tipo, momento, carga, proceso de producción, decaimientos).

- **Transporte de partículas:** Las partículas salientes de la interacción son propa-

Capítulo 3. Descripción del marco de trabajo

3.1. Visión general del funcionamiento de AliRoot

gadas a lo largo de la dirección de sus momentos, y el código de transporte *Geant3.21* [54] simula la interacción con el material del detector (decaimientos de partículas, dispersión de partículas, procesos de ionización y la deposición de energía) mediante el cálculo probabilístico de procesos microscópicos entre las partículas y el entorno. Así, el número total de partículas después del proceso de transporte es mayor que el número de partículas creadas en el paso inicial de generación. Durante este proceso, todas las interacciones de las partículas con los subdetectores llevan a la producción de una respuesta del detector (“*hits*” que contienen la posición, el tiempo y la energía depositada de cada una de las respectivas interacciones) de acuerdo con la geometría de ALICE y las técnicas de detección implementadas (lo que sería una respuesta ideal del detector).

- **Digitalización:** Si la partícula produce una señal en un subdetector (“*hit*”), la salida digital del detector correspondiente es guardada como un “*summable digit*”, tomando en cuenta la función de densidad de probabilidad condicional (*función de respuesta del detector*) de observar una señal cuando una partícula es detectada. Posible ruido de detección es agregado, y junto con la información existente es guardado de forma de un “*digit*” y formateada de acuerdo a la salida de la electrónica y el sistema de adquisición de datos (*DAQ*). El resultado de este proceso es la producción de “*raw data*”, es decir, datos que representan la salida digital del detector ALICE. La subsecuente reconstrucción de los eventos es idéntica como para los eventos generados, así también como para las colisiones reales, y consiste en los siguientes pasos:

- **Búsqueda de clusters:** Las partículas que interactúan con el detector, usualmente dejan una señal en varios elementos de detección adyacentes o en diferentes intervalos

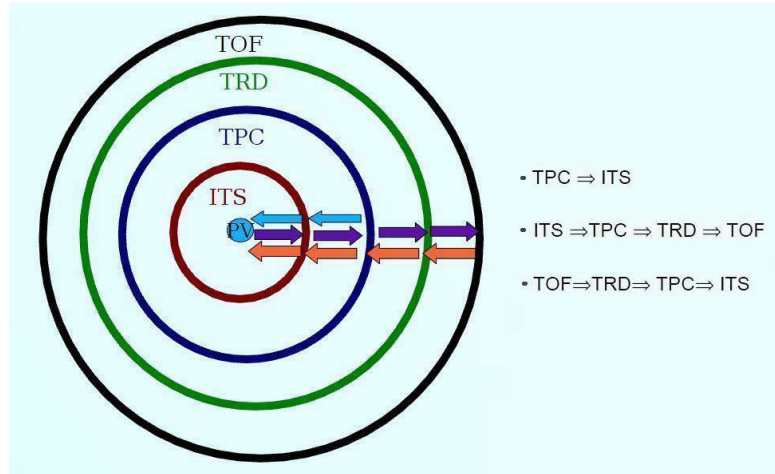


Figura 3.2: Vista esquemática de los tres pasos de la búsqueda de trazas combinada.

de tiempo de los subdetectores. Estas señales son combinadas para formar "*clusters*", lo que permite extraer la posición o el tiempo exacto de la partícula que atraviesa el detector y reducir el ruido. Las señales superpuestas de varias partículas en un solo *cluster* son separadas. Este paso se realiza para cada subdetector donde, debido a la diferente naturaleza del subdetector, las implementaciones pueden variar significativamente.

- **Reconstrucción de trazas:** El algoritmo de reconstrucción ajusta los puntos reconstruidos para producir trazas de partículas, así recuperando y calculando toda la información disponible (parámetros de ajuste, pérdidas de energía, hipótesis de la identificación de partículas), también extrapola el vértice de interacción y reconstruye los vértices de decaimientos secundarios. Las trazas de las partículas se aproximan mediante una hélice¹ y parametrizadas mediante un conjunto de parámetros, como la curvatura y los ángulos

¹Una hélice con radio $r = \frac{mv_{\perp} B}{|q|B}$ describe perfectamente la trayectoria ideal de una partícula cargada moviéndose en un campo magnético uniforme, en donde la fuerza de Lorentz $F = q(v \times B)$ actúa perpendicularmente a la dirección de movimiento.

Capítulo 3. Descripción del marco de trabajo

3.1. Visión general del funcionamiento de AliRoot

respecto a los ejes coordenados. El filtro de Kalman [55] es un método para la búsqueda y reconstrucción de las trazas y su principal propiedad es que, al ser un método local, en cualquier punto dado a lo largo de la traza proporciona una estimación óptima de los parámetros geométricos de la traza. Por esta razón, es una forma natural para encontrar la extrapolación de una traza de un detector a otro (por ejemplo, de la *TPC* a la *ITS* o *TRD*). La cadena completa de la reconstrucción de las trazas el ALICE, cuyo esquema se muestra en la figura 3.2, prevé las siguientes etapas:

(a) búsqueda de trazas en la *TPC* desde el exterior (donde la separación entre las trazas es la mayor) hacia el interior;

(b) coincidencia de la *TPC* con la capa exterior del *ITS* y la búsqueda de esta traza hacia las capas internas, primera estimación de los parámetros de ajuste y su matriz de covariancia²;

(c) propagación y el re-ajuste de los parámetros de la traza desde el interior del *ITS* hasta la capa más externa de la *TPC*;

(d) extrapolación usando los parámetros de la traza al *TRD*, *TOF*, *HMPID* y *PHOS*, búsqueda de trazas en el *TRD* de misma forma que en la *TPC*;

(e) propagación de la capa más externa hacia el interior de la traza y el re-ajuste de los parámetros de calculados en el vértice primario, asignación de la señal análoga de identificación de partículas, búsqueda y reconstrucción de vértices secundarios (V^0).

Dentro de la aceptación geométrica del sistema central de detectores, la búsqueda combinada de trazas maneja una eficiencia de alrededor del 90%. La resolución del momento

²La matriz de covariancia del ajuste Kalman es una matriz de 5×5 que representa las incertidumbres del ajuste y sus correlaciones.

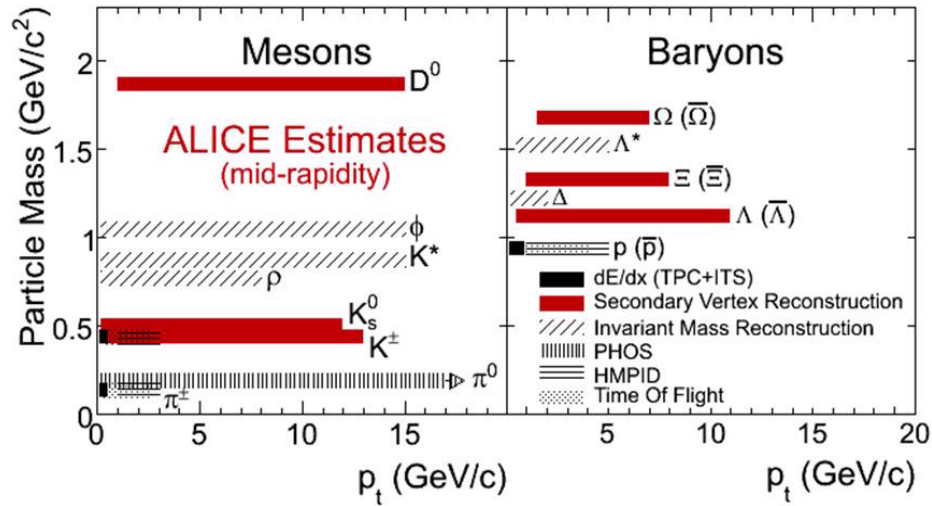


Figura 3.3: Rangos de momento transverso para la identificación de partículas a rapidez media usando los sub detectores principales de ALICE. Los rangos de p_T para mesones y bariones son mostrados en la parte de la izquierda y derecha, respectivamente

se estima entre 1 y 2.5 % para p_T de hasta 10 GeV/c, la resolución angular es $\varphi \sim 0.2$ mrad, o incluso inferior a momentos superior. La posición del vértice primario en colisiones pp será determinada en base al análisis evento-por-evento y su resolución (que depende de la multiplicidad del evento) es de 60 μm para las coordenadas transversales y de 90 μm para z , en promedio. La resolución de la distancia de mayor acercamiento (DCA) al vértice primario (la distancia mínima extrapolada entre la hélice ajustada y el punto de interacción) depende tanto de la resolución espacial del vértice principal, así como de los puntos del espacio reconstruidos en el ITS y próximos al punto de interacción, y es del orden de ~ 100 μm [53].

- **Identificación de partículas:** La identificación de partículas en los detectores centrales de ALICE se realiza mediante la combinación de la información del *ITS*, *TPC*, *TRD*, *TOF* y *HMPID*. La identificación de partículas en ALICE sigue un enfoque

“*Bayesiano*” [56] que es la forma más eficaz de combinar la información procedente de los diferentes sistemas de detección en rangos complementarios de momento (véase figura 3.3) y señales de naturaleza diferente (por ejemplo, dE/dx , tiempo de vuelo, radiación de transición).

Finalmente, cada evento reconstruido es almacenado como un objeto *Event Summary Data* (ESD). Todo el procedimiento está a cargo de *AliRoot* y puede ser ejecutado usando algunos comandos y una secuencia de configuraciones (que especifican el generador de eventos y los parámetros de reconstrucción del detector). Sin embargo, una simulación completa requiere de varias horas de tiempo de cálculo, dependiendo de la multiplicidad de partículas, el número de detectores en funcionamiento y el número de CPU's usados para el procesamiento.

3.2. Generadores de eventos

El método Monte Carlo en la física de partículas es ampliamente usado en los generadores de eventos, y entre sus aplicaciones principales se encuentran: 1) Dar una idea de qué tipo de eventos uno puede esperar durante una colisión; 2) Ayudar en la planificación de un nuevo detector, al optimizar su eficiencia para la búsqueda de nuevas hipótesis; 3) Estimar la aceptación del detector que debe aplicarse a los datos primarios, con el fin de extraer una señal física limpia; 4) Interpretar convenientemente los fenómenos observados en una teoría fundamental (por lo general el Modelo Estándar).

Uno de los programas de Monte Carlo más usados para la generación de eventos en la física de altas energías es PYTHIA [57]. El énfasis del programa se centra en generar

eventos con el mayor detalle posible como el experimento y dentro de los límites de nuestra comprensión actual de la física de partículas. PYTHIA contiene una gran biblioteca de procesos duros y modelos para la radiación inicial y final, interacciones múltiples partón-partón, remanentes del haz, fragmentación de cuerda y decaimientos de partículas.

Para la generación de los datos usados durante el presente análisis, la versión PYTHIA 6,214 fue usada. Esta versión usa la función de distribución de partones *CTEQ5L* (figura 1.3), la hadronización se basa en el modelo de fragmentación de cuerdas de Lund, y las características de las partículas elementales son tomadas de las tablas de *Particle Data Group* [7]. La evolución de un evento hadrónico generado por PYTHIA se basa en la dispersión partón-partón. Para valores por arriba de $p_T \geq 2$ GeV, la dispersión de partones puede ser correctamente descrita por pQCD, pero para ampliar el marco de dispersión partón-partón a regiones de bajo p_T , una regularización para corregir las divergencias en la sección transversal es introducida. Entre los parámetros ajustables del generador está el rango del momento transversal asociado a la producción de partones: la variable $p_{T_{\min}}(s) = (1.9 \text{ GeV}) (s/1\text{TeV}^2)^{0.08}$ que regulariza la sección eficaz dominante de procesos de QCD de 2 cuerpos ($AB \rightarrow CD$), la cual diverge si $p_T \rightarrow 0$ y cae rápidamente a alto p_T . Uno de los modelos que mejor describe los datos obtenidos por las colaboraciones UA5 en el SPS (*Super Proton Synchrotron*) en CERN y CDF (*Collider Detector at Fermilab*) y la variación del acontecimiento subyacente es el que asume un parámetro de impacto variable entre los hadrones primarios, y la materia hadrónica se asume tener la forma de una doble Gaussiana. ALICE usa un ajuste de PYTHIA (ver Tabla 3.1), que fue desarrollado por el experimento ATLAS y por lo tanto se refiere como “*ajuste ATLAS*” [58]. Las simulaciones

Capítulo 3. Descripción del marco de trabajo

3.2. Generadores de eventos

Parámetro	Comentario	Valor inicial	Ajuste <i>ATLAS</i>
<i>PDF</i>	Función de distribución de partones	<i>CTEQ5L</i>	<i>CTEQ5L</i>
<i>MSTP</i> (82)	Estructura de interacciones múltiples	3	4
<i>PARP</i> (82)	Escala de las interacciones múltiples, $p_{T_{\min}}$	2.0	1.8
<i>PARP</i> (83)	Parámetro 1 de la distribución doble gaussiana	–	0.5
<i>PARP</i> (84)	Parámetro 2 de la distribución doble gaussiana	–	0.5
<i>PARP</i> (89)	Escala de energía para calcular $p_{T_{\min}}$	1800	1000

Tabla 3.1: Algunos de los parámetros ajustables de PYTHIA. La versión ATLAS es el ajuste que se usó en el presente trabajo.

usando este ajuste coinciden correctamente con las distribuciones de multiplicidad, momento transversal total y energía del acontecimiento subyacente de los datos experimentales de UA5 ($\sqrt{s} = 200, 546$ y 900 GeV), CDF ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV) y E735 ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV).

Otro programa de generación de eventos en *AliRoot* es el generador de Monte Carlo PHOJET [59], que combina las ideas del Modelo Dual de Partones (*DPM*) [60] con QCD perturbativa, y da lugar a un panorama casi completo de colisiones hadrones a altas energías. PHOJET es formulado como un modelo de dos componentes que contiene contribuciones de interacciones suaves y duras y se basa en cálculos de amplitudes de dispersión. El DPM es usado para describir los procesos suaves dominantes y la pQCD es aplicada para generar interacciones duras. La comparación entre los resultados calculados para las secciones transversales y los datos disponibles son usados para determinar los parámetros desconocidos del modelo, que son necesarios para generar estados finales producidos en la interacción inelástica.

La figura 3.4 muestra la predicción de los diferentes modelos de la multiplici-

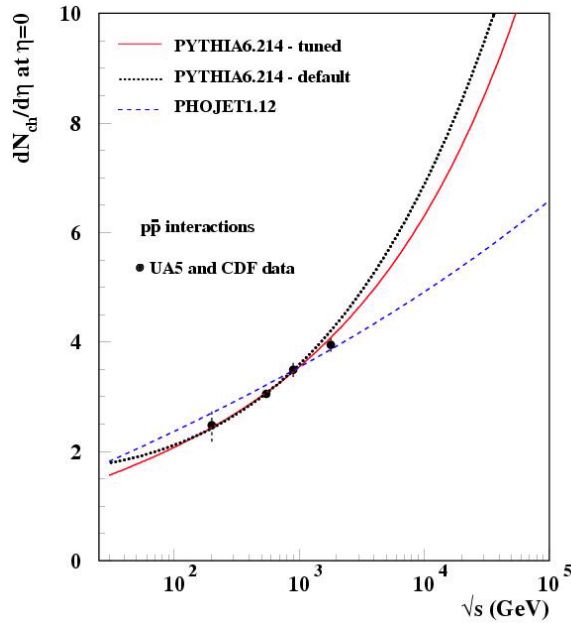


Figura 3.4: $dN_{chg}/d\eta$ a $\eta = 0$ para un rango amplio de \sqrt{s} [61].

dad N_{chg} a grandes valores de energía en el centro de masa, \sqrt{s} . Notemos las diferentes predicciones de los generadores al ser extrapolados a altas energías, PYTHIA favorece una dependencia de forma $\ln^2(s)$ y PHOJET sugiere una dependencia de forma $\ln(s)$.

3.3. Producción y análisis de datos

La gran cantidad de datos que va a ser producida por ALICE (y en general por los experimentos en LHC), requiere de una gran potencia de cálculo y almacenamiento. Un mes de colisiones $Pb-Pb$ en ALICE producirá aproximadamente 1 Pbyte de datos (1 Peta-Byte = 1.000.000 Giga-Bytes). Por lo tanto, la construcción del LHC exige la aplicación paralela de una infraestructura capaz de hacer frente a esa enorme cantidad de datos.

El proyecto de red de computadores de LHC (*LHC Computing Grid*) es un marco

basado en la distribución de procesos y almacenamiento de datos en los recursos disponibles en todo el mundo (como las CPU's y elementos de almacenamiento). La colaboración ALICE ha desarrollado su propia manera de tener acceso a esta red, el ambiente AliEn (*ALICE Environment*). Actualmente a través de este medio se producen simulaciones masivas de eventos (conjunto de datos PDC o *Particle Data Challenge*), y durante el experimento real la red proporcionará potencia de computación de datos para la reconstrucción y el análisis distribuido. Durante el desarrollo de la presente tesis, la red AliEn se ha utilizado para producir las simulaciones presentadas, y el clúster de cómputo paralelo CAF (*CERN Analysis Facility*) fue empleado para analizar una cantidad de alrededor de 5 millones de eventos.

A lo largo de esta tesis, vamos a asociar los eventos de *Minimum Bias* (MB) con las interacciones *difractivas inelásticas no-singulares* (NSD), a raíz de la definición utilizada en el experimento [63]. En un evento típico de MB uno espera encontrar una o varias dispersiones a escalas alrededor ó un poco mayores que $p_{T_{\min}}$; la probabilidad de tener varias dispersiones a alto p_T en el mismo evento es pequeña ya que la sección transversal disminuye rápidamente con p_T . Debido a esto los eventos MB son dominados por interacciones suaves con pequeñas contribuciones de eventos con dispersión dura y, en promedio, tienen energía transversa y multiplicidad baja.

La definición experimental de un evento *Minimum Bias* depende del trigger del experimento, pero se resume a: es lo que uno vería con un trigger totalmente inclusivo. El trigger de eventos MB en ALICE selecciona las colisiones pp con la máxima eficiencia y el menor corte, lo que permite un buen rechazo de los eventos de fondo (contribuciones

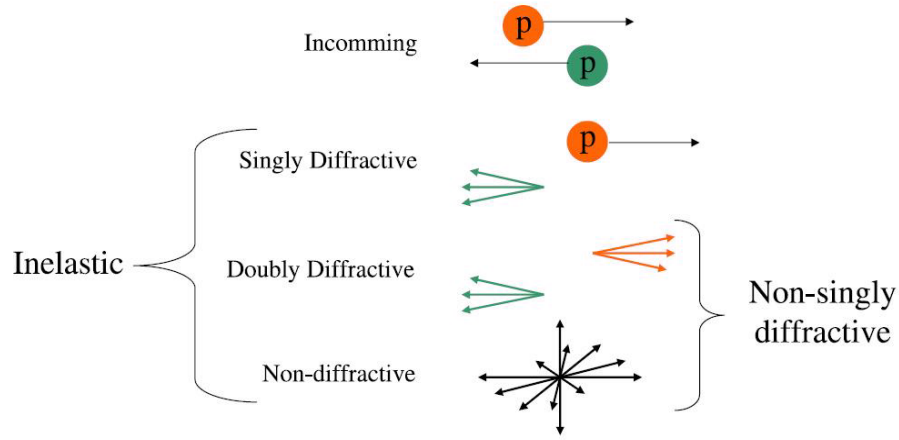


Figura 3.5: Ilustración de las secciones eficaces en colisiones pp .

haz-gas y haz-halo). Dos arreglos independientes de contadores de centello (detectores $V0$) puesto en los dos lados del punto de interacción a lo largo del eje del haz, se dedican al rechazo de eventos de fondo (background) y el trigger de MB. Junto con el Detector de Pixeles de Silicón (SPD) proveen un trigger altamente eficiente para eventos no-difractivos ($> 99\%$) [64].

Notemos que la definición de eventos MB tal como se utiliza en la implementación PYTHIA dentro de *AliRoot* incluye procesos de dispersión elástica, difracción singular ($AB \rightarrow AX$ y $AB \rightarrow XB$), difracción doble³ y producción a bajo p_T (ver figura 3.5).

³*Dispersión elástica*: exactamente las mismas partículas incidentes salen después de la colisión ($1 + 2 \rightarrow 1^* + 2^*$).

Difracción singular: una de las partículas incidentes sale sin cambio alguno después de la colisión, mientras que la otra da lugar a una cascada de partículas finales con los mismos números cuánticos ($1 + 2 \rightarrow 1^* + X_2$).

Difracción doble: cada una de las partículas incidentes da lugar a una cascada de partículas finales con exactamente los mismos números cuánticos que las dos partículas iniciales ($1 + 2 \rightarrow X_1 + X_2$) [65].

Capítulo 4

Algoritmos de búsqueda de jets

Los algoritmos de búsqueda de jets tienen que cumplir con varias exigencias cuando se utilizan como una herramienta para determinar las propiedades de los jets y facilitar la diferencia entre los diferentes niveles. Su tarea principal es:

los algoritmos de búsqueda de jets tienen que encontrar estructuras colimadas de partones, hadrones o señales de detector. Por lo tanto, existen 3 decisiones que un algoritmo de búsqueda de jets debe tomar [66]:

1. *Qué* partones, hadrones o señales de detector deben de ser combinados en un jet – esto es el núcleo del algoritmo.
2. *Cómo* deben de ser asociados los cuadri-vectores dentro del jet.
3. *Cuándo* tiene que terminar el procedimiento – esto es controlado por algún *parámetro de resolución* que define a que distancia aproximada se diferenciarán un objeto analizado del otro.

Además, existen otras 2 demandas de la teoría que tienen sus correspondencias experimentales: un algoritmo de búsqueda de jets tiene que ser *seguro colineal e infrarrojo*¹ [67].

4.1. La cinemática de los jets

Notemos que los partones interactuantes no se encuentran generalmente en el marco del centro de masa de la colisión, debido a que la fracción del momento de los hadrones incidentes llevada por cada partón varía de evento a evento. Por lo tanto, el sistema del centro de masa de los partones es aleatoriamente transformado a lo largo del eje de la dirección de los hadrones, y los jets son convenientemente descritos por variables invariantes ante tales transformaciones longitudinales:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{masa:} & M_{\text{jet}} = \sqrt{E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2}; \\ \text{momento transverso:} & p_T^{\text{jet}} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}; \\ \text{ángulo azimutal:} & \phi_{\text{jet}} = \arctan(p_y/p_x); \\ \text{rapidez:} & y_{\text{jet}} = \arctan h(p_z/E) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right). \end{array} \right\} \quad (4.1)$$

En los límites de altas energías, cuando $p \gg m$, las cantidades directamente medibles son: la energía (E) o la energía transversa ($E_T^{\text{jet}} = E_{\text{jet}} \sin \theta \simeq p_T^{\text{jet}}$), el ángulo azimutal (ϕ) y la pseudorapidez

$$\eta_{\text{jet}} = \ln(\tan(\theta/2)), \quad (4.2)$$

¹El primer requisito (que encuentra su correspondencia en la resolución finita del detector) significa que un partón al dividirse en dos componentes secundarios con momentos transversos bajos, es decir una *emisión de partones en paralelo*, no cambiará el resultado del algoritmo de búsqueda de jets. El segundo requisito (que corresponde a la demanda experimental de supresión de ruido en el detector) significa que *las emisiones partónicas secundarias* sin pérdida de energía del partón primario no afectará el resultado de la búsqueda de jets dentro de la resolución elegida.

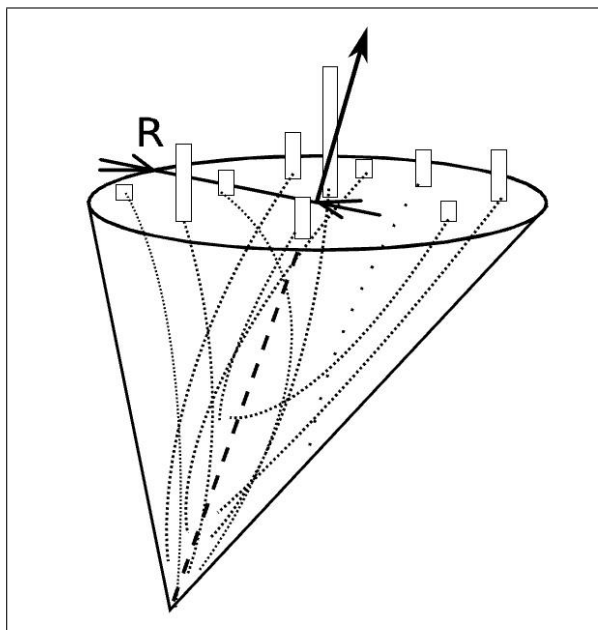


Figura 4.1: Ilustración de una posible configuración de partículas dentro del jet.

donde el ángulo polar está dado por $\theta = \arctan(p_T/p_Z)$.

4.2. Definición del algoritmo de tipo cono

Uno de los primeros enfoques teóricos para la definición de un algoritmo de búsqueda de jets fue basado en el algoritmo de *tipo cono*, llevado a cabo por Sterman y Weinberg en 1977 [68]. Su esquema fue basado en cortes de energía y de resolución angular (ϵ y δ respectivamente) en los partones producidos. Por lo tanto, si a dos partones los divide una distancia angular δ o un intervalo de energía ϵ , éstos se definen como indistinguibles dentro del cono creado, y este método se utilizó para reconstruir jets de hadrones en colisiones de hadrón-hadrón [69].

Un cono de jet es definido como un grupo de partículas cuyo 3-momento se en-

Capítulo 4. Algoritmos de búsqueda de jets

4.2. Definición del algoritmo de tipo cono

cuentra dentro de un cono de un determinado tamaño angular (figura 4.1). Analíticamente, un algoritmo de tipo cono agrupa a todas las partículas, i , cuyas trayectorias se encuentran dentro de un cono, C , de un radio determinado, R , en el espacio $(\eta \times \phi)$, donde:

$$\sqrt{(\eta^i - \eta^C)^2 + (\phi^i - \phi^C)^2} \leq R. \quad (4.3)$$

Como se puede visualizar en la figura 4.1, se asume que el vértice del cono es el vértice primario – el punto de colisión del haz de hadrones incidentes. Las partículas en general proceden del vértice primario, algunas se originan en vértices secundarios dentro del cono, y otras vienen de decaimientos de partículas que no pertenecían originariamente al cono. La flecha indicando la dirección del jet se muestra procedente del vértice primario y atraviesa el centro de la base del cono. Este concepto parece simple e intuitivo en principio, en primer lugar se busca una semilla del jet de forma de una partícula o región energética en el espacio $\eta \times \phi$, y se inicia el procedimiento de optimización. En la década del 80, los experimentos UA1 y UA2 en el CERN fueron los primeros en usar los algoritmos de cono para las colisiones $p\bar{p}$ [70]. La “*Convención Snowmass*” [71] ha propuesto el uso de valores η y ϕ ajustados después de cada iteración del algoritmo, con esto también se aplican las correcciones de energía necesarias. El eje del cono es re-evaluado después de añadir un objeto como:

$$E_T^{\text{jet}} = \sum_i E_{T,i}; \quad \eta_{\text{jet}} = \frac{\sum_i E_{T,i} \eta_i}{\sum_i E_{T,i}}; \quad \phi_{\text{jet}} = \frac{\sum_i E_{T,i} \phi_i}{\sum_i E_{T,i}}, \quad (4.4)$$

en donde la sumatoria se realiza con todos los objetos del cono. Notemos, que como los jets se consideran sin masa, $E_T^{\text{jet}} \equiv p_T^{\text{jet}}$. A continuación, explicaremos el algoritmo de tipo cono usado durante el análisis.

4.3. El algoritmo de cono del experimento ALICE

En el experimento ALICE, el concepto de una combinación de resultados procedentes de múltiples detectores para la búsqueda de jets será aplicado [72]. Por ejemplo, la TPC de ALICE proporcionará capacidades de rastreo de partículas altamente eficiente y el calorímetro EMCal actuará como un trigger de jets, así como proporcionará datos de medición calorimétrica. Ya que la sección eficaz para la producción de jets en el LHC se espera que sea mucho más alta que en RHIC [73], algunas modificaciones han sido aplicadas para hacerse cargo de la gran señal de fondo y las fluctuaciones de eventos subyacentes.

El algoritmo de cono de ALICE [74] se basa en una versión del algoritmo de cono de UA1, y sigue los mismos pasos de los algoritmos de cono discutidos anteriormente. Primero, las trazas reconstruidas por los detectores ITS y TPC con energías transversas E_T son proyectadas sobre una red en el espacio $\eta \times \phi$. Las torres energéticas (las energías reconstruidas de las partículas) son entonces clasificadas en orden decreciente de E_T , y el promedio de energía de fondo $\langle E_{BG} \rangle$ por torre es calculado. Iterando sobre todas las torres, si la torre de energía después de la substracción de fondo es superior a un umbral de energía, $JetEtSeed$, y si la torre no es parte de algún jet, entonces comienzan las iteraciones para calcular el centroide del cono del jet. Una vez que se encuentra el centroide, la energía del jet E_T^{jet} es calculada al sumar las energías de cada torre (partícula) que se encuentran dentro de un radio $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$. Si la energía del jet es mayor que un valor mínimo, $MinJetEt$, entonces el jet es clasificado como válido y añadido a la lista de jets en el evento. El esquema para calcular la posición del centroide del cono en el espacio $\eta \times \phi$ y la energía transversa del jet es la misma que en el esquema original dado por la ecuación (4.4). Así,

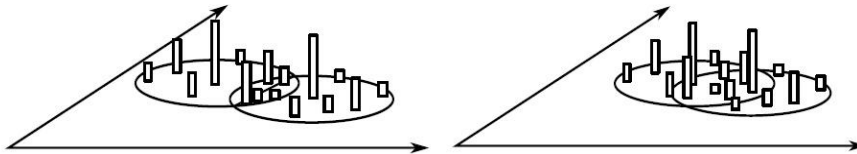


Figura 4.2: Posible superposición de conos en el sistema de coordenadas $\eta \times \phi$.

finalmente tenemos los parámetros importantes durante la búsqueda de jets: el radio de cono R , la energía del umbral (o la energía de la partícula líder) $JetEtSeed$, y la energía mínima permitida del jet $MinJetEt$. El número máximo posible de jets en un evento está relacionada con el tamaño geométrico de los jets comparado con el tamaño de la región de detección considerada $(\phi_{ini}, \phi_{fin}, \eta_{ini}, \eta_{fin})$ durante el análisis, y es aproximadamente dado por:

$$N_{jet}(\text{máx}) \approx 2 \frac{(|\phi_{ini}| + |\phi_{fin}|)(|\eta_{ini}| + |\eta_{fin}|)}{\pi R^2}, \quad (4.5)$$

donde el factor adicional de dos permite la posible superposición de los conos de los jets (ver figura 4.2). Así, para la región central de detección en ALICE con una cobertura azimutal de 2π y aceptación de pseudorapidez de $|\eta| \leq \pm 0.5$, usando $R = 0.7$ usual para las colisiones pp , el mayor número posible de jets por evento es de ~ 8 .

Sin embargo, algunos problemas surgen al aplicar el algoritmo en colisiones de hadrones [75]. Esto es principalmente debido a las dificultades de la sustracción de energía de los fragmentos y espectadores de interacciones hadrónicas múltiples. Si los dos conos se superponen de tal manera que sus centros pueden ser encerrados en otro cono, pero hay poca energía en la región de traslape, entonces resulta, como se ilustra en la figura 4.3,

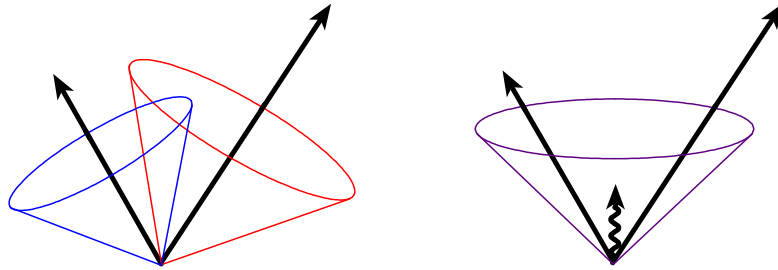


Figura 4.3: Ilustración de la insensibilidad infrarroja del algoritmo de cono. El ejemplo muestra la presencia de una radiación suave entre los dos jets, la cual causa una fusión de los jets que no ocurriría en la ausencia de la radiación suave.

que el resultado es diferente dependiendo de si la región de traslape contiene a la partícula más energética. A nivel del detector, un hadrón puede dispersar su energía en ambos lados de la frontera del cono (figura 4.4), pero sólo la parte interna contribuye a la energía del jet, independientemente de si el hadrón “pertenece” al jet o no a nivel hadrónico. Por lo tanto, uno de los principales problemas que ALICE enfrenta durante la reconstrucción de jets es el gran número de jets *mal identificados* y/o superpuestos entre sí. Por otra parte, el espacio restringido o la aceptación de los jets ($|\eta| \leq \pm 0.5$) causa que estos se encuentren sólo parcialmente en la aceptación durante la reconstrucción. Todo esto lleva a que el análisis esté sujeto a numerosos cortes que incrementan la incertidumbre sistemática de los resultados. Sin embargo, debemos mencionar que existe una posibilidad, al usar las variables de forma global del evento, para identificar con mayor grado de seguridad los eventos en los que la topología muestra la existencia de chorros colimados de partículas.

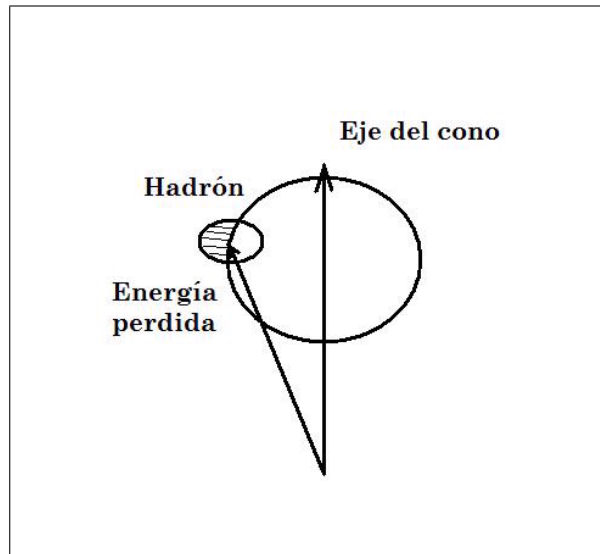


Figura 4.4: La energía parcialmente perdida de un hadrón al ser esparcida a lo largo del borde del cono.

4.4. La estructura global del evento

Otro enfoque para el estudio de las características de hadrones en estado final es utilizar las variables de forma [76, 77]. La idea es definir una cantidad que caracteriza la forma de un evento, por ejemplo, si la distribución de los hadrones es uniformemente esférica o con chorros de partículas emergentes. Este procedimiento es más general que el usado por los algoritmos de búsqueda de jets que se discutieron anteriormente, ya que el algoritmo siempre encontrará jets en un estado final hadrónico incluso cuando no existan, por ejemplo en el caso límite cuando la energía de hadrones es distribuida uniformemente en el ángulo sólido 4π . El procedimiento, entonces, es definir una cantidad X que mide un aspecto particular de la forma de los estados hadrónicos finales.

La primera evidencia de producción de jets de quarks fue vista por el detector Mark I en el anillo de almacenamiento SPEAR, un colisionador e^+e^- a energías 3 – 7.4

GeV [24]. Para esto la búsqueda de los jets fue estructurada en el eje del jet, el cual se elegía de tal manera que la suma de los cuadrados de los momentos transversales al eje p_T sea mínima. Así, en cada evento se asignaba un valor de “*esfericidad*”, que se define como [78]:

$$S = \frac{3 \sum_i \vec{p}_T^2}{2 \sum_i \vec{p}_i^2}, \quad (4.6)$$

donde la sumatoria va sobre todas las partículas detectadas. S se aproxima a 0 para los eventos con jets y llega a 1 para eventos con una gran multiplicidad y una distribución isotrópica en el espacio fase.

Recientemente el uso de las variables globales que describen la forma de un evento (*Event Shape Analysis* o ESA) ha sido implementada en el marco de análisis de ALICE [79,80,81]. Las variables de forma del evento para un colisionador de hadrones son definidas en el espacio de momento transverso para todas las partículas dentro de la aceptación del detector, siendo colinealmente e infrarojo seguros. El parámetro T (*Thrust*) es definido de forma:

$$T \equiv \max_{\vec{n}_T} \frac{\sum_i |\vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i |\vec{p}_{T,i}|}, \quad (4.7)$$

donde la sumatoria va sobre todas las partículas finales dentro de la aceptación con las componentes del momento transversas al haz $\vec{p}_{T,i}$. El vector transverso \vec{n}_T que maximiza la expresión se llama el eje de thrust y representa el eje sobre el cual las partículas son más notoriamente alineadas. Un evento con dos jets muy colimados tendrá $T \sim 1$, para un evento con 3 jets limitados tendremos que T es del orden de $2/3$, mientras que para eventos con una distribución isotrópica de partículas $T \sim 1/2$, lo que se presenta en la figura 4.5.

La idea principal de ESA es que la conservación de momento asegura que la suma

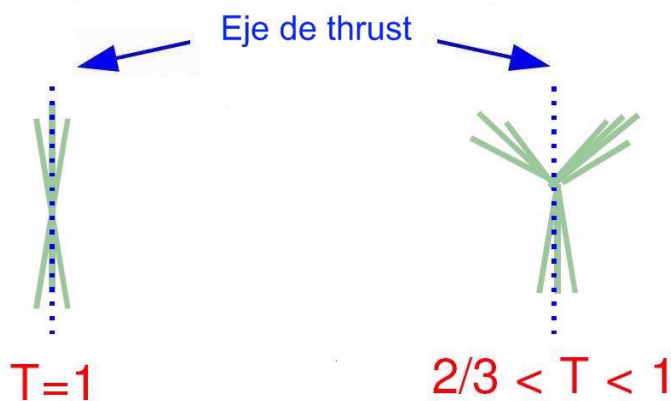


Figura 4.5: La topología del evento usando la variable de forma *thrust* T .

vectorial de momento transverso en la región central C equilibra exactamente la suma vectorial de p_T en las regiones no-observables \bar{C} , (figura 4.6). Por lo tanto el seleccionar la región central C (tomando partículas en $|\eta| \leq \pm 0.9$) uno define variables medibles no-globales, ya que son indirectamente sensibles a las emisiones en la región no-observable. Esta sensibilidad es vista usando el efecto del parámetro R (*Recoil*), que es definido como la suma vectorial del momento transverso:

$$R \equiv \frac{1}{\sum_i |\vec{p}_{T,i}|} \left| \sum_i \vec{p}_{T,i} \right|, \quad (4.8)$$

donde de nuevo la sumatoria va sobre todas las partículas finales dentro de la aceptación. Esta cantidad es una medida del balance energético del evento. Como ejemplo, para un evento con 2 jets, con sólo 1 jet detectado en la aceptación del detector (llamado *monojet*): $R \rightarrow 1$, ya que no existen cancelaciones vectoriales en el numerador que aparece en la definición de R . Por otro lado, en el caso de un evento con 2 jets opuestos azimutalmente y reconstruidos dentro de la aceptación del detector, $R \rightarrow 0$.

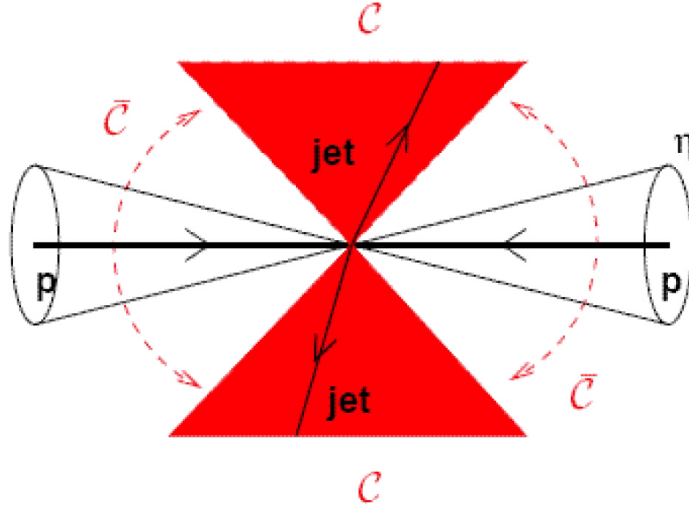


Figura 4.6: Las variables de forma en colisionadores de hadrones son definidas dentro de la región central C , y al adicionar el término de *recoil* definido también dentro de C , son sensibles a la región cercana al haz \bar{C} .

Las definiciones de *thrust* y *recoil* están sujetas a la siguiente restricción: analicemos un evento con N partículas y el eje de thrust encontrado $\vec{n}_{T,0}$. Si el momento transverso vectorial de la partícula i es $\vec{p}_{T,i}$, entonces de las definiciones anteriores de T y R :

$$1 - T + R = 1 - \frac{\sum_i |\vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_{T,0}|}{\sum_i |\vec{p}_{T,i}|} + \frac{|\sum_i \vec{p}_{T,i}|}{\sum_i |\vec{p}_{T,i}|}. \quad (4.9)$$

Ahora usando el hecho de que:

$$\left| \sum_i \vec{p}_{T,i} \right| \leq \sum_i |\vec{p}_{T,i}|, \quad (4.10)$$

tenemos que:

$$1 - T + R \leq 1 - T + 1. \quad (4.11)$$

El máximo valor de T es 1, por lo tanto obtenemos la restricción:

$$1 - T + R \leq 1. \quad (4.12)$$

La distribución llamada “mapa de *thrust*”, con $(1 - T)$ en el eje horizontal y R en el eje vertical, permite identificar diferentes clases de eventos de acuerdo con su ubicación en el mapa de *thrust*:

- Eventos con sólo un jet en la aceptación del detector tendrán valores de $1 - T$ muy pequeños, y debido a la ausencia de cancelaciones vectorial en el numerador del parámetro R (Ec. 4.8), estos eventos tendrán un valor de R grande. Por lo tanto, la región de forma $1 - T \leq 0.05$ y $R \geq 0.9$ es poblada por eventos con un solo jet, o *monojets*.
- En el caso de un evento producido completamente dentro de la aceptación de ALICE ($|\eta| \leq \pm 0.9$) y que presenta una topología clara de 2 jets azimutalmente opuestos, en el plano transversal tendremos que el eje de *thrust* (\vec{n}_T) es casi alineado con la dirección de la partícula líder, que a su vez pertenece a alguno de los jets. Por lo tanto, la razón de la definición 4.7 tiende a *uno*, y el parámetro R tiende a *cero*. Así entonces, la región de forma $1 - T \leq 0.05$ y $R \leq 0.35$ corresponde a eventos con 2 chorros colimados opuestos (*dijets*).
- Los eventos energéticamente isotrópicos (con $1 - T$ grandes y R pequeños) deben de compensarse en el momento transverso. Por lo tanto, la zona $1 - T \geq 0.1$ y $R \leq 0.6$ se caracteriza por la presencia de eventos con 3 o más jets.

Las regiones intermedias están pobladas por *dijets* incompletos (son incompletos debido a su alto valor de R , lo que significa que muchas partículas se encuentran fuera de la aceptación) o por eventos con 3 o más jets emitidos, pero en ángulos pequeños con

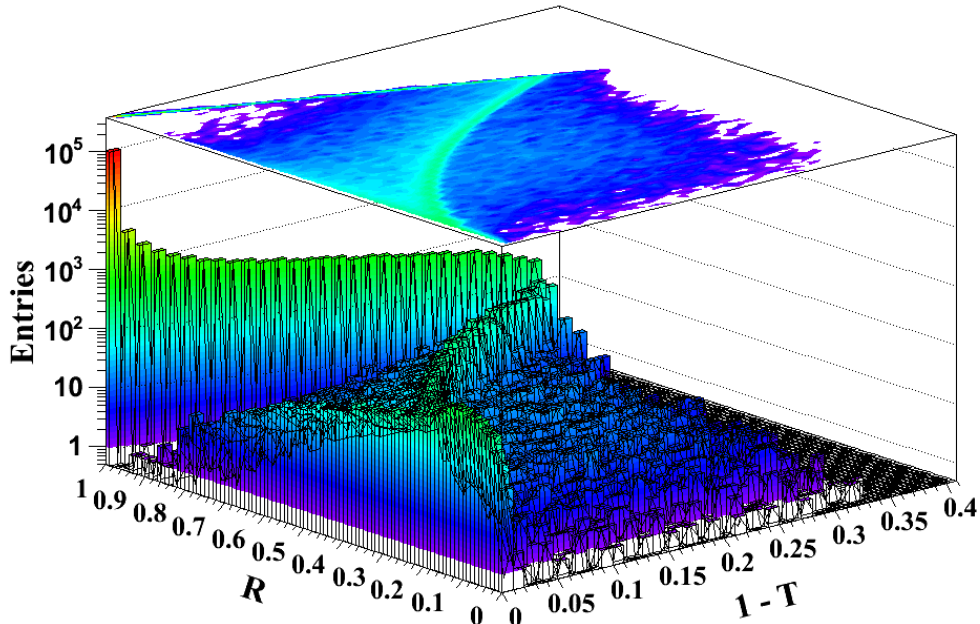


Figura 4.7: Mapa de *thrust* para eventos reconstruidos por la *TPC* y *ITS* dentro de la aceptación ($|\eta| \leq \pm 0.9$).

respecto a la dirección del jet principal (por lo que se traslapan entre sí). En la figura 4.7 se presenta el mapa de *thrust* obtenido de los datos reconstruidos por la *TPC* y *ITS* dentro de la aceptación ($|\eta| \leq \pm 0.9$) y con el requerimiento de que el evento presente por lo menos una partícula con momento transversal $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$.

Por lo tanto, el uso de las variables globales que describen la forma de un evento (ESA) nos abre el camino para seleccionar eventos con características distintivas, como una estructura de dijets dominante y/o estructura de multijets, por medio de variables simples: *thrust* y *recoil*. El posterior análisis de las topologías identificadas con ESA permite estudiar una “muestra limpia” sin recurrir a fuertes cortes de calidad como es habitual en el uso buscadores de jets.

Capítulo 5

Análisis y resultados

En este capítulo se presenta el análisis de las características generales de jets y de sus partículas constitutivas en colisiones protón-protón a energías del LHC. El estudio está basado en eventos generados por PYTHIA (*ajuste ATLAS*, 4.5 millones de eventos) y PHOJET (300.000 eventos) con opciones de “*Minimum Bias*”, reconstruidos por GEANT3 en los subdetectores ITS y TPC bajo el ambiente de *AliRoot* en el experimento ALICE. Destacamos que la falta de un calorímetro electromagnético EMCAL impide la medición de los hadrones neutros. La disponibilidad futura del EMCAL será un gran remedio a esta situación, al efectuar mediciones de hadrones neutros que interactúan electromagnéticamente, principalmente mesones π^0 , que llevan una importante fracción de la energía del jet. En el resto de este trabajo utilizaremos la frase “*jet*” para referirnos a *chorros colimados de hadrones cargados*.

5.1. Selección de partículas y parámetros de búsqueda de jets

Primero, tenemos que abordar las características generales de reconstrucción de eventos y de partículas producidas.

Específicamente, nos concentraremos en la selección de criterios de calidad para los datos generados. El objetivo de los cortes de calidad es optimizar la señal física que queremos estudiar. Las trazas primarias¹ reconstruidas por los detectores centrales de ALICE satisfacen los siguientes cortes:

$\Rightarrow p_T > 0.3 \text{ GeV}/c$, (a partir de este valor la TPC reconstruye las trazas);

$\Rightarrow \eta < 0.9$, (asegura la reconstrucción en la región central de ALICE);

$\Rightarrow DCA < 3 \text{ cm}$, (minimiza las trazas de fondo);

$\Rightarrow 50$ (de 159 posibles) clústers de TPC, requiriendo un reajuste de trazas, (asegura una reconstrucción de hélice correcta [82]).

Ahora estableceremos las características generales de los jets reconstruidos al usar el modulo JETAN del marco *AliRoot* (ver Apéndice B), el cual se encarga de realizar la búsqueda de jets usando diferentes algoritmos antes mencionados. Durante el desarrollo del presente trabajo se discutieron y se seleccionaron los cortes necesarios en las observables, y como resultado final los jets fueron identificados usando *el algoritmo de cono del experimento ALICE* con los siguientes parámetros de búsqueda:

$\Rightarrow \eta_{\text{jet}} < 0.5$, (asegura la reconstrucción de jets en la región central de ALICE);

\Rightarrow Radio de cono: 0.7, (parámetro usual para búsqueda de jets en colisiones *pp*,

¹Las partículas primarias son todas aquellas producidas en la colisión, incluyendo los productos de decaimientos fuertes y electromagnéticos, así como de los decaimientos débiles de partículas con encanto y belleza, pero excluyendo las partículas procedentes de decaimientos débiles de extrañeza, las γ -conversiones y los productos de interacciones hadrónicas secundarias con el material del detector.

Número de jets	$1 - T$	R	Cantidad de eventos	Porcentaje del total de eventos
1	≤ 0.05	≥ 0.9	83478	1.855
2	≤ 0.05	≤ 0.35	2784	0.0619
3	≥ 0.1	≤ 0.6	512	0.01138

Tabla 5.1: Parámetros de forma del evento usados durante el presente análisis junto con el número de eventos analizados para cada topología de evento.

notemos que para colisiones de iones pesados se usa un radio menor $R = 0.4$, así disminuyendo los eventos subyacentes y de fondo [29, 30, 31, 72, 74]);

\Rightarrow *JetEtSeed*: 2.0 GeV, (energía transversa mínima de la partícula líder del jet);

\Rightarrow *MinJetEt*: 5.0 GeV, (energía transversa mínima de un jet);

$\Rightarrow \geq 2$ partículas constitutivas del jet incluyendo la líder, (corte de calidad que excluye la reconstrucción errónea de jets con pocas partículas constitutivas);

\Rightarrow División del espacio $\eta \times \phi$ en celdas de 0.015×0.015 , (realiza una búsqueda de partículas en celdas de la TPC).

El siguiente paso es usar las variables globales que describen la forma del evento (thrust transverso y recoil descritos anteriormente). En la figura 4.7 fue presentado el mapa de las variables de forma “*thrust*” (T) y “*recoil*” (R) para los eventos analizados, y en la tabla 5.1 se muestran los valores de las variables de forma que fueron usados para la selección de eventos con topologías de monojets y dijets.

5.2. Jets generados y reconstruidos en ALICE

La elección de estos parámetros abre la posibilidad de una búsqueda de jets al identificar los eventos con una clara topología de jets y disminuyendo el efecto de los frag-

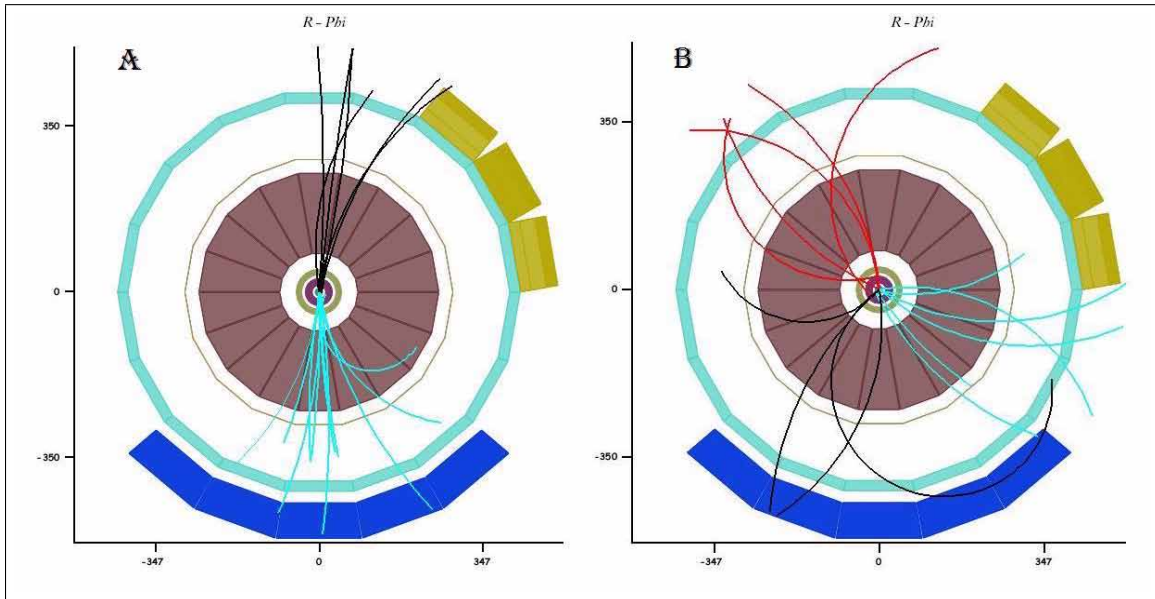


Figura 5.1: Ejemplo de un evento típico $p + p \rightarrow dijet$ (A), y un evento tipo “Mercedes” de 3 jets reconstruidos (B).

mentos y espectadores de interacciones hadrónicas múltiples. En la figura 5.1 se presenta un evento típico de 2 y 3 jets reconstruidos en espacio de posición transversal al eje del haz. El color de las partículas refleja su pertenencia a uno de los jets. Notemos que en los eventos *Minimum Bias* analizados no se distinguen muy claramente los 3 chorros debido a una gran cantidad de partículas suaves que pertenecen a los jets.

Para tener mejor precisión en la medición de las direcciones de jets reconstruidas por el algoritmo de cono, la diferencia entre la dirección del jet reconstruido, en el espacio $\eta \times \phi$, y la dirección del jet generado por PYTHIA, fue calculada evento por evento. Los histogramas que muestran la resolución en pseudorapidez, $\eta_{jet}^{rec} - \eta_{jet}^{MC}$, y resolución angular, $\phi_{jet}^{rec} - \phi_{jet}^{MC}$, para los rangos permitidos de energías de jets se exhiben en la figura 5.2. Los histogramas revelan un máximo en cero en todos los casos, lo que demuestra que en promedio, la dirección del jet es encontrada correctamente ($RMS \sim 0.06$).

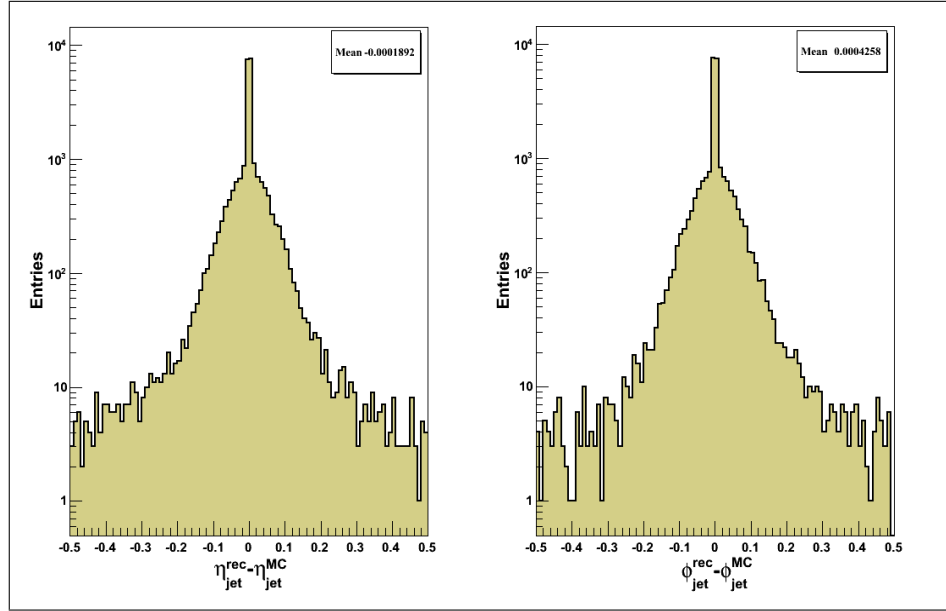


Figura 5.2: Diferencia entre la dirección del jet reconstruido y la dirección del jet generado por PYTHIA, en el espacio η (izquierda) y ϕ (derecha).

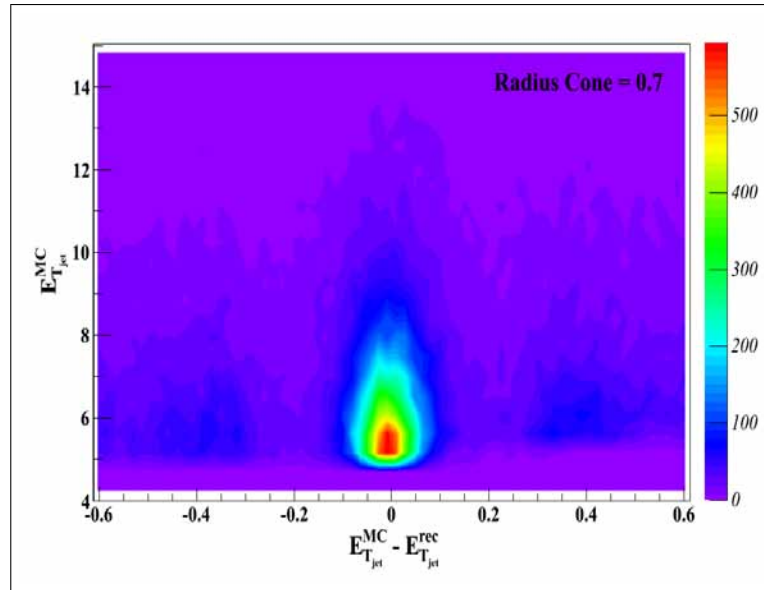


Figura 5.3: Energía trasversa del jet generado $E_{T_{jet}}^{MC}$ como función de la diferencia de las energías trasversas de los jets generados y reconstruidos $E_{T_{jet}}^{MC} - E_{T_{jet}}^{rec}$.

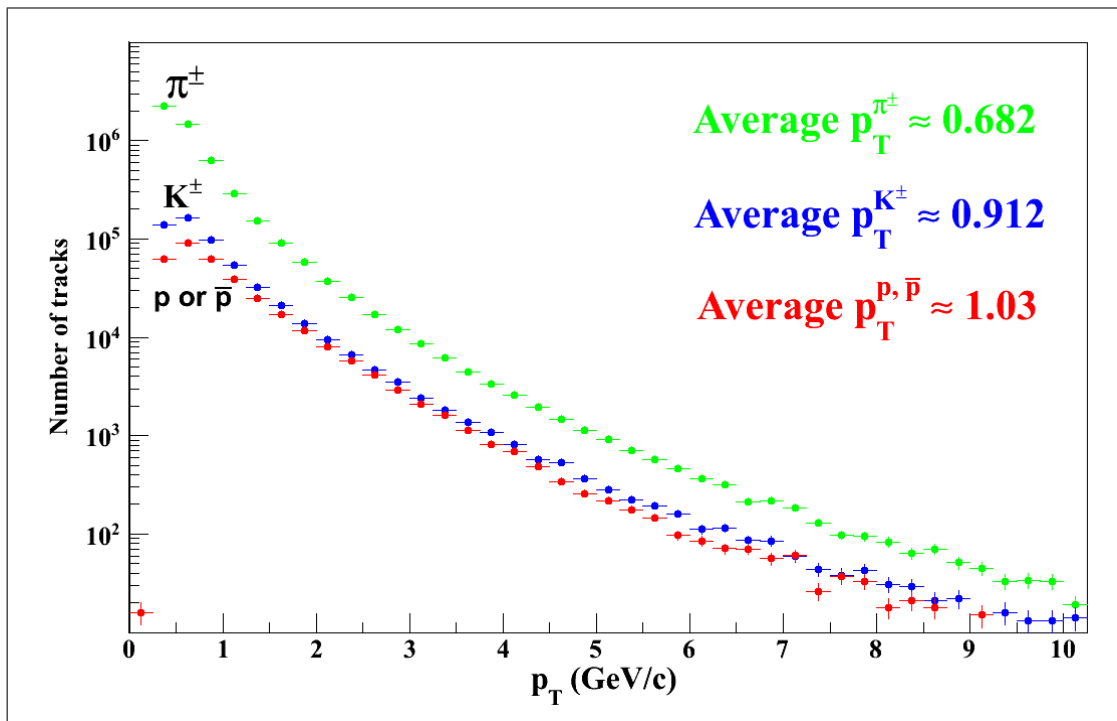


Figura 5.4: Distribución del momento transversal de piones, kaones y protones o antiprotones en eventos *Minimum Bias* generados por PYTHIA y totalmente reconstruidos en la región central del detector ALICE (± 0.9 unidades de rapidez).

Asimismo, la reconstrucción de la energía transversal de jets depende de la eficiencia del proceso de reconstrucción de las partículas, por lo que la diferencia de las energías transversales de los jets generados y reconstruidos $E_{T_{jet}}^{MC} - E_{T_{jet}}^{rec}$ como función de la energía transversal del jet generado $E_{T_{jet}}^{MC}$ es presentada en la figura 5.3. Debido a que la resolución de energía será limitada debido a una reconstrucción incompleta de todo el evento, notemos que el algoritmo de reconstrucción de como usado en el experimento ALICE junto con los cortes implementados a nivel de partículas permiten hacer una identificación de jets reconstruidos.

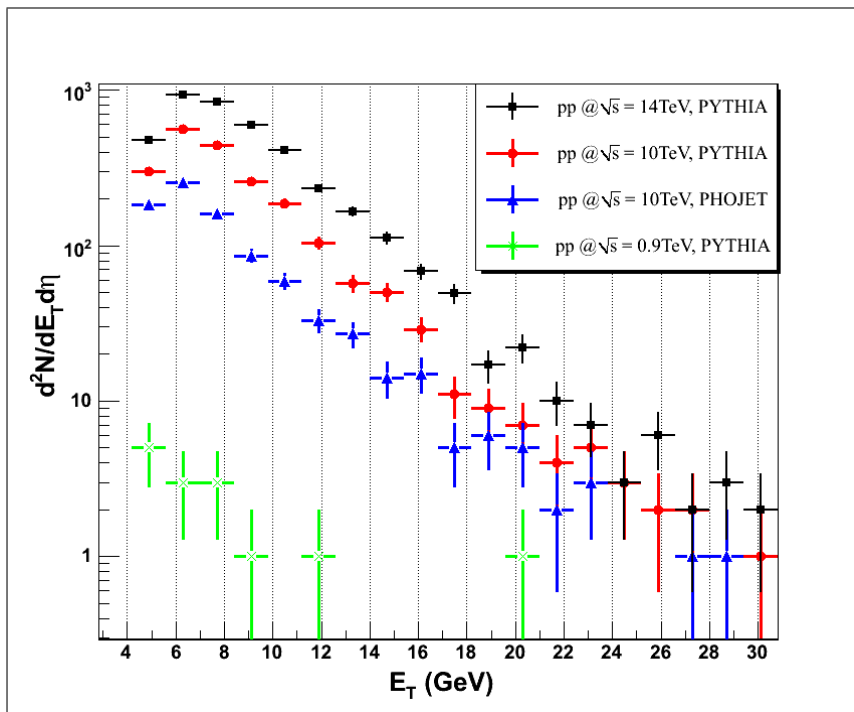


Figura 5.5: Producción de jets en colisiones pp Minimum Bias a energías del centro de masa $\sqrt{s} = 0.9, 10$ y 14 TeV en la región central de pseudorapidez ($|\eta| \leq 0.5$) en ALICE. El número de jets es escalado al número de eventos para diferentes muestras.

5.3. Propiedades generales de eventos $p + p \rightarrow Jet + X$

La dispersión dura de los constituyentes de los hadrones incidentes y su subsiguiente fragmentación a partículas observables, como se ha descrito anteriormente, produce partículas de altos momentos transversos. En la figura 5.4 se presenta un espectro de partículas para eventos *Minimum Bias* a $\sqrt{s} = 10$ TeV generados por PYTHIA y totalmente reconstruidos en la región central ($|\eta| \leq 0.9$) del detector ALICE².

Junto con la producción de partículas de alto p_T , existe una clara producción de partículas cercanas en el espacio fase y moviéndose en la dirección de los partones disper-

²De ahora y en adelante, la identificación de partículas es llevada a cabo mediante la “asociación” de cada una de las trazas reconstruidas a su correspondiente código de la partícula identificada por el generador de eventos, lo que se podría llamar una identificación “perfecta”.

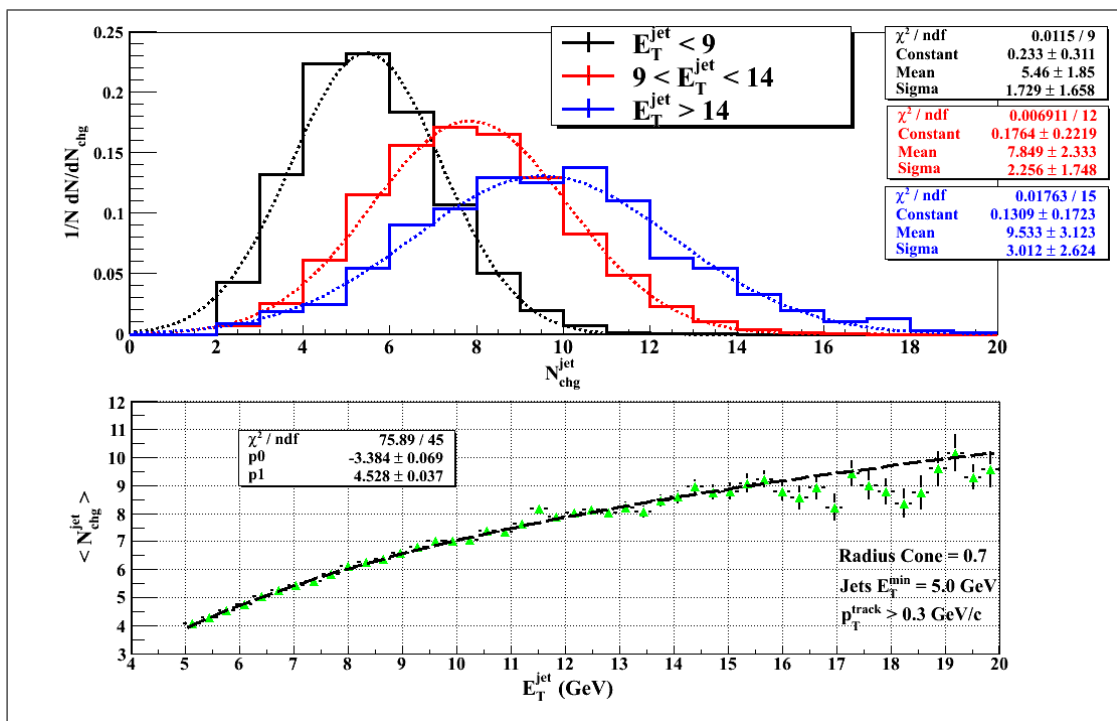


Figura 5.6: Multiplicidad promedio dentro de los jets $N_{\text{chg}}^{\text{jet}}$ para diferentes energías reconstruidas de jets E_T^{jet} (arriba), y la multiplicidad promedio de partículas cargadas por jet $\langle N_{\text{chg}}^{\text{jet}} \rangle$ con respecto a la energía transversa del jet E_T^{jet} (abajo) para el generador de eventos PYTHIA.

sados. El detector ALICE, cuyo propósito principal es la medición de la alta multiplicidad ($\approx 2000 - 3000$) de partículas en colisiones $Pb - Pb$, proveerá una reconstrucción completa de jets hadrónicos producidos en colisiones protón-protón en el LHC. En la figura 5.5 se presenta la producción de jets en colisiones pp *Minimum Bias* a diferentes energías del centro de masa (0.9, 10 y 14 TeV) en el rango central de pseudorapidez ($|\eta| \leq 0.5$) en ALICE. Los jets fueron reconstruidos mediante el algoritmo de cono del experimento ALICE con los parámetros antes mencionados (radio de cono $R = 0.7$ y mínima energía de jets de $E_T^{\text{jet}} = 5 \text{ GeV}$), y para energías de colisión de 10 TeV se comparan los resultados de las

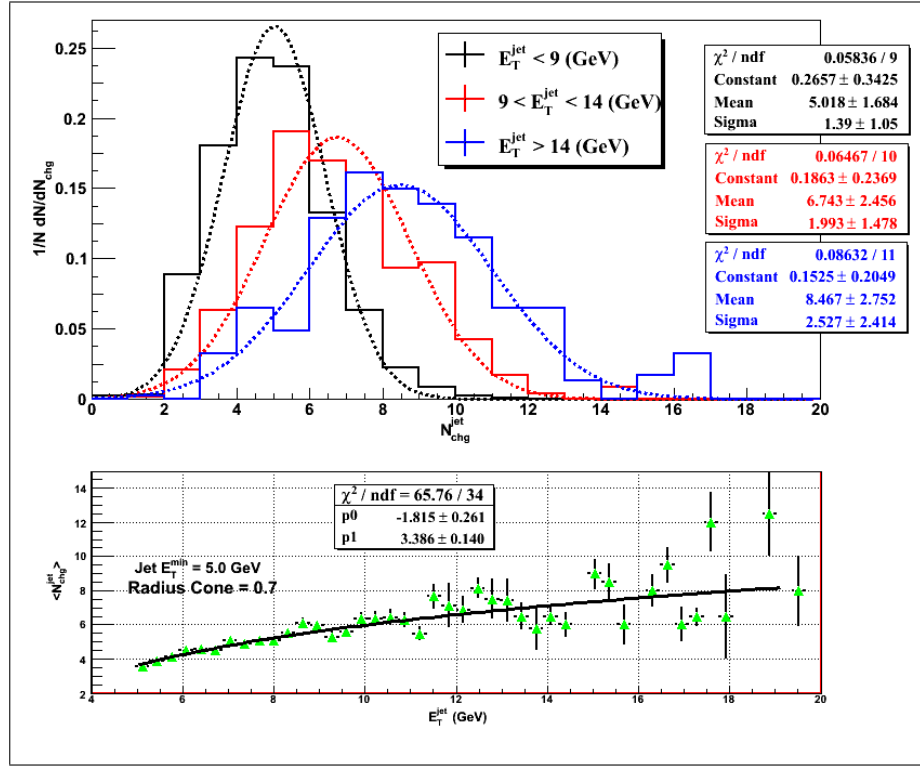


Figura 5.7: Multiplicidad promedio dentro de los jets N_{chg}^{jet} para diferentes energías reconstruidas de jets E_T^{jet} (arriba), y la multiplicidad promedio de partículas cargadas por jet $\langle N_{chg}^{jet} \rangle$ con respecto a la energía transversal del jet E_T^{jet} para el generador de eventos PHOJET.

simulaciones hechas con los generadores de eventos PYTHIA y PHOJET.

5.3.1. Multiplicidades de partículas cargadas en jets

Desde ahora se analizarán las predicciones de los generadores PHOJET y PYTHIA a energías nunca antes alcanzadas en el centro de masa de $\sqrt{s} = 10$ TeV de un colisionador de partículas. Para el generador de eventos PYTHIA, en la figura 5.6 en la parte de arriba se muestra la multiplicidad promedio dentro de los jets para diferentes energías reconstruidas $\langle N_{chg}^{jet} \rangle = 5.46 \pm 1.85$ para energías transversales de jets $E_T^{jet} < 9$ GeV, $\langle N_{chg}^{jet} \rangle = 7.85 \pm 2.33$

para $9 \text{ GeV} < E_T^{\text{jet}} < 14 \text{ GeV}$ y $\langle N_{\text{chg}}^{\text{jet}} \rangle = 9.53 \pm 3.12$ para $E_T^{\text{jet}} > 14 \text{ GeV}$), y en la parte de abajo se presenta la dependencia de la multiplicidad promedio de partículas cargadas por jet con respecto a la energía transversa del jet. Para eventos generados con PHOJET, las mismas mediciones se reflejan en la figura 5.7, con valores de $\langle N_{\text{chg}}^{\text{jet}} \rangle = 5.02 \pm 1.68$ para $E_T^{\text{jet}} < 9 \text{ GeV}$, $\langle N_{\text{chg}}^{\text{jet}} \rangle = 6.74 \pm 2.46$ para $9 \text{ GeV} < E_T^{\text{jet}} < 14 \text{ GeV}$ y $\langle N_{\text{chg}}^{\text{jet}} \rangle = 8.47 \pm 2.75$ para $E_T^{\text{jet}} > 14 \text{ GeV}$. Notemos que las distribuciones de multiplicidad siguen aproximadamente una forma gaussiana sesgada, y se aproximan, como se espera, a un límite gaussiano al incrementarse la multiplicidad. Como es predicho por los modelos de fragmentación [7], las distribuciones de las dependencias de la multiplicidad promedio de partículas cargadas por jet con respecto a las energías transversas de los jets para los dos casos siguen la esperada tendencia del aumento del número de partículas constitutivas al aumentarse la energía transversa de los jets. Un ajuste de forma $\langle N_{\text{chg}}^{\text{jet}} \rangle = \lambda + \mu \ln(E_T^{\text{jet}})$ revela que para el generador PYTHIA: $\lambda = -3.38 \pm 0.07$ y $\mu = 4.53 \pm 0.04$, mientras que para el generador PHOJET: $\lambda = -1.82 \pm 0.26$ y $\mu = 3.39 \pm 0.14$. Esta diferencia entre los generadores es debida a los diferentes modelos de dispersión en las interacciones multipartónicas de procesos duros.

5.3.2. Propiedades de partículas constitutivas de los jets

Ahora estudiaremos las propiedades de las partículas constitutivas de los jets, para ello en la figura 5.8 se presenta la distribución de la fracción $\sum p_T^{\text{partículas}} / E_T^{\text{jet}}$ de la energía del jet llevada por las diferentes especies de hadrones cargados (piones, kaones o protones), donde denotamos a $\sum p_T^{\text{partículas}}$ como la suma total del momento transverso de las partículas constitutivas. Vemos, que independientemente de la energía del jet reconstruido, la fracción energética de los piones dentro de los jets oscila alrededor de 64 %, los kaones se

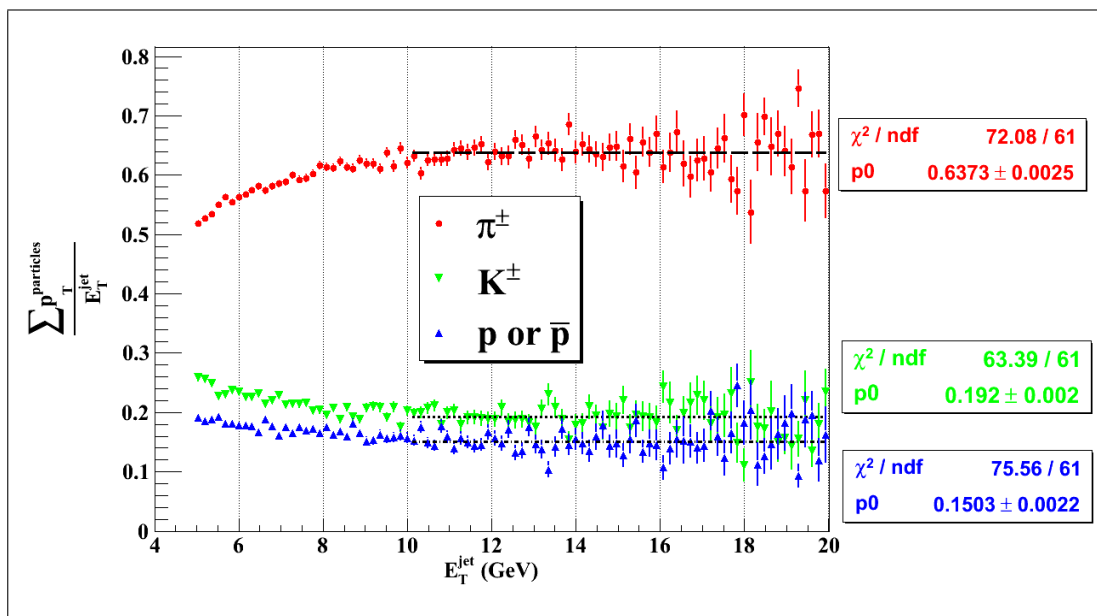


Figura 5.8: Fracción de la energía de jet E_T^{jet} llevada por las diferentes especies de partículas constitutivas.

llevan aproximadamente el 19% y los protones el 15% de la energía de los jets. El análisis llevado a cabo para el generador PYTHIA, refleja una importante propiedad del proceso de fragmentación de los jets: un jet es producido por un partón duro dispersado durante la colisión, y su posterior fragmentación en hadrones finales es *isotrópica e independiente de la energía del jet* originado para rangos de energías transversas de $10 < E_T^{jet} < 20$ GeV.

Si ahora nos fijamos en el momento transversal promedio $\langle p_T \rangle$ llevado por las diferentes especies de partículas dentro de los jets, y comparamos la medición con la multiplicidad de partículas cargadas $N_{charged}^{jet}$ de los jets (figura 5.9), notamos que los protones constitutivos llevan el mayor $\langle p_T \rangle$ entre todas las partículas del jet independientemente de la multiplicidad, seguidos por los kaones y los piones. Ya que para nuestro análisis se usó un corte en la energía mínima de jet $MinJetEt=5.0$ GeV y un $JetEtSeed = 2.0$ GeV (que

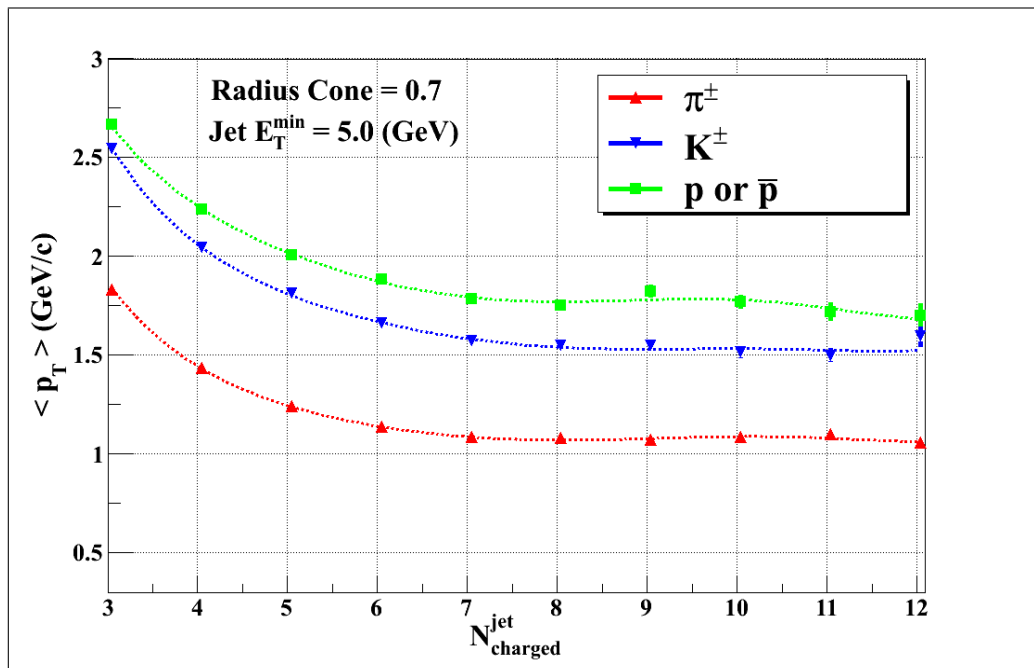


Figura 5.9: Momento transversal promedio $\langle p_T \rangle$ de las partículas constitutivas de los jets comparado con la multiplicidad del jet $N_{\text{charged}}^{\text{jet}}$.

refleja la mínima energía impuesta a la partícula líder del jet), existe un sesgo (“bias”) hacia la producción de partículas energéticas para multiplicidades de jets pequeñas. Pero para el caso cuando $N_{\text{charged}}^{\text{jet}} > 7$, el momento transversal promedio de las partículas constitutivos se vuelve relativamente lineal.

5.3.3. Fragmentación de la partícula líder asociada

Como el fragmento o la partícula líder asociada se lleva la mayor parte de la energía del jet, su dirección y energía son fuertemente correlacionadas a los de su partón duro que origina el jet. En el marco teórico de QCD, la variable de fragmentación $p_T^{\text{lider}}/p_T^{\text{jet}}$ está relacionada, para partículas de alto p_T , a las funciones de distribución de los hadrones incidentes, a las secciones eficaces de dispersión partón-partón y a las funciones de frag-

mentación de los partones dispersados. Así entonces, el estudio de las partículas líder dentro de los jets revela los detalles y las características únicas de la fragmentación de los jets. En

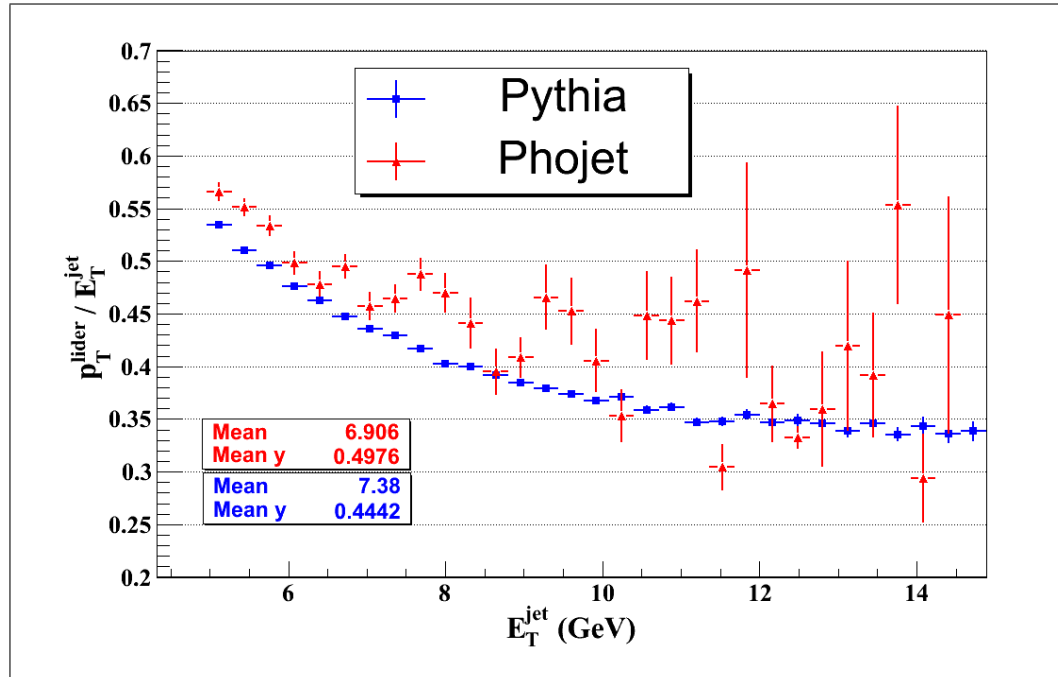


Figura 5.10: Dependencia de la fracción energética llevada por la partícula líder $p_T^{\text{lider}}/p_T^{\text{jet}}$ en función del momento transverso del jet p_T^{jet} , para los generadores PYTHIA (cuadrados) y PHOJET (triángulos).

la figura 5.10 se presenta la dependencia de la fracción energética llevada por la partícula líder $p_T^{\text{lider}}/p_T^{\text{jet}}$ para los 2 generadores, y observamos que en general PYTHIA predice una producción de una *partícula líder menos energética* que PHOJET *independientemente de la energía del jet*. Si asumimos que la energía del jet está dada por: $E_T^{\text{jet}} = E_T^{\text{lider}} + E_T^{\text{secundarias}}$, donde $E_T^{\text{secundarias}}$ es la energía de las partículas suaves dentro del cono reconstruido del jet, entonces nos damos cuenta que los generadores de eventos tratan de una forma muy diferente el evento subyacente y la producción de partículas suaves para colisiones pp .

5.4. Correlación entre partículas cargadas de alto p_T

Las correlaciones azimutales y de pseudorapidez han sido estudiadas para eventos generados con PYTHIA. Se buscaron eventos que presentan una topología de 2 jets y en los cuales el momento transversal de la partícula de más alto p_T en el intervalo de pseudorapidez $|\eta| \leq \pm 0.9$ (partícula “*trigger*”) excede los 4 GeV/c. La figura 5.11 muestra las distribuciones de pseudorapidez y ángulo azimutal para todas las partículas asociadas a la partícula *trigger*. Las distribuciones de pseudorapidez se presentan separadamente para los hemisferios azimutales “*towards*” (mismo que) y “*away*” (opuesto a) la partícula *trigger*. Para partículas en el mismo hemisferio azimutal que la partícula *trigger*, se nota una clara correlación tanto como en pseudorapidez, como en ángulo azimutal, que se incrementa notablemente al aumentar el p_T de las partículas secundarias. El resultado obtenido es cualitativamente explicado por el marco de dispersión de partones y la fragmentación de partones a hadrones. La partícula con el momento transversal más alto define razonablemente la dirección del partón dispersado, ya que lleva una gran fracción del momento del partón, debido a la fuerte caída del espectro inclusivo de p_T . En casos cuando existan partículas adicionales de alto p_T en el mismo hemisferio azimutal, éstas son producidas cerca de la partícula *trigger* ya que durante el proceso de fragmentación obtienen un limitado momento transversal con respecto al eje del partón. Del lado azimutalmente opuesto a la partícula *trigger*, la dirección del partón dispersado es desconocida, y la correlación en pseudorapidez no es tan pronunciada.

El pequeño rango de aceptación permitido para la búsqueda de jets con el algoritmo de cono causa la reconstrucción parcial o la superposición de los conos encontrados.

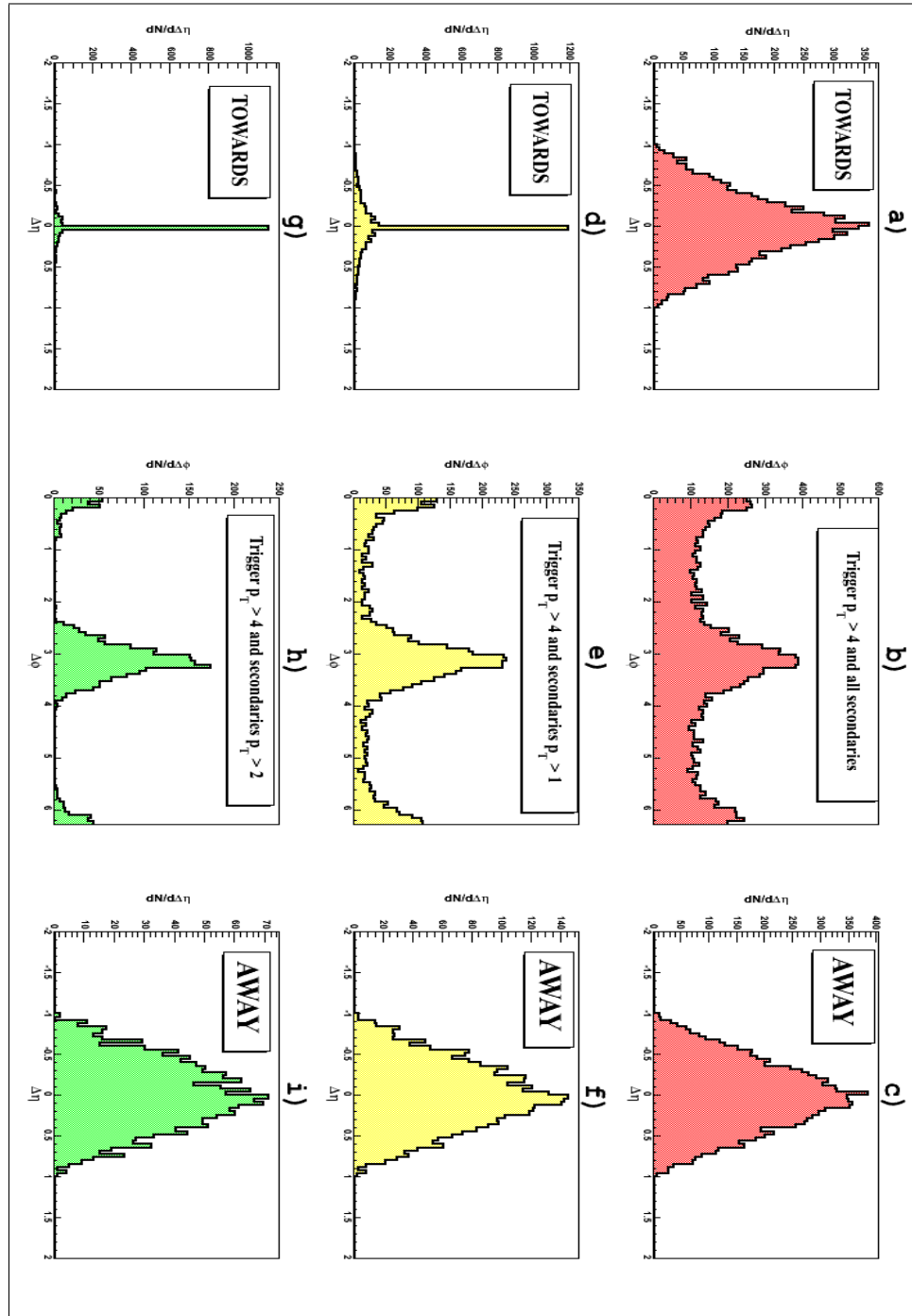


Figura 5.11: (a) Diferencia en pseudorapidez entre las secundarias en el mismo hemisferio azimutal de la partícula trigger con $p_T > 4$ GeV/c. (b) Diferencia en ángulo azimutal entre todas las secundarias y la partícula trigger con $p_T > 4$ GeV/c. (c) Diferencia en pseudorapidez entre las secundarias en el hemisferio azimutal opuesto a la partícula trigger con $p_T > 4$ GeV/c. (d)–(f) Lo mismo como para (a)–(c), pero con p_T de secundarias > 1 GeV/c. (g)–(i) Lo mismo como para (a)–(c), pero con p_T de secundarias > 2 GeV/c. Reconstrucción hecha con el algoritmo de cono y usando las variables de forma de ESA.

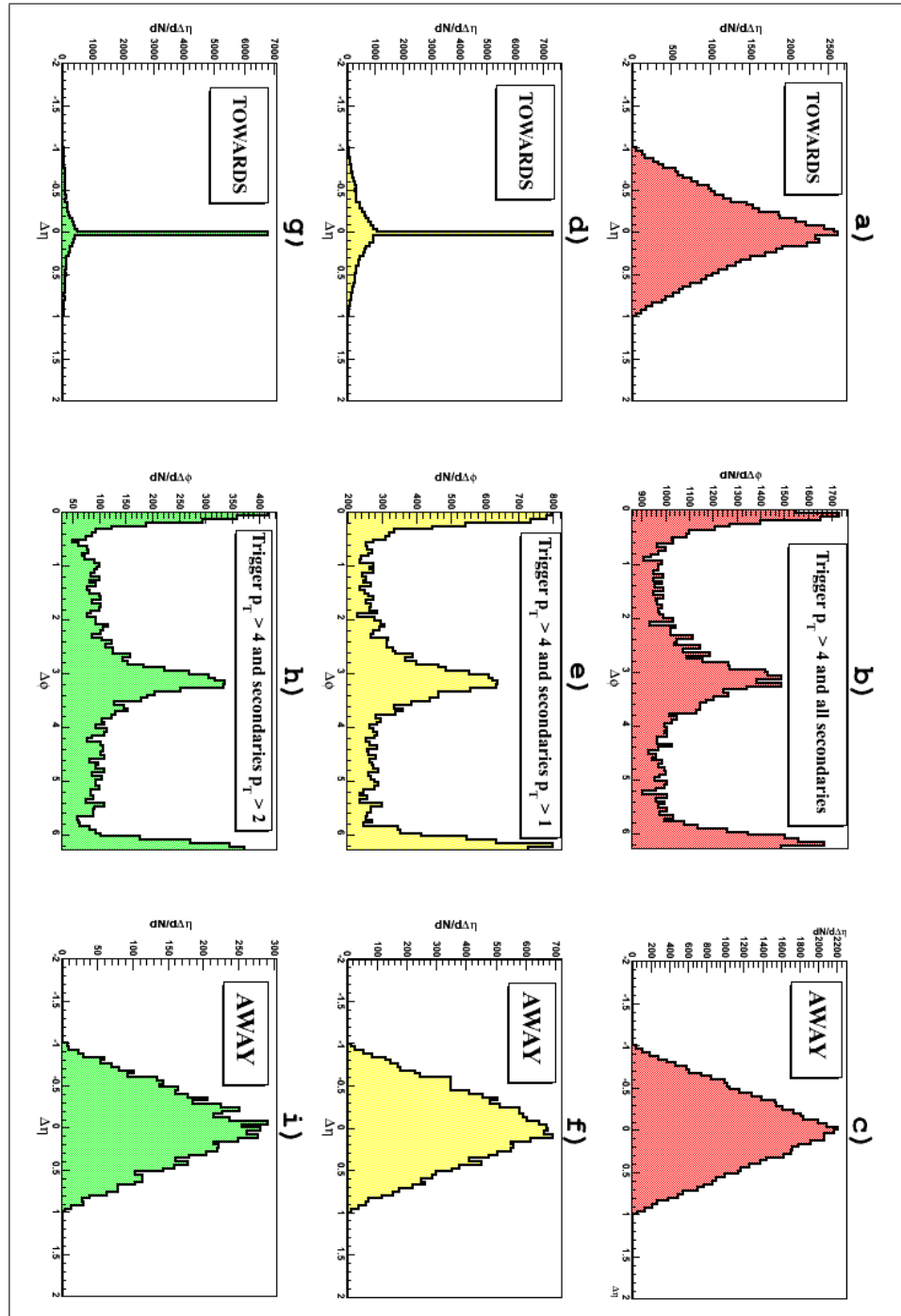


Figura 5.12: (a) Diferencia en pseudorapidez entre las secundarias en el mismo hemisferio azimutal de la partícula trigger con $p_T > 4$ GeV/c. (b) Diferencia en ángulo azimutal entre todas las secundarias y la partícula trigger con $p_T > 4$ GeV/c. (c) Diferencia en pseudorapidez entre las secundarias en el hemisferio azimutal opuesto a la partícula trigger con $p_T > 4$ GeV/c. (d)–(f) Lo mismo como para (a)–(c), pero con p_T de secundarias > 1 GeV/c. (g)–(i) Lo mismo como para (a)–(c), pero con p_T de secundarias > 2 GeV/c. Reconstrucción hecha solamente con el algoritmo de cono.

Por lo tanto, el uso de variables de forma, aparte de otras virtudes para el análisis de las propiedades de los eventos generales, juega una tarea muy importante al identificar las topologías de los eventos. La utilidad de las variables de forma de ESA en combinación con la búsqueda de jets usando JETAN es vista en la figura 5.12, en donde se presenta el mismo análisis de correlación de partículas de alto p_T para eventos con 2 jets reconstruidos solamente con el algoritmo de cono de ALICE sin usar ESA. Particularmente, las distribuciones de las partículas en el ángulo azimutal presentan una gran cantidad de eventos con conos reconstruidos cerca uno del otro o totalmente traslapados.

5.5. Características de eventos con 2 y 3 jets

En las secciones anteriores, la estructura de un evento con una partícula o un jet “trigger” ha sido investigada, y se han estudiado las posibilidades de obtener la información sobre el partón original que fragmenta a un jet. Anteriormente se ha mencionado la posibilidad de creación de un segundo jet opuesto azimutalmente al jet trigger y que no está afectado por algún sesgo (“bias”), aparte de la limitación de conservación del cuadri-momento, tal que el partón secundario dispersado hadroniza sin algún corte o bias de producir una partícula de alto momento transversal.

Notemos que la dirección del jet más energético del evento es aproximadamente fijada por la condición de corte de energía impuesto, ya que la dirección de jet es casi idéntica a la dirección de la partícula trigger. Esto no se cumple para un evento con “*dijets*”, es decir para eventos cuando un segundo jet emerge en la dirección opuesta al primero. En este caso los dos partones dispersados son colineales en el marco de referencia partón-partón, pero sus

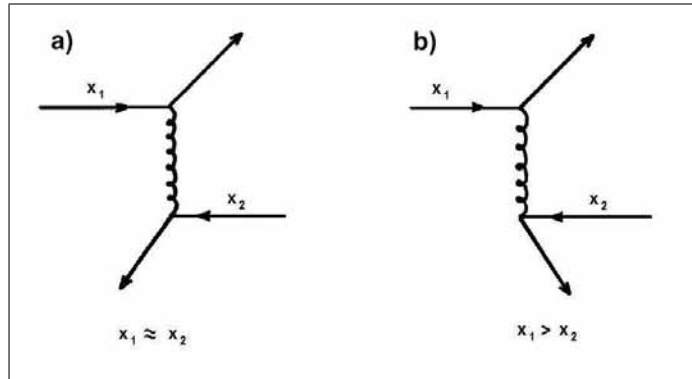


Figura 5.13: Vista esquemática de la cinemática de partones.

momentos fraccionales x_1 y x_2 con respecto al eje del haz, en general, son diferentes uno del otro, en el sistema de dos partones transformada (“boosted”) a lo largo de la dirección de los partones incidentes, lo que se ilustra esquemáticamente en la figura 5.13. La cinemática de la colisión de los partones con momentos fraccionales x_1 , x_2 iguales se presenta en la figura 5.13a. El resultado de tal configuración es la aparición de dos jets opuestos en ángulo azimutal y polar en el marco de referencia del centro de masa de los partones incidentes. Esta situación se denomina una configuración “*back-to-back*”. En la figura 5.13b los partones implicados tiene diferentes valores de momentos longitudinales x , tal que la transformación invariante de Lorentz convierte el sistema en una configuración “*back-to-antiback*” con los dos partones en el mismo hemisferio polar en el marco de referencia del centro de masa del sistema protón-protón.

5.5.1. Estructura de eventos con 2 jets

Un análisis sobre el patrón de la distribución de la energía total reconstruida por evento $\sum p_T^{\text{Total}}$ se muestra en la figura 5.14. Vemos que para pequeñas energías totales del

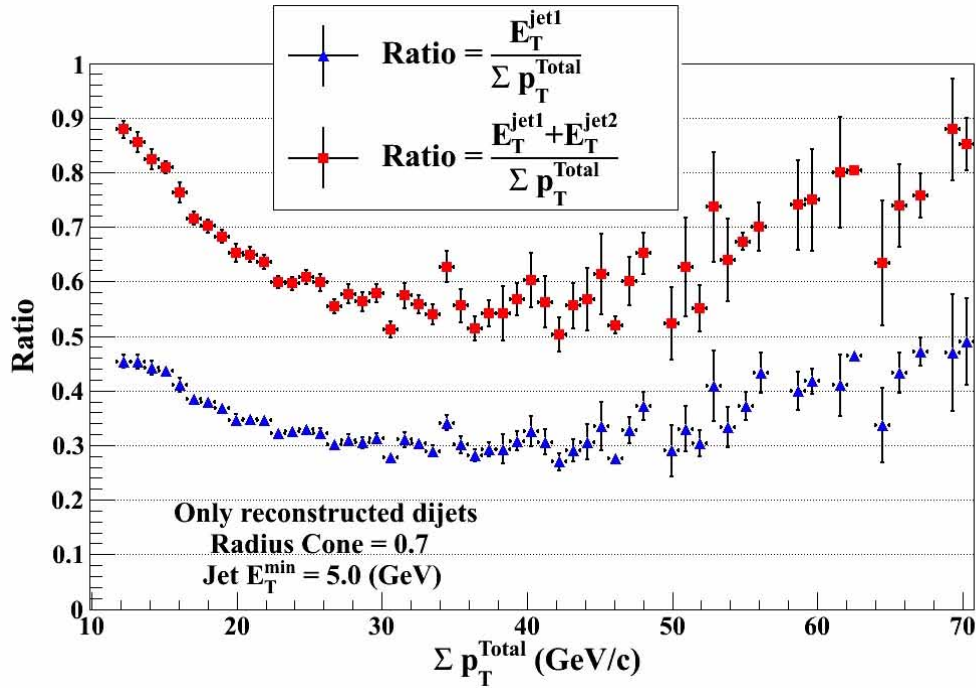


Figura 5.14: Fracción de la energía transverse total del evento llevada por el jet más energético ($E_T^{\text{jet1}} / \sum p_T^{\text{Total}}$), así como por la suma de energías de dos jets encontrados en el evento ($E_T^{\text{jet1}} + E_T^{\text{jet2}} / \sum p_T^{\text{Total}}$).

evento ($\sum p_T^{\text{Total}} < 15 \text{ GeV}/c$), un jet se lleva alrededor del 45% de la energía del evento, y dos jets se llevan casi toda la energía dentro de sí mismos, mostrando una *clara estructura de 2 jets* en el evento. Al incrementarse la energía total del evento ($30 < \sum p_T^{\text{Total}} < 50 \text{ GeV}/c$), una fracción sustancial de la energía total es llevada por el primer jet (alrededor de 30%), y dos jets se llevan 50 – 60% de la energía total del evento. En la región de eventos altamente energéticos ($\sum p_T^{\text{Total}} > 50 \text{ GeV}/c$) parece que la estructura global de 2 jets vuelve a predominar.

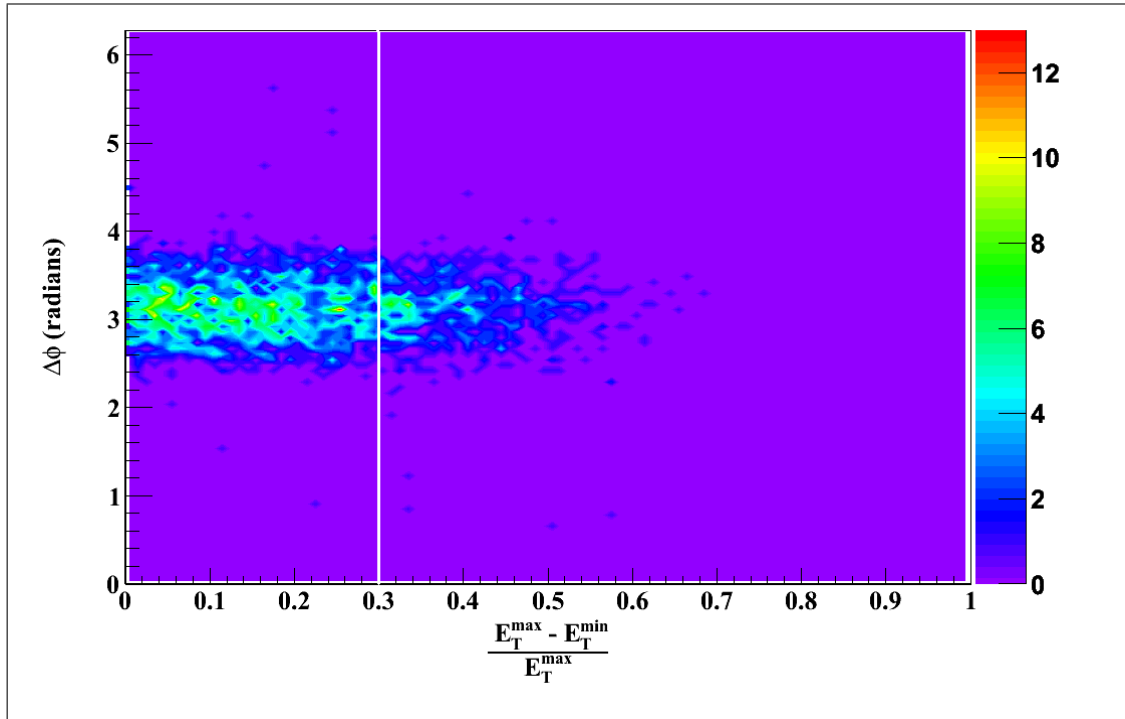


Figura 5.15: Diferencia energética y azimutal en eventos con 2 jets reconstruidos.

5.5.2. Distribución angular de los dijets

Una manera de estudiar los procesos radiativos de QCD es examinando su impacto en la distribución angular de los jets. Así, en el caso más simple, en una colisión pp se producirían 2 jets con energías transversas a la dirección del haz iguales y una correlación visibles en el ángulo azimutal, tal que la diferencia azimutal $\Delta\phi$ sería igual a π . La producción adicional de jets o partículas adicionales poco energéticas en el mismo evento lleva a pequeñas desviaciones en el ángulo azimutal del valor esperado π . Del otro lado, pequeños valores de $\Delta\phi$ indican una producción adicional de cascadas partónicas suaves.

Así entonces, la caracterización de dijets en base a su energía y distribución angular

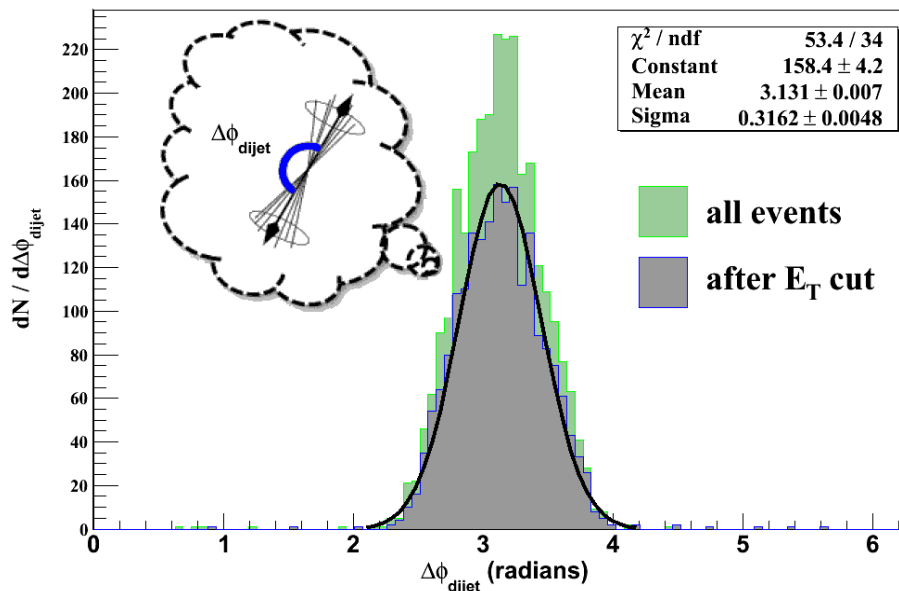


Figura 5.16: Distribución del ángulo azimutal entre los ejes de los dos jets en el rango de energía de jets de 5 – 20 GeV, con corte de $\frac{E_T^{\text{max}} - E_T^{\text{min}}}{E_T^{\text{max}}} < 0.3$ y sin corte en la energía transversa de los jets. Los dijets fueron identificados mediante el uso de las variables de forma de ESA y el algoritmo de cono de ALICE.

(ver figura 5.15) es una herramienta que puede proporcionar información sobre los procesos de QCD. Como los dijets, idealmente, tendrían energías transversas a la dirección del haz iguales, se implementa un corte en la diferencia energética entre el jet más energético y el segundo jet en el evento $\frac{E_T^{\text{max}} - E_T^{\text{min}}}{E_T^{\text{max}}}$ de 0.3, el cuál disminuye la posible identificación errónea de dijets por el algoritmo de cono. La naturaleza back-to-back de los dos jets cargados en el rango de 5 – 20 GeV es evidente de la figura 5.16, y la anchura de la distribución indica el desequilibrio del momento transversal llevado por los dos partones al chocar.

	$\langle N_{\text{chg}} \rangle$	$\langle E_T^{\text{jet}} \rangle$	$\langle p_T^{\text{líder}} \rangle$
Jet 1	6.83 ± 2.39	8.6 ± 0.3	3.48 ± 0.17
Jet 2	5.91 ± 2.11	7.4 ± 0.3	3.29 ± 0.17

Tabla 5.2: Multiplicidad, energías de jet y partículas líder para eventos con dijets.

5.5.3. Multiplicidades de partículas cargadas en eventos con 2 y 3 jets

Mediante el uso de las variables de forma de ESA y el algoritmo de cono de ALICE con radio de $R = 0.7$ radianes (que corresponde a $\Delta\phi \simeq 40^\circ$), se identificaron perfectamente los eventos con dos jets opuestos azimutalmente ($2.8 < \Delta\phi < 3.4$) y que satisfacen el corte energético $\frac{E_T^{\text{max}} - E_T^{\text{min}}}{E_T^{\text{max}}} < 0.3$. En la tabla 5.2 se resumen las multiplicidades promedio en cada uno de los jets, las energías de los jets y de sus partículas líder.

Así mismo, se realizó un estudio de la multiplicidad de eventos con 3 jets reconstruidos, que se presenta en la figura 5.17. Notemos que las multiplicidades de los 3 jets son parecidas entre sí, esto simplemente consecuencia de que existen muy pocos eventos con la suficiente energía para crear 3 jets muy energéticos.

5.5.4. La estructura topológica de eventos de 3 jets

Para eventos con 3 jets, la grafica de Dalitz (ver figura 5.18) es una especie de mapa, que resume todas las posibles configuraciones topológicas de los jets, donde cada punto que representa un evento [83, 84]. Por simplicidad, en la representación de Dalitz las variables $E_{\text{jet}1} > E_{\text{jet}2} > E_{\text{jet}3}$ se reemplazan por variables escaladas $X_i (i = 1, 2, 3)$, las cuales se definen como $X_i \equiv \frac{2E_i}{\sum_1^3 E_i}$. Por definición $X_1 > X_2 > X_3$ y $X_1 + X_2 + X_3 = 2$, y la conservación del momento restringe los rangos de las variables de Dalitz como: $\frac{2}{3} \leq X_1 \leq 1$,

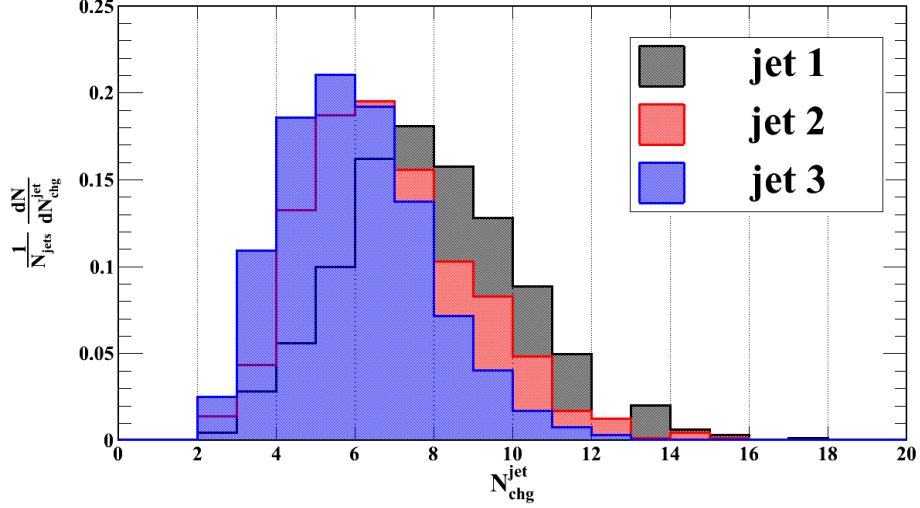


Figura 5.17: Multiplicidad N_{chg}^{jet} dentro de los 3 jets reconstruidos.

$\frac{1}{2} \leq X_2 \leq 1$, $0 \leq X_3 \leq \frac{2}{3}$. A una energía dada $\sum E_i$, la estructura de un evento de 3 jets (en el plano transversal) es descrita mediante las variables adimensionales X_i y los ángulos χ_{jk} ($j, k = 1, 2, 3$) para el estado final de 3 jets, y que se relacionan mediante:

$$X_i = \frac{2 \sin \chi_{jk}}{\sin \chi_{12} + \sin \chi_{23} + \sin \chi_{31}}, \text{ con } i, j, k = 1, 2, 3 \text{ y } i \neq j \neq k. \quad (5.1)$$

Observamos que no existen eventos con $(X_1, X_2) = (1, 1)$ debido al corte impuesto en la energía transversal del tercer jet, así como al ser usados eventos generados de bajo momento de los partones primarios producidos ($\langle p_T^{hard} \rangle_{PYTHIA} \sim 3.5 \text{ GeV}/c$). Es claro de la figura que los eventos de 3 jets son identificados no solo por su topología, pero también son el resultado de un efecto dinámico genuino (“gluón *bremsstrahlung*”) y no son sólo fluctuaciones de la fragmentación de dos jets de alto momento.

Notemos que la gráfica de Dalitz permite analizar la estructura global de un evento con 3 jets de una manera gráfica. De la ecuación (5.1), el ángulo entre el segundo y el tercer

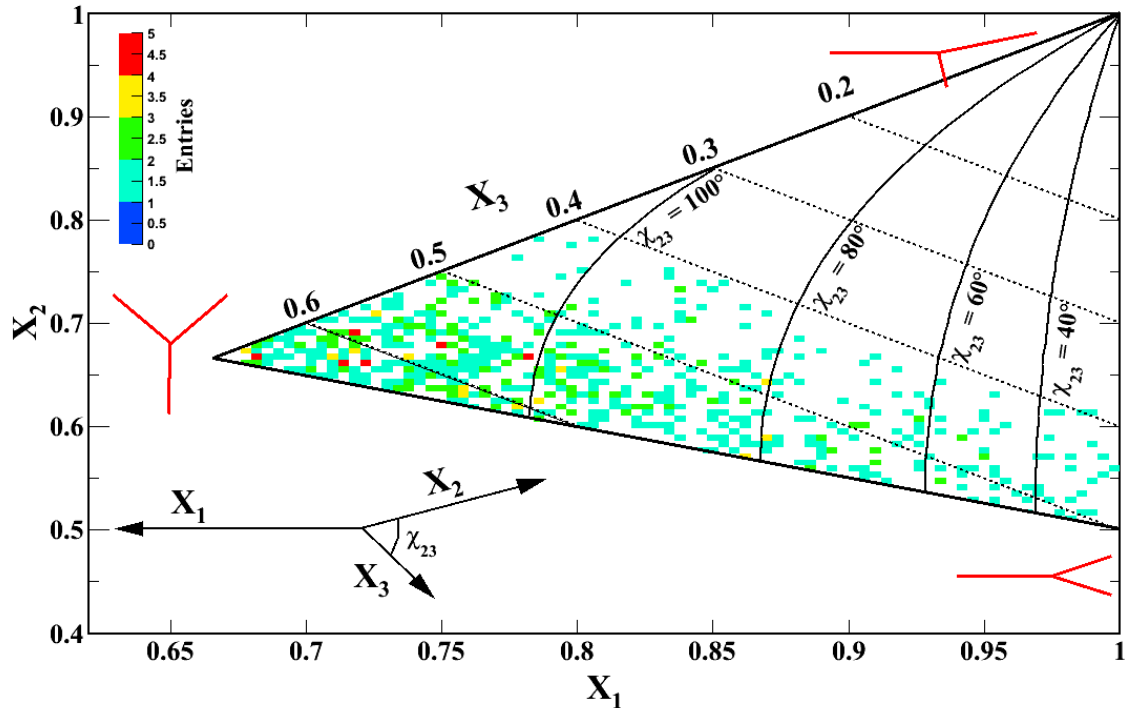


Figura 5.18: Grafica de Dalitz para eventos con 3 jets reconstruidos.

jet puede ser escrito como:

$$\chi_{23} = \cos^{-1} \left[1 - \frac{2(X_2 + X_3 - 1)}{X_2 X_3} \right]. \quad (5.2)$$

Por lo tanto, para una configuración de tipo $(X_1, X_2, X_3) = (0.67, 0.67, 0.66)$, los ángulos entre los jets $\chi_{23} = \chi_{13} = \chi_{12} = 120^\circ$; para la configuración de tipo $(X_1, X_2, X_3) = (1, 0.5, 0.5)$, los ángulos $\chi_{12} = \chi_{13} = 180^\circ$ y $\chi_{23} = 0^\circ$; y para la configuración de tipo $(X_1, X_2, X_3) = (1, 1, 0)$, los ángulos $\chi_{13} = \chi_{23} = 90^\circ$ y $\chi_{12} = 180^\circ$. En la figura 5.18 estas topologías de los 3 jets son visualmente mostradas, además se exhiben las curvas de nivel para $\chi_{23} = 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ y 100° . Una clase particular de eventos de 3 jets llamados “Mercedes”, con la propiedades de $x_3 > 0.60$ y $\chi_{23} > 100^\circ$, son definidas. En la figura 5.19 se

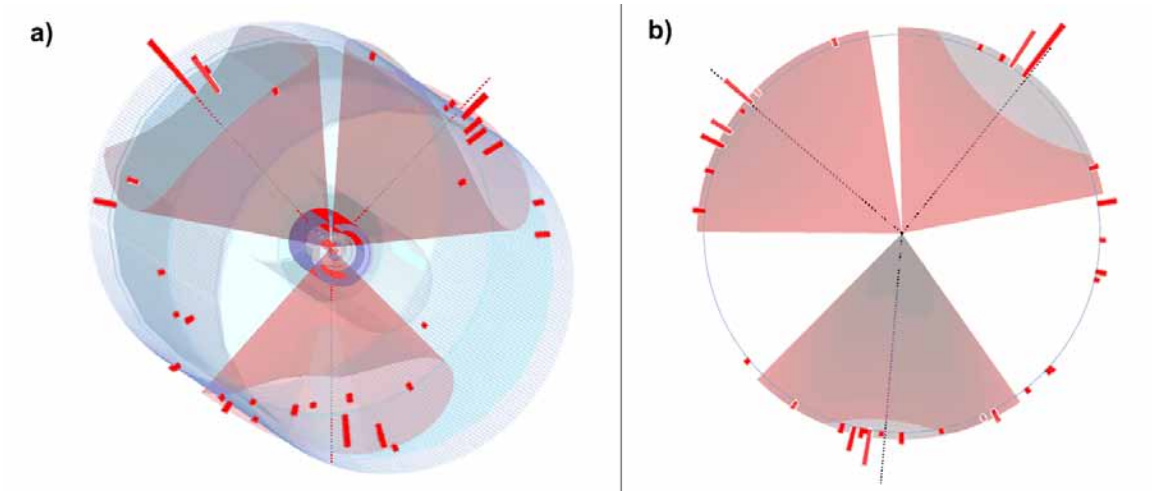


Figura 5.19: Vista en el detector ALICE de un evento tipo “Mercedes” (a), y su proyección XOY (b).

presenta la visualización en el detector ALICE de un evento este tipo.

5.6. Producción de bariones y mesones

En la fase actual de la física de alto p_T , se ha justificado que los procesos de dispersión dura de partones son los responsables de la producción de hadrones de alto momento transversal. Como vemos del espectro de momento transversal (figura 5.4), durante la colisión existe una producción sustancial de bariones (en el caso del presente análisis se identifican sólo los protones y antiprotones) con altos momentos transversales. La presencia de tales bariones de alto p_T es un desafío a los presentes modelos de hadronización, ya que es difícil encontrar un mecanismo responsable de la producción de bariones con alto momento transversal.

El modelo fenomenológico de producción de bariones usado en PYTHIA durante el presente trabajo se basa en la idea de que, además de la creación de pares quark-antiquark,

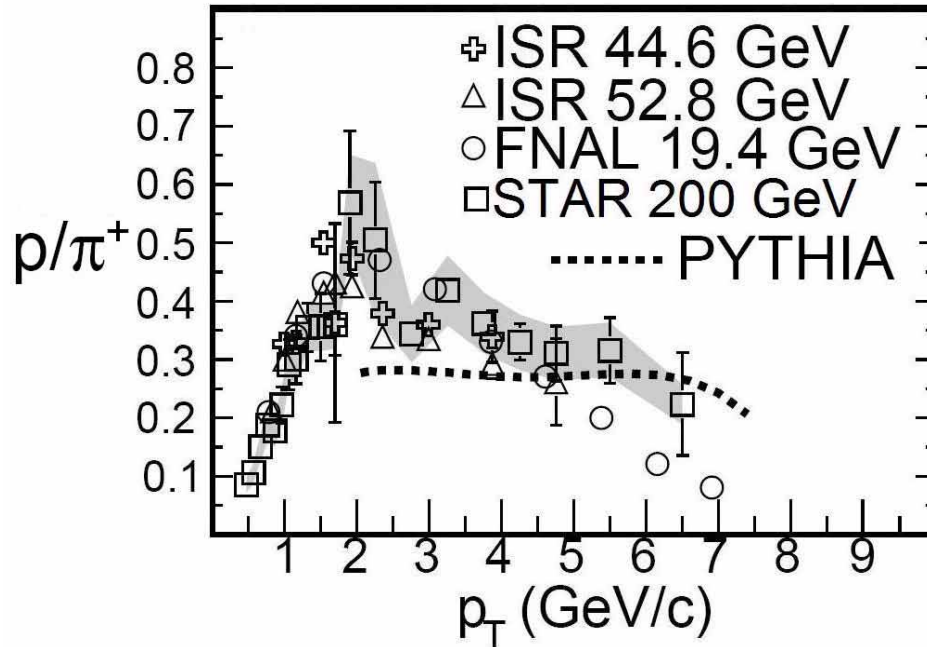


Figura 5.20: Razón p/π^+ a rapidez media ($|y| < 0,5$) como función de p_T para colisiones pp Mínimum Bías. Resultados del ISR [87] y FNAL [88] son comparados con las mediciones hechas en RHIC [89]. La curva muestra la predicción de PYTHIA.

también son producidos pares *diquark-antidiquark* en el campo de color [85]. En la figura 5.20 se presenta la predicción de PYTHIA para la razón de producción de protones y piones positivos p/π^+ a rapidez media ($|y| < 0,5$) en comparación con datos experimentales existentes, lo que parece reflejar la probabilidad fraccional de la creación de pares diquark-antidiquark en lugar de pares quark-antiquark en el campo de color del quark interactuante [86].

Se ha demostrado en los experimentos del ISR y RHIC, que las magnitudes de producción de protones y antiprotones de alto p_T son significativamente diferentes. Notemos que las razones de producción no son descritas correctamente dentro de los marcos de fragmentación de quarks inspirados por la QCD, tales como el modelo de Lund, o dentro

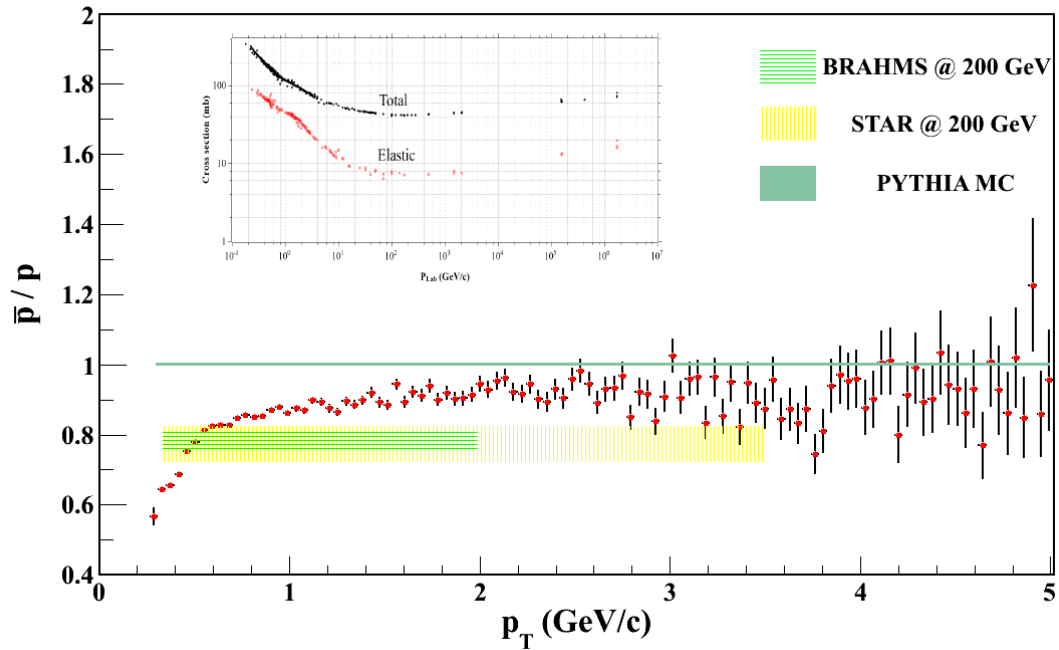


Figura 5.21: Razón \bar{p}/p contra el momento transversal p_T . Los puntos son los datos reconstruidos, y las líneas indican el valor predicho por la simulación en PYTHIA y los rangos de las mediciones experimentales en BRAHMS [91] y STAR [92]. La parte de arriba muestra la sección eficaz hadrónica total e elástica para p y \bar{p} con respecto a la energía del haz.

de la QCD perturbativa, ya que los procesos que contribuyen a la producción de bariones, esencialmente la creación de pares diquark-antidiquark y el bremsstrahlung de gluones respectivamente, darían como resultado que la producción de protones y antiprotones en la región central de rapidez es igual y la razón $\bar{p}/p = 1$ (figura 5.21)³. Esto es debido a que a rapidez media, el modelo de Bjorken [90] predice que las partículas serán formadas principalmente por la fragmentación de las cuerdas, dando como resultado razones de partícula/antipartícula cercanas a uno. Pero para rapideces cercanas a la rapidez del haz ($y = \pm 9.6$

³Para el caso de partículas reconstruidas por GEANT3 en los detectores ITS y TPC bajo el ambiente de AliRoot, debemos de tener en cuenta que la razón \bar{p}/p debe de ser corregida para la absorción de antiprotones a lo largo de su trayectoria en el detector, lo que aproximadamente equivale a una identificación errónea ó simplemente la pérdida del 10% de anti-protones [7], [91], [92].

para $\sqrt{s} = 14TeV$), las secciones eficaces serán dominadas por partículas del acontecimiento subyacente y fragmentos del proyectil. Observemos que PYTHIA sobrestima el coeficiente \bar{p}/p , al comparar con los resultados experimentales de BRAHMS y STAR en RHIC, $\bar{p}/p = 0.78 \pm 0.03$ [91] y $\bar{p}/p = 0.77 \pm 0.05$ [92] respectivamente. Esto es un problema bien conocido, ya que PYTHIA emplea solamente la desintegración quark-diquark de los protones incidentes [93], mientras que varios autores [94,95] han señalado que para describir el efecto de Bjorken antes mencionado a rapidez central en colisiones hadrónicas a altas energías, uno necesita un mecanismo adicional para el transporte del número bariónico⁴ fuera de la rapidez del haz. El análisis realizado por G. Paic y E. Cuautle [96] de las razones de producción indica que hasta un millón de eventos Minimum Bias permitirá extraer los espectros y las razones para el rango permitido de identificación de partículas en ALICE, lo que abrirá el camino para un estudio cualitativo de los mecanismos de producción de bariones.

5.6.1. Identificación de diferentes especies de partículas como líderes en jets

Ahora presentamos los resultados del análisis de la producción e identificación de partículas constitutivas dentro de jets para colisiones pp a $\sqrt{s} = 10$ TeV generados por PYTHIA y reconstruidos en ALICE. En la figura 5.22 se presenta el porcentaje de jets con diferentes especies de partículas reconstruidas como líderes de jets. Se encontró que el *porcentaje de jets con un protón/antiprotón líder* es de **16%** y con *piones líder* es de **65%**, para eventos con jets identificados mediante el algoritmo de cono de ALICE usando los

⁴El número bariónico de un sistema hadrónico está dado por el número de quarks menos el número de antiquarks dividido por tres. Es un hecho experimental que el número bariónico de un sistema cerrado se conserva.

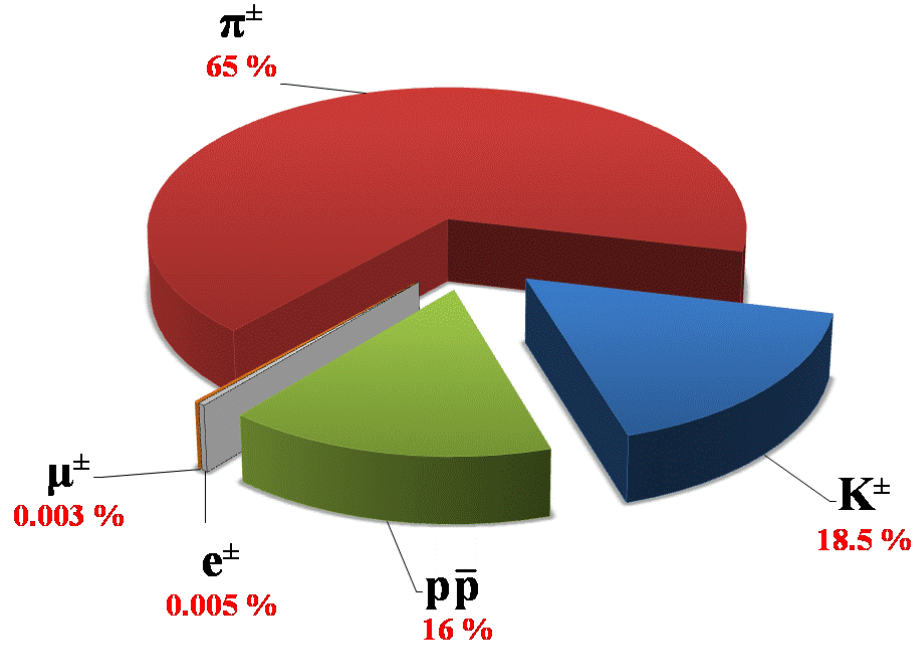


Figura 5.22: Porcentaje de jets con diferentes especies de partículas (e^{\pm} , μ^{\pm} , π^{\pm} , K^{\pm} , p/\bar{p}) como líderes.

parámetros antes mencionados.

Asimismo, se encontraron las multiplicidades de jets con un protón o antiprotón como partículas líder. El resultado se presenta en la figura 5.23 junto con la multiplicidad de jets con piones y kaones como líderes. Notamos que el promedio de partículas cargadas dentro de jets originados con un protón líder es de $\langle N_{\text{chg}}^{\text{jet}}(\text{protón}) \rangle \cong 5.38$, lo que parece ser igual para jets originados con un pión líder $\langle N_{\text{chg}}^{\text{jet}}(\text{pión}) \rangle \cong 5.41$.

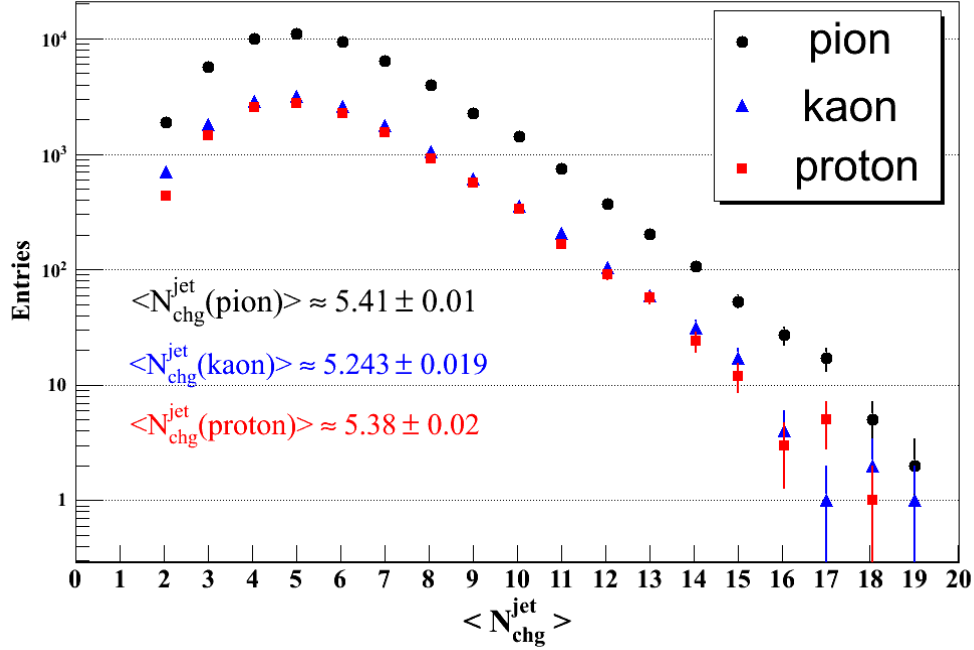


Figura 5.23: Multiplicidad de jets con protones, piones y kaones como partículas líder de los jets.

5.6.2. Correlaciones de partículas - antipartículas dentro de jets individuales

Una ventana para entender el proceso de fragmentación de jets fue abierta al realizar *correlaciones de partículas - antipartículas constitutivas de los jets*.

Las *correlaciones de protón - antiprotón dentro de jets* individuales para eventos con piones, kaones y protones líderes ($2 < p_T$ (líder) < 6 GeV/c) muestran que la diferencia del número de protones y antiprotones $\langle N_p - N_{\bar{p}} \rangle$ dentro de un jet es un valor que fluctúa alrededor de *cero*⁵. En la figura 5.24 vemos las distribuciones de valor promedio $\langle N_p - N_{\bar{p}} \rangle$ para protones y antiprotones constitutivos de jets con respecto a la multiplicidad en jets

⁵Tenemos en cuenta la corrección al valor por la absorción de anti-protones a lo largo de su trayectoria en el detector del 10%.

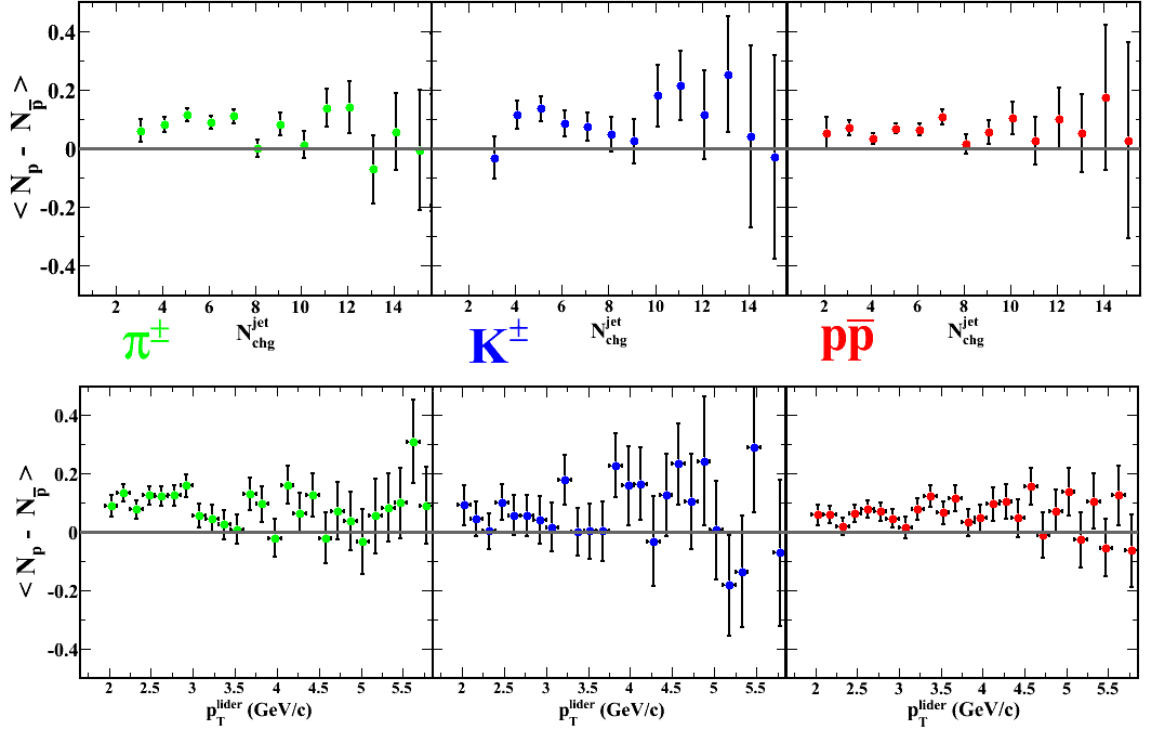


Figura 5.24: Valor medio $\langle N_p - N_{\bar{p}} \rangle$ con respecto a la multiplicidad en jets (arriba) y al momento transverso p_T de la partícula líder (abajo) para partículas líder piones, kaones y protones (de izquierda a derecha). Las líneas indican el valor $\langle N_p - N_{\bar{p}} \rangle = 0$ para referencia.

(arriba) y al momento transverso p_T de la partícula líder (abajo) para partículas líder piones, kaones y protones (de izquierda a derecha).

Para obtener información adicional sobre el mecanismo de producción de bariones (ver Apéndice C), en eventos con 2 jets reconstruidos mediante ESA y JETAN con radio de $R = 0.7$ radianes (que corresponde a $\Delta\phi \simeq 40^\circ$), opuestos azimutalmente ($2.8 < \Delta\phi < 3.4$) y que satisfacen el corte energético $\frac{E_T^{\text{max}} - E_T^{\text{min}}}{E_T^{\text{max}}} < 0.3$, se llevo a cabo una búsqueda en la cual exactamente *dos* protones y/o antiprotones son identificados como constituyentes de un *mismo jet* o pertenecientes a *jets opuestos*. Esto significa que entre los posibles procesos de creación de bariones en jets ($pp \rightarrow pp + X$, $pp \rightarrow \bar{p}\bar{p} + X$, $pp \rightarrow p\bar{p} + X$), buscamos

Proceso	Mismo jet	Jet opuesto
$pp \rightarrow p p + X$ ó $pp \rightarrow \bar{p} \bar{p} + X$	92	56
$pp \rightarrow p \bar{p} + X$	291	66

Tabla 5.3: Protones y/o antiprotones identificados y clasificados como constituyentes de un mismo jet o jets opuestos.

una ocurrencia de producción de pares protón-antiprotón dentro de un mismo jet, o que un barión sea producido en un jet y el antibarión asociado en el otro jet (opuesto). La tabla 5.3 presenta el resultado del análisis con una muestra restringida de eventos (505).

Los dos resultados parecen sugerir una clara preferencia de la producción de protones y antiprotones ($pp \rightarrow p\bar{p} + X$) dentro del mismo jet, y por lo tanto, indican que el mecanismo de producción de pares barión-antibarión en colisiones pp está dominado por la *conservación local del número bariónico dentro de los jets*. Este resultado ha sido confirmado experimentalmente en colisiones pp y $Au - Au$ [97, 98].

Así mismo, se realizaron las *correlaciones de $K^+ - K^-$ dentro de jets* individuales para eventos con diferentes partículas líderes ($2 < p_T$ (líder) < 6 GeV/c) y se encontró que la diferencia del número de kaones positivos y kaones negativos $\langle N_{K^+} - N_{K^-} \rangle$ dentro de un jet es un valor que oscila alrededor de *ceró*. En la figura 5.25 vemos las distribuciones de valor promedio de kaones positivos y kaones negativos, $\langle N_{K^+} - N_{K^-} \rangle$, constitutivos de jets con respecto a la multiplicidad en jets (arriba) y al momento transversal p_T de la partícula líder (abajo) para partículas líderes piones, kaones y protones (de izquierda a derecha). Notemos que éste resultado ha sido reportado anteriormente en colisiones electrón-positrón, pero debemos de tener en cuenta que el evento subyacente en colisiones e^+e^- es casi inexistente debido a la producción colimada de jets de partículas originados por el quark o el antiquark (en caso de tercer jet, por el gluón) y los jets se llevan casi el 100% de la energía del

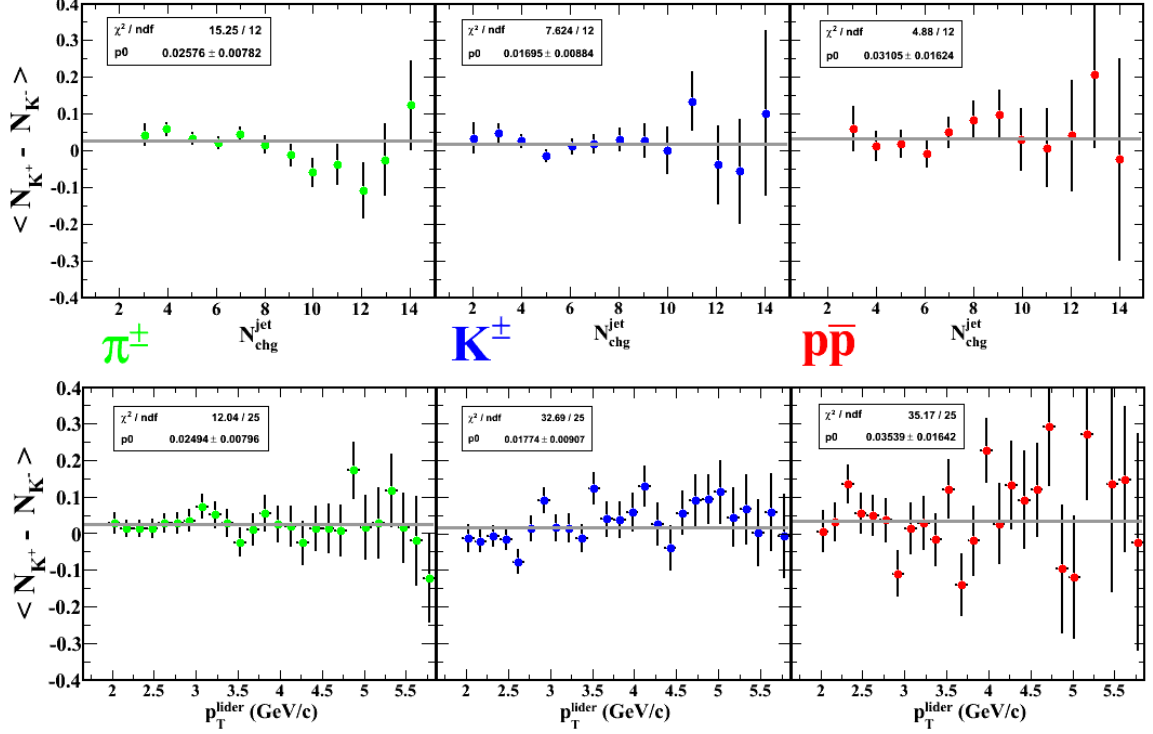


Figura 5.25: Valor medio $\langle N_{K^+} - N_{K^-} \rangle$ con respecto a la multiplicidad en jets (arriba) y al momento transversal p_T de la partícula líder (abajo) para partículas líder piones, kaones y protones (de izquierda a derecha). Las líneas indican un ajuste lineal a las distribuciones.

evento [99]. Para el caso de colisiones protón-protón, el evento subyacente juega un papel muy importante, y los jets cargados fuertemente restringidos en pseudorapidez se llevan una pequeña parte de la energía total del evento. Pero el resultado obtenido $\langle N_{K^+} - N_{K^-} \rangle \sim 0$ indica que en un pequeño espacio del evento restringido a $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.7$, el proceso de fragmentación de los jets *conserva el número cuántico de extrañeza* ($K^+ = u\bar{s}$, $K^- = \bar{u}s$).

Otro resultado que trata de explicar el proceso de fragmentación es el análisis de la diferencia energética entre los protones-antiprotones y kaones positivos y kaones negativos dentro de los jets. Para el análisis, buscamos todos los jets que conserven localmente el

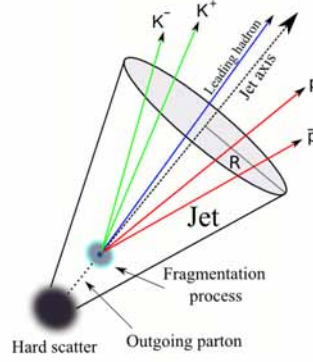


Figura 5.26: Proceso de fragmentación de un partón en un jet de partículas junto con la conservación local del número bariónico y la extrañeza.

número bariónico y/o la extrañeza, esto es que contengan un protón y un antiprotón y/o un kaón positivo y un kaón negativo. Para quitar cualquier sesgo que pueda existir con el hadrón líder del jet, pedimos que éste sea de otra especie, ver figura 5.26. Al identificar los eventos que cumplen con las condiciones, buscamos la razón energética $\langle p_T^{(\text{partícula})} / p_T^{(\text{anti-partícula})} \rangle$ para $p\bar{p}$ y K^+K^- . La figura 5.27 muestra la existencia de una tendencia lineal en la razón sin dependencia alguna de la multiplicidad del jet, particularmente, la diferencia energética de los pares protón-antiprotón $\langle p_T^{(\text{protón})} / p_T^{(\text{anti-protón})} \rangle = 0,64 \pm 0,05$, y para los pares de kaones positivos y kaones negativos: $\langle p_T^{(K^+)} / p_T^{(K^-)} \rangle = 0,6 \pm 0,05$. Por lo tanto, el resultado de la figura 5.27 parece indicar que sin importar la multiplicidad o la energía del jet, hay una fuerte correlación energética entre los bariones ($p\bar{p}$) y kaones (K^+K^-) finales constitutivos no-líderes de jets.

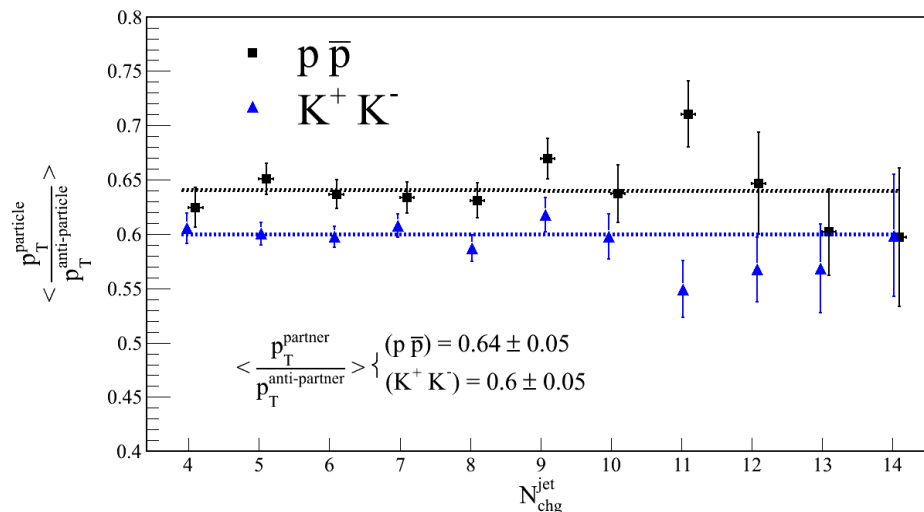


Figura 5.27: Razón $\langle \frac{p_T^{\text{(partícula)}}}{p_T^{\text{(anti-partícula)}}} \rangle$ para $p\bar{p}$ (cuadrado) y K^+K^- (triángulos) constitutivos no-lideres en función de la multiplicidad del jet $N_{\text{chg}}^{\text{jet}}$. Las curvas muestran un ajuste lineal a los datos.

5.7. Distribución de momento de partículas cargadas en dijets

La medición de la distribución de momento de partículas cargadas en los dijets permite realizar una prueba de la aplicabilidad de los métodos de la QCD perturbativa para la descripción del procesos suaves en la fragmentación de los jets. Estudios experimentales de las distribuciones de partículas en jets en colisiones e^+e^- [100, 101] y $p\bar{p}$ [102, 103] han mostrado una consistencia con las predicciones teóricas, sugiriendo que la QCD perturbativa debe dominar la etapa de formación de jets, y los procesos no-perturbativos se reducen a la conversión de partones finales en hadrones, sin afectar significativamente sus multiplicidades y momentos.

Las predicciones teóricas que se comparan con los resultados de este trabajo, se

basan en los cálculos de la *Aproximación Logarítmica Modificada a Primer Orden* (MLLA) [104], complementados por la hipótesis de la *Dualidad Local Partón-Hadrón* (LPHD) [105]. La aproximación MLLA proporciona una descripción analítica de la formación de la cascada de partones, mientras que la dualidad LPHD afirma que los procesos de hadronización son llevados a cabo localmente, y por lo tanto, las propiedades de partones y hadrones están fuertemente relacionadas (ver Apéndice D). La aproximación MLLA sólo puede utilizarse para describir la evolución de cascadas de partones dentro de ángulos θ_c pequeños alrededor del eje del jet y a escalas por encima de un corte energético mínimo de producción de cascada, $Q_{\text{eff}} > \Lambda_{QCD}$. El valor de Q_{eff} , que es el único parámetro de la aproximación que tiene que ser determinado experimentalmente, se predice que será independiente del proceso considerado. Así mismo, notemos que la hipótesis de la LPHD predice que las distribuciones de hadrones cargados deben estar relacionadas con las distribuciones de partones por medio de un factor de escala de normalización constante, $K_{\text{LPHD}}^{\text{charged}}$.

Para el análisis de distribuciones de momentos de partículas cargadas en dijets se escogieron los eventos con dos jets opuestos azimutalmente ($2.8 < \Delta\phi < 3.4$) y que satisfacen el corte energético $\frac{E_T^{\text{max}} - E_T^{\text{min}}}{E_T^{\text{max}}} < 0.3$. Los datos fueron divididos en 3 regiones energéticas de acuerdo a la masa del dijet M_{JJ} , definida como:

$$M_{JJ} = \sqrt{(E_{\text{Jet1}} + E_{\text{Jet2}})^2 - (\vec{P}_{\text{Jet1}} + \vec{P}_{\text{Jet2}})^2}, \quad (5.3)$$

donde E y \vec{P} son la energía y el momento del jet. Así mismo se buscaron las distribuciones de partículas cargadas dentro de los ángulos $\theta_c = 0.28, 0.36$ y 0.47 (radianes) alrededor del eje del jet. En la tabla 5.4 se presentan las masas de los dijets obtenidos.

Las distribuciones de momentos de partículas cargadas en dijets fueron medidas de

$10 < M_{JJ} < 14$	$\langle M_{JJ} \rangle = 12.37$
$14 < M_{JJ} < 18$	$\langle M_{JJ} \rangle = 15.79$
$18 < M_{JJ} < 30$	$\langle M_{JJ} \rangle = 21.72$

Tabla 5.4: Masas de dijets (en GeV) para las 3 muestras.

forma $\xi_p = \ln \left(\frac{E_{\text{jet}}}{|p_{\text{track}}|} \right)$, donde $E_{\text{jet}} = M_{JJ}/2$, p_{track} y E_{jet} son, respectivamente, el momento escalar de la partícula cargada y la energía de los jets evaluados ambos en el marco del centro de masa del djet. La forma de las distribuciones de momentos de partículas cargadas en dijets, ξ_p , es aproximadamente una gaussiana, y por lo tanto, el pico de la distribución, ξ_0 , el cual se encuentra próximo al valor medio μ_p de la distribución de ξ_p , puede ser deducido con un ajuste de forma gaussiana en algún rango alrededor del valor medio μ_p de la distribución. Los rangos del ajuste realizado a las distribuciones de momentos de partículas cargadas han sido determinados de acuerdo a la mínima energía reconstruida de las partículas ($p_T^{\text{min}} = 0.3$ GeV/c), y por otro lado, se ha tomado en cuenta el sesgo existente en los datos por la mínima energía de la partícula líder en los jets ($p_T^{\text{jet}} = 2$ GeV/c). En la figura 5.28 se muestra el resultado de las mediciones de las distribuciones de momento de las partículas cargadas restringidas a diferentes ángulos ($\theta_c = 0.28, 0.36$ y 0.47 radianes) para diferentes rangos de energías de jets. En la tabla 5.5 se presentan los valores de la posición del pico ξ_0 de las distribuciones después de realizar el ajuste con una función gaussiana.

La extracción del valor de Q_{eff} prosigue de la relación existente entre Q_{eff} y el pico ξ_0 de la distribución de momento de las partículas cargadas de forma [104]:

$$\xi_0 = \frac{Y}{2} + \sqrt{cY} - c, \quad (5.4)$$

donde $Y = \ln(E_{\text{jet}} \sin(\theta_c) / Q_{\text{eff}})$ y $c = 0.29$. Por lo tanto, simplificando la ecuación (5.4), se

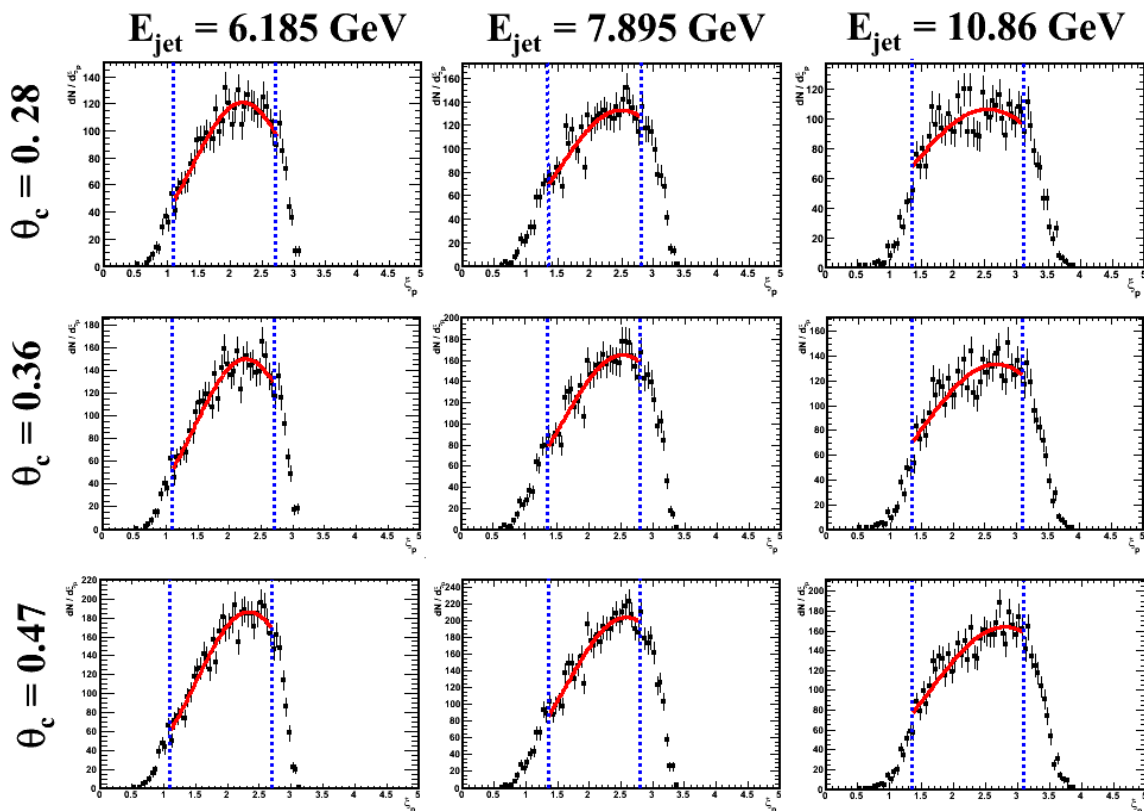


Figura 5.28: Las distribuciones de ξ_p medidas en los 3 diferentes rangos de la energía de jets E_{jet} usando 3 diferentes valores de θ_c . Los puntos han sido ajustados usando una distribución gaussiana en los rangos mostrados por las líneas punteadas verticales.

puede derivar una relación de forma:

$$Q_{\text{eff}} = \frac{E_{\text{jet}} \sin(\theta_c)}{\exp[(\sqrt{0.87 + 2\xi_0} - 0.54)^2]}. \quad (5.5)$$

En la tabla 5.6 se presentan los valores obtenidos del parámetro Q_{eff} después de realizar el cálculo de acuerdo a la ecuación (5.5), y en la figura 5.29 se presentan los valores de Q_{eff} obtenidos al hacer el ajuste gaussiano para los 3 valores de energías de jets y 3 ángulos alrededor del eje del jet.

Debido a la falta de estadística, hemos analizado sólo un pequeño rango de valores

Energía del jet (GeV)	$\theta_c = 0.28$	$\theta_c = 0.36$	$\theta_c = 0.47$
6.185	2.189 ± 0.037	2.255 ± 0.044	2.333 ± 0.062
7.895	2.494 ± 0.068	2.524 ± 0.076	2.581 ± 0.083
10.86	2.524 ± 0.077	2.668 ± 0.092	2.798 ± 0.104

Tabla 5.5: Valores de la posición del pico (ξ_0) de las distribuciones después de realizar el ajuste con una función gaussiana.

Energía del jet (GeV)	$\theta_c = 0.28$	$\theta_c = 0.36$	$\theta_c = 0.47$
6.185	79.8 ± 4.5	92.0 ± 6.2	105.15 ± 10.05
7.895	64.2 ± 9.7	77.85 ± 9.15	91.7 ± 11.8
10.86	84.0 ± 10.1	85.8 ± 12.3	90.21 ± 14.51

Tabla 5.6: Valores del corte energético mínimo (Q_{eff}) de producción de cascada obtenidos usando el ajuste gaussiano a las distribuciones de momento transversal de partículas en dijets.

de energías de jets, pero de la tabla 5.6 y de la figura 5.29 podemos concluir que los valores de Q_{eff} extraídos de conos más abiertos tienden a ser sistemáticamente más grandes. Esto está conectado con las posibles fallas de la validez de la aproximación MLLA para partículas en conos muy abiertos, ya que la aproximación es estrictamente válida para partones colineales. Por lo tanto, tomando el valor promedio de los puntos obtenidos para un cono de $\theta_c = 0.28$ radianes, obtenemos el valor de $Q_{eff} = 76 \pm 18.1$ MeV. De la Ec. (5.5) podemos ver que la posición del pico ξ_0 es función de $E_{jet} \sin(\theta_c)/Q_{eff}$, y por lo tanto la figura 5.30 sugiere que ξ_0 escala con la energía $E_{jet} \sin(\theta_c)$ de acuerdo a la predicción teórica de MLLA.

5.7.1. Diferencia de multiplicidades en jets inducidos por gluones y quarks

La Cromodinámica Cuántica (QCD) contiene dos tipos básicos de partículas: quarks y gluones. Los quarks transportan un solo índice de color, mientras que los gluones llevan dos índices de color. Debido a esta diferencia, los quarks y gluones difieren entre sí en sus fuerzas relativas de acoplamiento para emitir un gluón adicional. Estas fuerzas

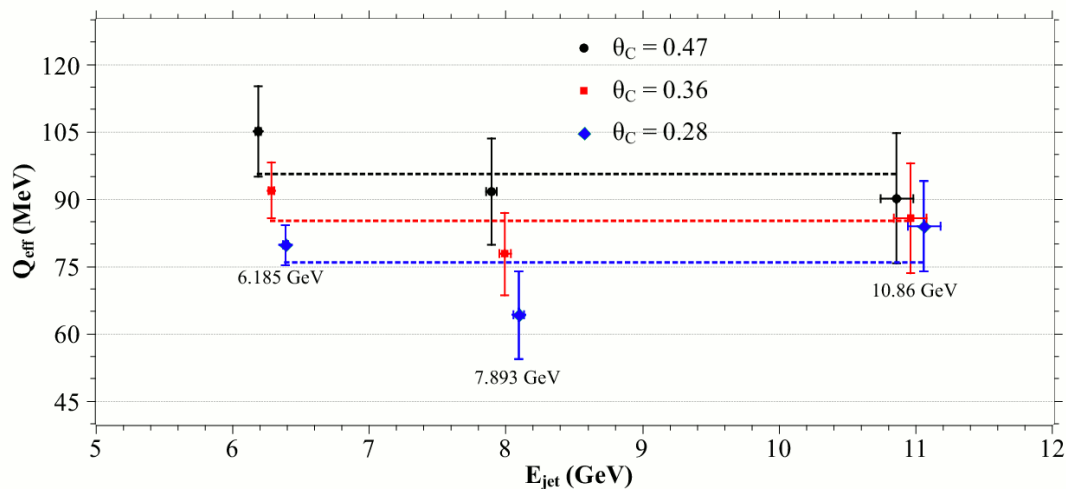


Figura 5.29: Los valores de Q_{eff} extraídos del ajuste gaussiano para 3 valores de θ_c , en función de la energía del jet E_{jet} . Las líneas punteadas muestran un ajuste lineal a los datos.

relativas son caracterizadas por los factores de Casimir C_A y C_F : la fuerza relativa del acoplamiento tipo gluón-gluón tiene un valor de $C_A = 3$, mientras que la fuerza relativa del acoplamiento quark-gluón tiene un valor de $C_F = 4/3$. Un quark q ó un gluón g producidos en una interacción de alta energía a distancias cortas se evolucionan a través de la radiación de quarks y gluones adicionales creando jets de partículas colimadas y cuyas propiedades, como la multiplicidad, se puede predecir mediante la teoría perturbativa. Ya que C_A y C_F tienen diferentes valores, las propiedades de los jets iniciados por quarks y gluones difieren unos de otros, incluso si los jets son producidos con las mismas condiciones. La multiplicidad promedio de partones radiados dentro de un jet inducido por un quark o un gluón, $N_{quark-jet}^{partones}$ o $N_{gluon-jet}^{partones}$, difieren por la razón de los factores de Casimir [106]:

$$r = \frac{N_{gluon-jet}^{partones}}{N_{quark-jet}^{partones}} = \frac{C_A}{C_F} = \frac{9}{4} - (\text{correcciones de la QCD}), \quad (5.6)$$

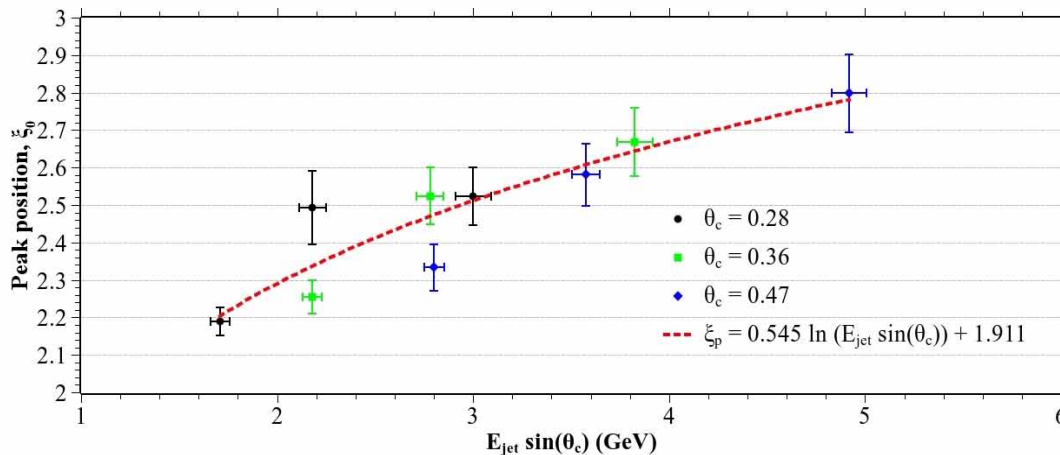


Figura 5.30: La relación entre la posición del pico ξ_o y la energía del jet $E_{jet} \sin(\theta_c)$. Datos ajustados con una función logarítmica.

donde las correcciones analíticas de la QCD a siguiente orden disminuyen la razón y predicen un rango de $r = 1.6 - 1.8$ [107]. Las mediciones hechas en LEP y Tevatron presentan un amplio rango de valores, $1.1 < r < 2.3$, y las discrepancias con las predicciones de la QCD son probablemente debido al limitado espacio fase de las energías de jets durante los análisis [100, 101, 108].

Los jets producidos en colisiones pp y estudiados durante nuestro análisis son una mezcla de jets originados por quarks y gluones, y usando el esquema de la aproximación MLLA y la hipótesis de LPHD, la multiplicidad de partones se relaciona con la multiplicidad de hadrones cargados de forma:

$$N_{jet}^{chg} = K_{LPHD}^{charged} (\epsilon_g + (1 - \epsilon_g) \frac{1}{r}) F_{nMLLA} N_{gluon-jet}^{partones}, \quad (5.7)$$

donde la fracción de jets de gluones y quarks se denota como ϵ_g y $\epsilon_q = (1 - \epsilon_g)$, r es la razón de multiplicidades de partones en jets de gluones y quarks que buscamos, $K_{LPHD}^{charged}$ es

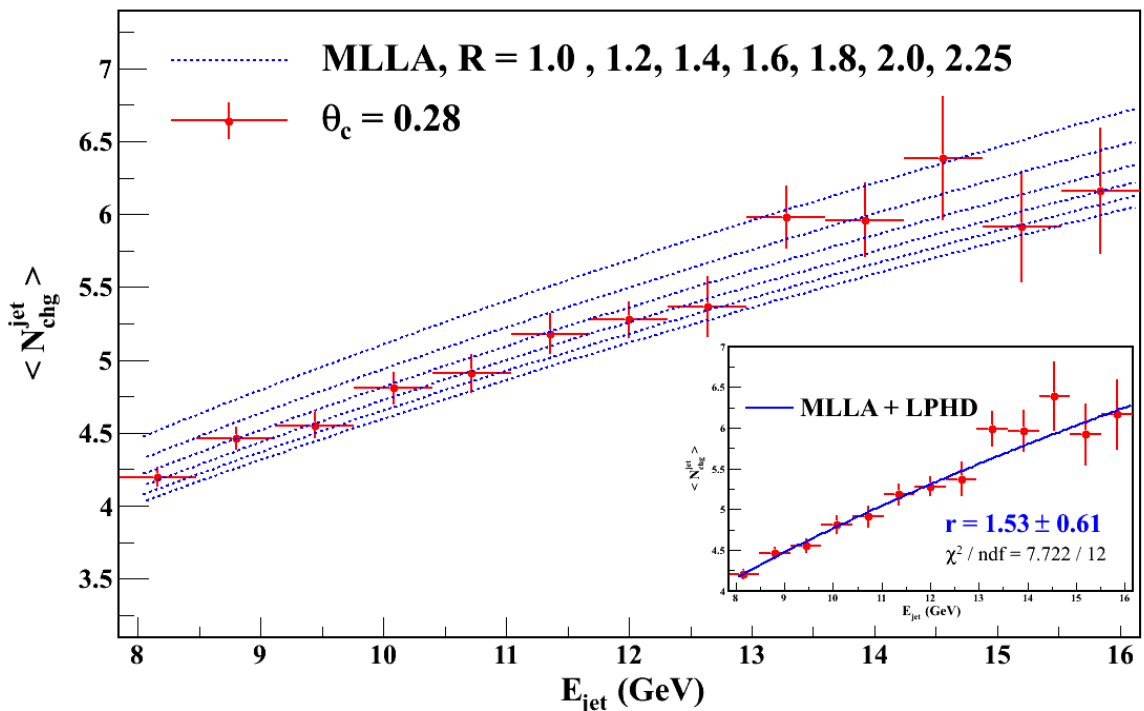


Figura 5.31: Multiplicidad promedio de partículas cargadas por jet dentro de un cono de tamaño $\theta_c = 0.28$ radianes en eventos de dijets (puntos con error) en función de la energía del jet E_{jet} . Una serie de curvas calculadas con MLLA corresponden a los diferentes valores de R (de arriba abajo $R = 1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0, 2.25$). El ajuste con MLLA realizado a los datos es mostrado en el recuadro.

un factor de escala de normalización, F_{nMLLA} representa la corrección a siguiente orden de la multiplicidad de partones en jets de gluones $N_{\text{gluon-jet}}^{\text{partones}}$, la cual a su vez está dada por una expresión analítica que depende solamente del corte energético Q_{eff} (ver Apéndice D).

La ecuación (5.7) implica el conocimiento previo de las fracciones relativas de jets de quarks y gluones en la muestra de dijets. Estas fracciones han sido extraídas usando los diferentes tipos de procesos generados por PYTHIA (empleando la función de distribución de partones *CTEQ5M*), y encontramos que $\varepsilon_g = 80\%$ con error mínimo para las masas de

dijets estudiadas⁶. El factor de corrección F_{nMLLA} a la multiplicidad $N_{\text{gluon-jet}}^{\text{partones}}$ de partones en un jet de gluones para la siguiente orden de aproximación (nMLLA) está dado por: $F_{\text{nMLLA}} = 1.3 \pm 0.2$, y el valor de $K_{\text{LPHD}}^{\text{charged}} = 0.57 \pm 0.11$ [102].

Asumiendo que la multiplicidad de partículas cargadas constitutivas evoluciona con respecto a la energía del jet de acuerdo a las predicciones de la aproximación MLLA y la hipótesis de LPHD, podemos ajustar la distribución de partículas cargadas dentro de un ángulo $\theta_c = 0.28$ alrededor del eje del jet para eventos con dijets reconstruidos usando el parámetro $Q_{\text{eff}} = 76 \pm 18.1$ MeV hallado anteriormente para nuestra muestra de dijets en función de un sólo parámetro – la razón de multiplicidades de partones en jets de gluones y quarks r . El resultado obtenido se muestra en la figura 5.31, revelando que la razón de la multiplicidad en jets inducidos por quarks y gluones se encuentra dentro del rango $r = 1.53 \pm 0.61$, que es consistente con las predicciones de la QCD [107], así como con las mediciones de $r = 1.64 \pm 0.17$ hechas en el experimento CDF para energías de jets $E_{\text{jet}} = 41 - 53$ GeV [110].

⁶PYTHIA predice que la fracción de jets inducidos por gluones (ϵ_g) es del orden de 73% para energías de jets $E_T^{\text{jet}} \simeq 50$ GeV, y disminuye hasta 20% para energías de jets por encima de 350 GeV [109].

Capítulo 6

Conclusiones

En el presente trabajo se estudiaron las propiedades de jets en colisiones protón-protón a energías del LHC. El estudio está basado en eventos generados por PYTHIA y PHOJET y completamente reconstruidos por *GEANT3* en el detector ALICE.

El análisis comienza con una reconstrucción topológica de jets, con el uso de variables globales del evento con el método ESA en conjunto con el algoritmo de cono de ALICE, lo que permite estudiar una “muestra limpia” en comparación con los resultados obtenidos al reconstruir jets sólo con el algoritmo de cono.

Posteriormente, en base al entendimiento de las fortalezas de la reconstrucción de jets usando ESA y JETAN, se desarrolló el estudio de las multiplicidades de partículas cargadas en jets. Las distribuciones obtenidas de las dependencias de la multiplicidad promedio de partículas cargadas por jet con respecto a las energías transversas de los jets para los casos de los generadores PYTHIA y PHOJET siguen una tendencia de crecimiento logarítmico de número de partículas constitutivas al aumentarse la energía transversa de

los jets. La diferencia observada entre los resultados de los dos generadores usados para la producción de jets es debida a los distintos modelos de tratamiento de las interacciones multipartónicas de proceso duros.

Para los jets generados por PYTHIA, se calculó la fracción de la energía del jet llevada por las diferentes especies de hadrones cargados (piones, kaones y protones), encontrándose un 64% para piones, 19% para kaones y el 15% de la energía del jet llevada por protones. Los resultados obtenidos muestran que la fragmentación del partón duro dispersado durante la colisión en hadrones finales es isotrópica e independiente de la energía del jet originado para rangos de energías transversas de $10 < E_T^{\text{jet}} < 20\text{GeV}$.

El análisis llevado a cabo sobre el patrón de la distribución de la energía total reconstruida en eventos con 2 jets muestra que éstos se producen en la mayoría de los casos, con energías transversas iguales a la dirección del haz y en dirección opuesta. Para el caso de eventos con 3 jets reconstruidos, hemos observado que el gráfico de Dalitz muestra perfectamente las posibles topologías en el espacio de configuraciones de los 3 jets, los cuales son el resultado genuino de un efecto dinámico llamado “*gluón bremsstrahlung*”.

Una cuestión clave fue tratar de comprender cuál es el mecanismo de la hadronización y la implicación de éste en los espectros de bariones y mesones producidos. Al realizar correlaciones de protón-antiprotón dentro de jets individuales, hemos encontrado que el mecanismo de producción de pares protón-antiprotón en colisiones pp está dominado por la conservación local del número bariónico. De manera análoga, las correlaciones de kaones positivos y negativos constituyentes de los jets sugieren que el proceso de fragmentación de los jets conserva el número cuántico de extrañeza. Un resultado interesante es el que mues-

tran los cálculos de la diferencia energética entre $p\bar{p}$ y K^+K^- en jets, los cuales indican que sin importar la multiplicidad o la energía del jet producido, hay una fuerte correlación energética entre los bariones y los kaones finales constitutivos no-líderes. Particularmente, la diferencia energética de los pares protón-antiprotón $\langle p_T^{(\text{protón})}/p_T^{(\text{anti-protón})} \rangle = 0.64 \pm 0.05$, y para los pares de kaones positivos y kaones negativos: $\langle p_T^{(K^+)}/p_T^{(K^-)} \rangle = 0.6 \pm 0.05$.

Se espera que el experimento ALICE sea capaz de estudiar la fragmentación de jets de una forma más precisa gracias a su capacidad para identificar partículas y medir sus propiedades, lo que nos permitirá entender los resultados de las mediciones de las distribuciones de momentos de partículas cargadas en dijets en los primeros meses de colisiones en el LHC. El resultado obtenido de la razón de las multiplicidades en jets inducidos por quarks o gluones $r = 1.53 \pm 0.61$ también podrá verificarse con los primeros datos. Estos análisis a escala de energía mayor podrán ser observados con el detector VHMPID en el experimento ALICE, el cual proporcionará una posibilidad de discernir bariones y mesones en rangos de energía de hasta 18 – 24 GeV para protones, así como aclarará los detalles sobre las correlaciones de bariones y mesones.

Finalmente, queremos hacer notar que las mediciones de producción de jets en colisiones protón-protón realizadas en el presente trabajo son importantes para entender y caracterizar la producción de partículas finales tanto en colisiones protón-protón, como en colisiones ión-ión.

Bibliografía

- [1] R. K. Ellis, W. J. Stirling y B. R. Webber, *QCD and Collider Physics*. Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology, 1996.
- [2] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
- [3] J. F. Gunion, H. Haber, G. Kane, S. Dawson and H. E. Haber, *The Higgs Hunter's Guide*. Addison-Wesley, 1990.
- [4] W. M. Cottingham and D. A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, 1998.
- [5] D. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973).
- [6] R. Brock *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 157 (1995).
- [7] C. Amsler *et al.*, *Phys. Lett.* **B667**, 1 (2008).
- [8] <http://web.ihep.su/dbserv/compas/index.html>.
- [9] R. D. Feynman, *Photon-hadron interactions*. Benjamin New York, 1972.
- [10] M. G. Green, S. L. Lloyd, P. N. Ratoff and D. R. Ward, *Electron - Positron Physics at the Z*. Studies in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation, 1998.

- [11] H. L. Lai *et al.*, (CTEQ Collaboration), *Eur. Phys. J.* **C12**, 375 (2000).
- [12] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **D179**, 1547 (1969).
- [13] S. M. Berman, J. D. Bjorken and J. B. Kogut, *Phys. Rev.* **D4**, 3388 (1971).
- [14] R. Blankenbecler, S. J. Brodsky and J. F. Gunion, *Phys. Lett.* **B42**, 461 (1972).
- [15] R. F. Cahalan *et al.*, *Phys. Rev.* **D11**, 1199 (1975).
- [16] M. Della-Negra *et al.*, (CCHK Collaboration), *Nucl. Phys.* **B127**, 1 (1977).
- [17] R. P. Feynman, R. D. Field and G. C. Fox, *Nucl. Phys.* **B128**, 1 (1977).
- [18] B. Alper *et al.*, (British-Scandinavian Collaboration), *Phys. Lett.* **B44**, 521 (1973).
- [19] W. M. Geist *et al.*, *Phys. Rep.* **197**, 263 (1990).
- [20] R. D. Field and R. P. Feynman, *Phys. Rev.* **D15**, 2590 (1977).
- [21] B. Andersson *et al.*, *Phys. Lett.* **B83**, 379 (1979).
- [22] B. Andersson *et al.*, *Phys. Rep.* **97**, 31 (1983).
- [23] T. Sjostrand, *Nucl. Phys.* **B248**, 469 (1984).
- [24] G. Hanson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1609 (1975).
- [25] D. P. Barber *et al.*, (MARK-J Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **43**, 830 (1979).
- [26] S. D. Ellis and M. B. Kislinger, *Phys. Rev.* **D9**, 2027 (1974).
- [27] J. D. Bjorken, *Acta Phys. Pol.* **B5**, 145 (1974).

- [28] S. D. Ellis *et al.*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **60**, 484 (2008).
- [29] T. Akesson *et al.*, (AFS Collaboration), *Phys. Lett.* **B123**, 133 (1983).
- [30] J. Appel *et al.*, (UA2 Collaboration) *Phys. Lett.* **B160**, 349 (1985).
- [31] G. Arnison *et al.*, (UA1 Collaboration), *Phys. Lett.* **B172**, 461 (1986).
- [32] F. Abe *et al.*, (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **62**, 613 (1989).
- [33] <http://www.cern.ch>.
- [34] K. Aamodt *et al.*, (ALICE Collaboration), *JINST* **3**, S08002 (2008).
- [35] <http://aliceinfo.cern.ch>.
- [36] J. Letessier y J. Rafelski, *Hadrons and Quark Gluon Plasma*. Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology, 2002.
- [37] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration), *Nucl. Phys.* **A757**, 102 (2005).
- [38] F. Carminati *et al.*, (ALICE Collaboration), *J. Phys.* **G30**, 1517 (2004).
- [39] G. Herrera-Corral, *AIP Conf. Proc.* **917**, 231 (2007).
- [40] E. Cuautle, G. Paic, and R. Alfaro, *Rejection of beam gas interaction in pp collisions and timing requirements*, ALICE-INT-2004-021 (2004).
- [41] E. Garcia, (VHMPID Proto-Colaboration), *AIP Conf. Proc.* **1116**, 142 (2009).
- [42] S. Adler *et al.*, (PHENIX Collaboration), *Phys. Rev.* **C69**, 034909 (2004).
- [43] E. Cuautle and G. Paic, *J. Phys.* **G35**, 075103 (2008).

- [44] G. Dellacasa *et al.*, (ALICE Collaboration), *ALICE ITS Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-12 (1999).
- [45] G. Dellacasa *et al.*, (ALICE Collaboration), *ALICE TPC Technical Design Report*, CERN/LHCC/2000-001 (2000).
- [46] C. Grupen, *Particle detectors*. Cambridge University Press, 1996.
- [47] C. Lippmann, *The Time Projection Chamber for the ALICE Experiment*, arXiv:nucl-ex/0809.5133.
- [48] P. Cortese *et al.*, (ALICE Collaboration), *ALICE TRD Technical Design Report*, CERN/LHCC/2001-021 (2001).
- [49] G. Dellacasa *et al.*, (ALICE Collaboration), *ALICE TOF Technical Design Report*, CERN/LHCC/2000-12 (2000).
- [50] S. Beolè *et al.*, (ALICE Collaboration), *ALICE HMPID Technical Design Report*, CERN/LHCC/1998-19 (1998).
- [51] <http://aliceinfo.cern.ch/Offline/>.
- [52] <http://root.cern.ch/>.
- [53] B. Alessandro *et al.*, (ALICE collaboration), *J. Phys.* **G32**, 1295 (2006).
- [54] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>.
- [55] B. Batyunya, Yu. Belikov and K. Safarik, *Kalman filtering application for track recognition and reconstruction in ALICE tracking*. ALICE-INT-97-24 (1997).

- [56] G. D'Agostini, *Nucl. Instrum. Meth.* **A362**, 487 (1995).
- [57] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, *JHEP* **05**, 026 (2006).
- [58] A. Moraes, C. Buttar and I. Dawson, *Eur. Phys. J.* **C50**, 435 (2007).
- [59] R. Engel and J. Ranft, *Phys. Rev.* **D54**, 4244 (1996).
- [60] A. Capella *et al.*, *Phys. Rept.* **236**, 225 (1994).
- [61] M. Dobbs *et al.*, *Les Houches Physics at Tev Colliders 2003*, arXiv:hep-ph/0403100v1.
- [62] P. Cortese *et al.*, (ALICE Collaboration), *ALICE Computing Technical Design Report*, CERN/LHCC/2005-018 (2005).
- [63] A. Breakstone *et al.*, (ABCDHW Collaboration), *Phys. Rev.* **D30**, 528 (1984).
- [64] J. Conrad, J. G. Contreras and C. E. Jørgensen, *Minimum Bias Triggers in p-p collisions with the VZERO and the SPD*, ALICE-INT-2005-025 (2005).
- [65] V. Barone and E. Predazzi, *High-Energy Particle Diffraction*. Springer, 2002.
- [66] G. C. Blazey *et al.*, “Run II Jet Physics”, arXiv:hep-ex/0005012.
- [67] S. Catani, Yu. L. Dokshitzer and B. R. Webber, *Phys. Lett.* **B285**, 291 (1992).
- [68] G. Sterman and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1436 (1977).
- [69] G. Arnison *et al.*, (UA1 Collaboration), *Phys. Lett.* **B132**, 214 (1983).
- [70] J. G. Rushbrooke, *Hadronic Interactions At Highest Energies*, CERN-EP-85-178 (1985).

- [71] J. E. Huth *et al.*, *Towards a standarization of jet definitions*. FNAL/C-90/249-E (1990).
- [72] A. Morsch *et al.*, (ALICE Collaboration), *AIP Conf. Proc.* **1026**, 72 (2008).
- [73] C. A. Loizides, *Jet physics in ALICE*, arXiv:nucl-ex/0501017v3.
- [74] S. L. Blyth *et al.*, *J. Phys.* **G34**, 271 (2007).
- [75] M. H. Seymour, *Nucl. Phys.* **B513**, 269 (1998).
- [76] S. Brandt *et al.*, *Phys. Lett.* **12**, 57 (1964).
- [77] E. Farhi, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1587 (1977).
- [78] H. Georgi and M. Machacek, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1237 (1977).
- [79] A. Banfi, G. P. Salam and G. Zanderighi, *JHEP* **08**, 062 (2004).
- [80] A. Ayala *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C62**, 535 (2009).
- [81] A. Ortiz-Velazquez and G. Paic, *Event Shape Analysis in ALICE*, ALICE Internal Note (accepted), (2009).
- [82] J. F. Grosse-Oetringhaus, *Measurement of the Charged-Particle Multiplicity in Proton-Proton Collisions with the ALICE Detector*, CERN-THESIS-2009-033 (2009).
- [83] J. A. Appel *et al.*, (UA2 Collaboration), *Z. Phys.* **C30**, 341 (1986).
- [84] D. Acosta *et al.*, (CDF Collaboration), *Phys. Rev.* **71**, 032002 (2005).
- [85] M. Anselmino *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 1199 (1993).

- [86] B. Gustafson and G. Sjostrand, *Nucl. Phys.* **B197**, 45 (1982).
- [87] B. Alper *et al.*, (British-Scandinavian Collaboration), *Nucl. Phys.* **B100**, 237 (1975).
- [88] L. Apanasevich *et al.*, (E706 Collaboration), *Phys. Rev.* **D68**, 052001 (2003).
- [89] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration), *Phys. Lett.* **B637**, 161 (2006).
- [90] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **D27**, 140 (1983).
- [91] I. G. Bearden *et al.*, (BRAHMS Collaboration), *Phys. Lett.* **B607**, 42 (2005).
- [92] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **92**, 112301 (2004).
- [93] G. C. Rossi and G. Veneziano, *Nucl. Phys.* **B123**, 507 (1977).
- [94] D. Kharzeev, *Phys. Lett.* **B378**, 238 (1996).
- [95] A. Capella and B. Z. Kopeliovich, *Phys. Lett.* **B381**, 325 (1996).
- [96] E. Cuautle and G. Paic, *Study of the pion and proton production in pp collisions at 14 TeV*, ALICE-INT-2005-027 (2005).
- [97] H. Aihara *et al.*, (TPC Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **57**, 3140 (1986).
- [98] A. Sickles (for the PHENIX Collaboration), *Nucl. Phys.* **A783**, 555 (2007).
- [99] D. Muller *et al.*, (SLD Collaboration), *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **86**, 7 (2000).
- [100] G. Alexander *et al.*, (OPAL Collaboration), *Phys. Lett.* **B265**, 462 (1991).
- [101] P. Abreu *et al.*, (DELPHI Collaboration), *Phys. Lett.* **B449**, 383 (1999).
- [102] T. Affolder *et al.*, (CDF Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **87**, 211804 (2001).

- [103] D. Acosta *et al.*, (CDF Collaboration), *Phys. Rev.* **D68**, 012003 (2003).
- [104] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller and S. I. Troyan, *Basics of Perturbative QCD*. Editions Frontieres, 1991.
- [105] Y. I. Azimov *et. al.*, *Z. Phys.* **C27**, 65 (1985).
- [106] S. J. Brodsky and J. Gunion, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 402 (1976).
- [107] I. M. Dremin and J. W. Gary, *Phys. Rept.* **349**, 301 (2001).
- [108] T. Aaltonen *et al.*, (CDF Collaboration), *Phys. Rev.* **D94**, 092001 (2008).
- [109] D. Acosta *et al.*, (CDF Collaboration), *Phys. Rev.* **D71**, 112002 (2005).
- [110] D. Acosta *et al.*, (CDF Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **94**, 171802 (2005).
- [111] N. Armesto *et al.*, *J. Phys.* **G35**, 054001 (2008).
- [112] V. Cerny, P. Lichard and J. Pisut, *Phys. Rev.* **D16**, 2822 (1977).
- [113] T. Meyer, *Z. Phys.* **C12**, 77 (1982).
- [114] S. Ekelin *et al.*, *Phys. Rev.* **D30**, 2310 (1984).
- [115] B. Andersson, G. Gustafson and T. Sjostrand, *Phys. Scripta* **32**, 574 (1985).
- [116] P. Eden and G. Gustafson, *Z. Phys.* **C75**, 41 (1997).
- [117] W. Bartel *et al.*, (JADE Collaboration), *Z. Phys.* **C9**, 315 (1981).

Apéndice A

Sistema de coordenadas y las variables cinemáticas

A.1. Sistema de coordenadas.

El sistema de coordenadas de ALICE, mostrado en forma esquemática en la figura A.1, es un sistema ortogonal cartesiano con el *origen en el punto de interacción del haz* ($x = y = z = 0$). Los ejes, el ángulo azimutal ϕ y el ángulo polar θ se definen como [53]:

- *el eje x* es perpendicular a la dirección del haz y alineado con el plano horizontal del LHC y apunta al centro del anillo del LHC;
- *el eje y* es perpendicular al eje x y a la dirección del haz, el eje positivo apunta hacia arriba y el eje negativo apunta del punto de origen hacia abajo;
- *el eje z* es paralelo a la dirección del haz, con el sentido positivo orientado en la dirección opuesta a la del espectrómetro de muones;

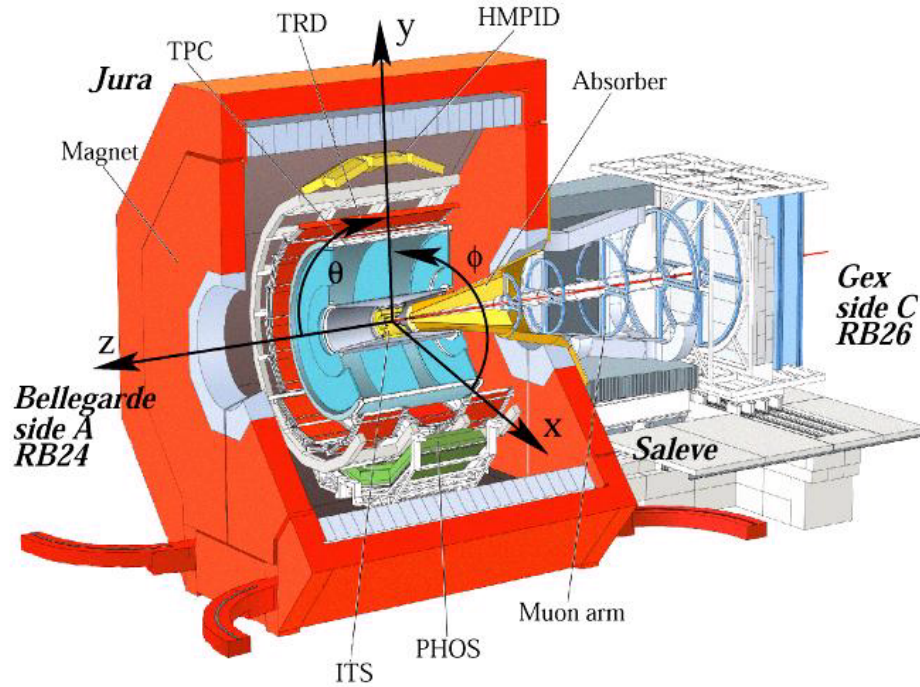


Figura A.1: El sistema de coordenadas de ALICE

- *el ángulo azimutal ϕ se define en el plano xy e incrementa en contra del sentido de las manecillas del reloj del eje x ($\phi = 0$), pasando por el eje y ($\phi = \pi/2$) hasta el eje x ($\phi = 2\pi$), con el observador estando en el eje negativo z y viendo hacia el punto de origen;*
- *el ángulo polar θ se incrementa de z ($\theta = 0$) al plano xy ($\theta = \pi/2$) hasta $-z$ ($\theta = \pi$).*

A.2. Variables cinemáticas.

Para el estudio de la dispersión inelástica de dos hadrones se consideran variables cinemáticas que son invariantes de Lorentz y que están relacionadas con cantidades medibles en el experimento. Dada una colisión de haces, cuyo eje de haz es el eje z , las componentes de momento de las partículas producidas son: p_x, p_y y p_z , se define el momento transverso p_T y el momento longitudinal p_L de forma:

$$\begin{aligned} p_T^2 &= p_x^2 + p_y^2; \\ p_L &= p_z. \end{aligned} \tag{A.1}$$

La masa transversa m_T se define como $m_T^2 = m^2 + p_T^2$, donde m es la masa invariante de la partícula. En términos de la rapidez (y), el momento transverso (p_T) y el ángulo azimutal (ϕ) se puede escribir el cuadri-momento de una partícula de masa m como:

$$p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z) = (m_T \cosh y, p_T \sin \phi, p_T \cos \phi, m_T \sinh y), \tag{A.2}$$

y la rapidez se introduce mediante la ecuación:

$$y = \tanh \beta \text{ o } y = -\frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} = -\frac{1}{2} \ln \frac{1 + \frac{p_z c}{E}}{1 - \frac{p_z c}{E}}, \tag{A.3}$$

donde E es la energía de la partícula y $\beta = v/c$. Ya que $p_z = p \cos \theta$, $p = \gamma m v$, $E = \gamma m c^2$ entonces:

$$\frac{p}{E} = \frac{v}{c^2} = \frac{\beta}{c} \implies \frac{p_z}{E} = \frac{\beta}{c} \cos \theta, \tag{A.4}$$

y sustituyendo en la Ec. (A.3) obtenemos:

$$y = -\frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta}. \tag{A.5}$$

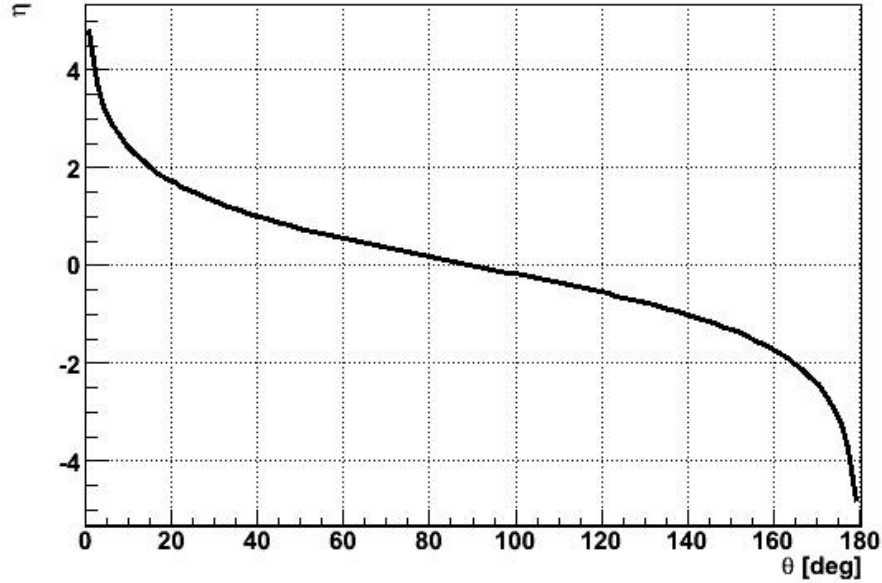


Figura A.2: Pseudorapidez η en función del ángulo de dispersión θ .

Para partículas relativistas, $m \ll p$, entonces $\beta \rightarrow 1$, y por lo tanto la rapidez está relacionada con una nueva variable llamada pseudorapidez (η)

$$y \implies \eta = -\frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right), \quad (\text{A.6})$$

que se aproxima a la rapidez en el límite relativista y puede ser usada sin conocimiento alguno del cuadri-momento total. La figura A.2 muestra la relación entre la pseudorapidez η y el ángulo de dispersión θ .

Apéndice B

Análisis de jets en el marco

AliRoot

El software desarrollado específicamente para el estudio de jets en ALICE se encuentra dentro del marco de análisis AliRoot, en el directorio $\$ALICE_ROOT/JETAN$ [51, 73, 74]. Las clases del código para el análisis de jets se presentan en la figura B.1, conjuntamente con la relación entre ellos. El usuario debe seleccionar el algoritmo (por ejemplo AliUA1JetFinder que es el algoritmo de cono de ALICE) y los parámetros de búsqueda de jets (para ello, en el caso del algoritmo de cono que requiere de parámetros como el radio del cono y la energía mínima de jet, se usa la clase AliUA1JetHeader), basándose en los criterios necesarios para un análisis dado.

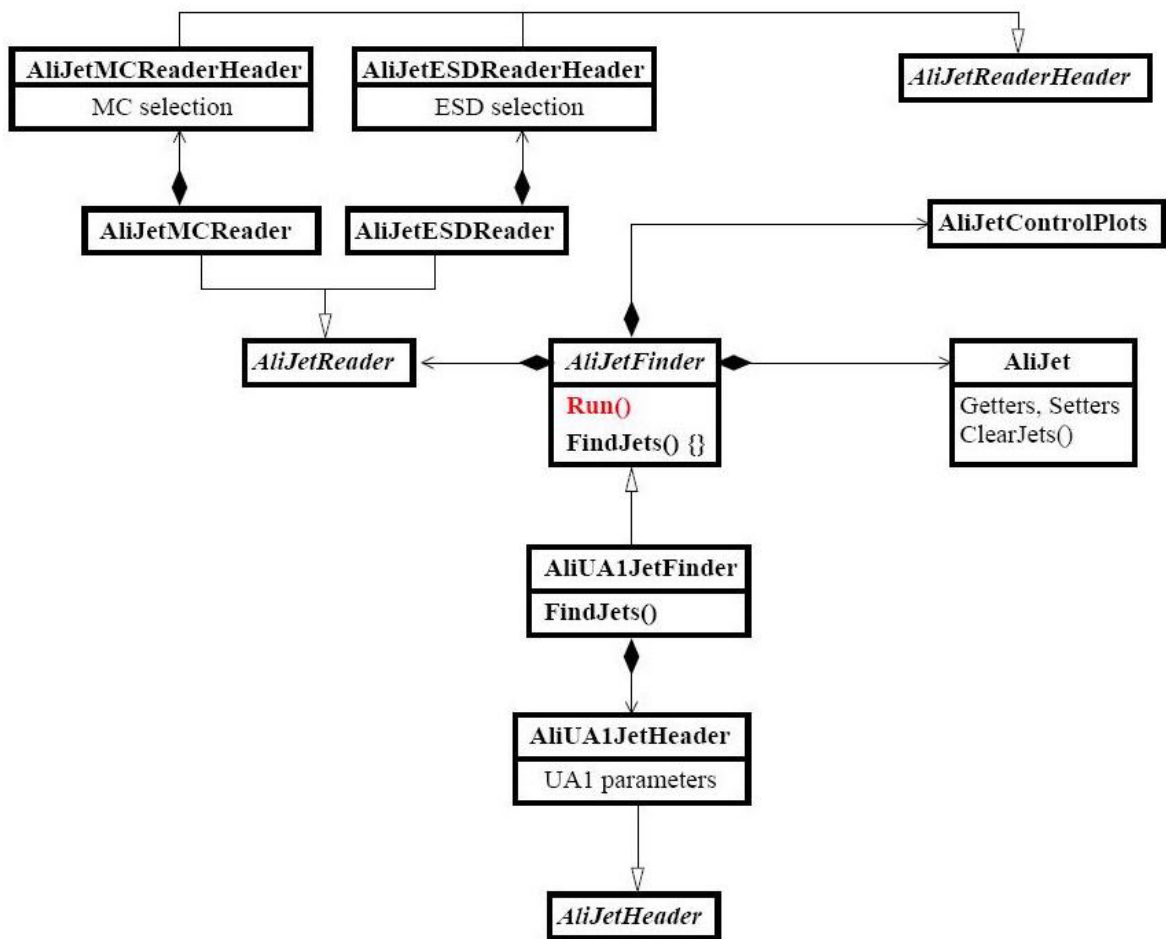


Figura B.1: Diagrama de flujo de clases en el código para el análisis de jets dentro de AliRoot.

Apéndice C

Producción de bariones en jets

Contrariamente a la producción de mesones (que puede ser vista como una simple rotura de las cuerda entre $q - \bar{q}$), el mecanismo de juntar 3 quarks para producir un barión no es trivial. Algunos de los modelos fenomenológicos de la descripción de la producción de bariones en jets se basan en la idea de que, además de la creación de pares quark-antiquark, también son producidos pares *diquark-antidiquark* en el campo de color [85]. Consideremos la producción de bariones B y antibariones \bar{B} observados en jets en un contexto fenomenológico, presentando a continuación los diferentes mecanismos de producción de B y \bar{B} :

1. Recombinación de quarks asumiendo una ocurrencia aleatoria de tripletes de quarks con probabilidades diferentes para cada sabor y creados por separado [112], esquemáticamente presentado en la figura C.1a.
2. Creación de un par diquark-antidiquark ($D\bar{D}$) o un par barión – antibarión directamente, como es visto en la figura C.1b [113, 114]. Se asume que el protón puede ser visto como un sistema predominantemente de $u(ud)_0$, con $(ud)_0$ ocupando solo un

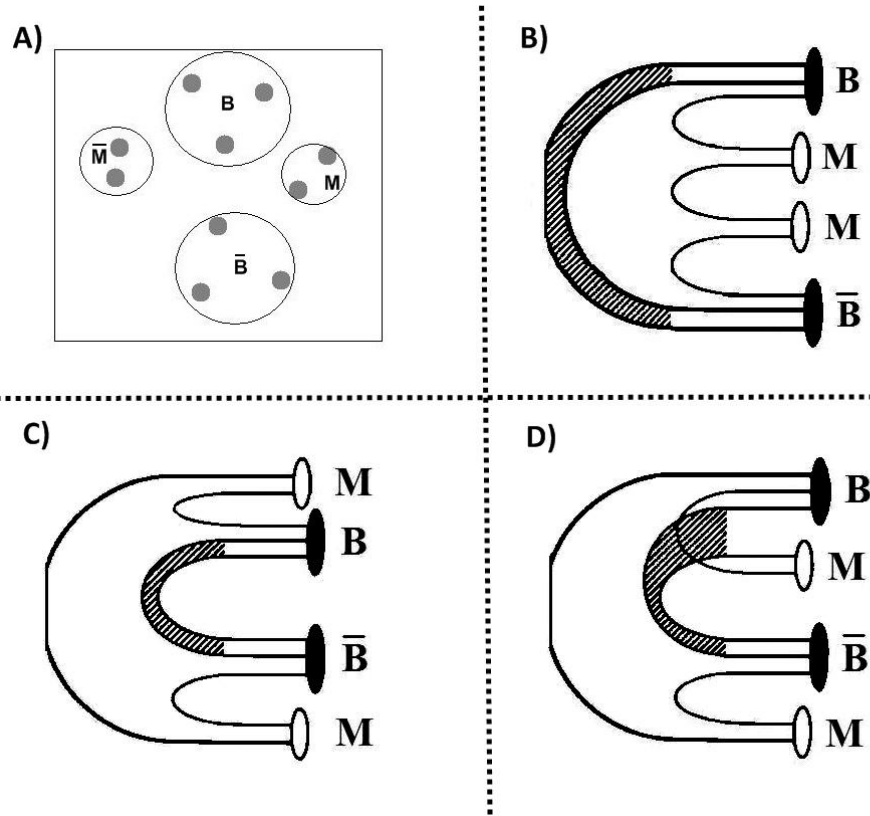


Figura C.1: Los mecanismos básicos de producción de bariones en jets. B denota a un barión, \bar{B} denota un antibarión, y M - a un mesón.

pequeño porcentaje del todo el volumen del protón, y una componente de gluones siendo contenida dentro del diquark. Así, la producción de protones en colisiones pp es vista como una dispersión elástica de diquarks: el diquark $(ud)_0$ es elásticamente dispersado del protón y posteriormente se fragmenta en un barión. Notemos, que el modelo predice que *el barión y el antibarión deberán ser partículas líderes en los jets respectivos*.

3. Creación de diquarks durante la fragmentación (figura C.1c) [86]. En este caso, se espera que el *par barión -antibarión* estén cerca en el espacio fase, y, en general,

pertenezcan al mismo jet. La probabilidad relativa de producción de un par de $D\bar{D}$ con respecto a un par $q\bar{q}$ se deja como un parámetro libre. En el generador PYTHIA usado durante el análisis, el valor ajustado experimentalmente de esta relación es $\gamma_{qq}/\gamma_q = 0.1$. Asimismo, los bariones pueden producirse a partir de diquarks durante la fragmentación, con la posibilidad de la existencia de una brecha en la cuerda debido a la creación de una pareja $q\bar{q}$ que rompe el par $D\bar{D}$ [115], visto esquemáticamente en la figura C.1d. En este caso, el estricto orden de pares barión - antibarión, predicho en el modelo anterior, se verá roto por un mesón (modelo “*simple popcorn*” usado durante el presente análisis). Una nueva alternativa al mecanismo “*simple pocorn*” es el mecanismo “*advanced popcorn*” [116], que permite la producción de varios mesones intermedios, creando configuraciones de tipo $(BMMMM\bar{B})$.

Apéndice D

Aproximación analítica perturbativa

La formación de jets de hadrones se puede describir como una cascada de partones y su posterior hadronización. Dentro de la QCD perturbativa (pQCD), la cascada de partones es descrita siempre y cuando la escala de la energía involucrada es suficientemente mayor a la escala intrínseca de la QCD, Λ_{QCD} . La hadronización describe el proceso durante el cual los partones con color se convierten en hadrones sin color.

Los cálculos de la QCD perturbativa se realizan utilizando elementos hasta un cierto orden en la constante de acoplamiento fuerte, α_s . Como alternativa, un enfoque de re-suma¹ puede ser adoptado, tal como la *Aproximación Logarítmica Modificada a Primer Orden* (MLLA) [104], donde además de los elementos de orden fijo, un subconjunto de los términos dominantes de todos los órdenes en α_s están incluidos. La aproximación MLLA sólo

¹Re-suma o “*resummation*” es un procedimiento para obtener un resultado finito de una suma divergentes (serie) de funciones. Implica una definición de otra función (convergente), en la que los términos individuales de la definición de la función original se reescalan.

Apéndice D. Aproximación analítica perturbativa

puede utilizarse para describir partones a escalas por encima de un corte mínimo de energía, $Q_{\text{eff}} > \Lambda_{QCD}$. El valor de Q_{eff} se predice que será independiente del proceso considerado.

En particular, la aproximación MLLA describe el espectro de momento y multiplicidad de partones con $x_{\text{partones}} = |\vec{p}|/E_{\text{inicial}} \ll 1$, donde \vec{p} es el 3-momento del partón en el marco de referencia de centro de masa. Las predicciones analíticas llevan al llamado “*espectro límite*” de momentos de los partones, $\overline{D}^{\text{lim}} = \frac{dN_{\text{jet}}^{\text{partones}}}{d\xi_{\text{jet}}^{\text{partones}}}$, con $\xi_{\text{jet}}^{\text{partones}} = \ln(1/x^{\text{partones}})$ y $N_{\text{jet}}^{\text{partones}}$ que denota la multiplicidad de partones producidos dentro de un cono de ángulo de apertura θ_c , medido con respecto al eje del partón inicial. Para jets de gluones, el espectro límite toma la forma de:

$$D_{\text{gluon-jet}}^{\text{lim}}(\xi, Y) = A\Gamma(B) \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\tau}{\pi} e^{-B\alpha} \left[\frac{\cosh \alpha + (1 - 2\zeta) \sinh \alpha}{AY \frac{\alpha}{\sinh \alpha}} \right]^{B/2} \times \quad (\text{D.1})$$

$$I_B \left(\sqrt{4AY \frac{\alpha}{\sinh \alpha} [\cosh \alpha + (1 - 2\zeta) \sinh \alpha]} \right),$$

donde Γ es la función Gamma, I_B denota la función modificada de Bessel de orden B . Las constantes dadas por la teoría son:

$$A = \frac{4N_c}{b}; \quad B = \left(\frac{11}{3}N_c + \frac{2}{3} \frac{n_f^2}{N_c^2} \right) / b, \quad (\text{D.2})$$

con $N_c \equiv 3$ – el número de colores y $n_f \equiv 3$ – el número de sabores, $b = \frac{11}{3}N_c - \frac{2}{3}n_f$, y las demás notaciones:

$$Y = \ln\left(\frac{E_{\text{jet}} \sin(\theta_c)}{Q_{\text{eff}}}\right); \quad \alpha = \alpha_0 + i\tau; \quad \tanh \alpha_0 = 2\zeta - 1; \quad \zeta = 1 - \frac{\xi}{Y}. \quad (\text{D.3})$$

La dependencia predicha teóricamente de la distribución de momento de partones con respecto a la energía del jet es vista en la figura D.1.

A primer orden, la posición del pico del momento límite del espectro, ξ_0 , es predicha

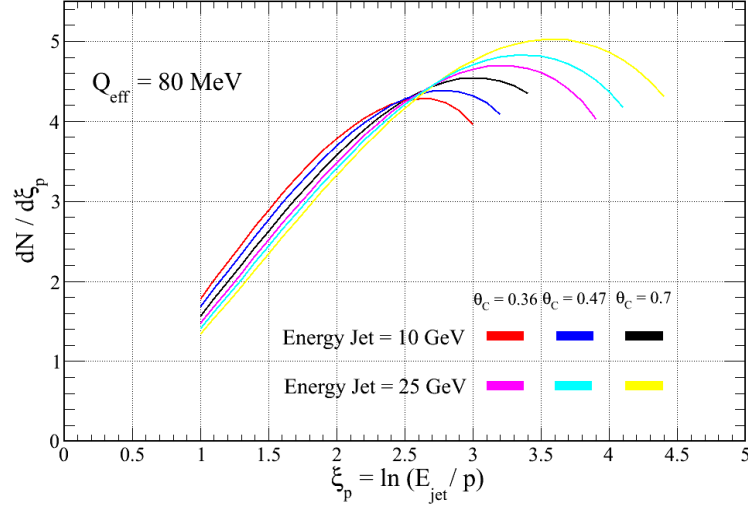


Figura D.1: Distribución de momento de partones con diferentes energías del jet (10 y 25 GeV) y diferentes ángulos de apertura del cono (0.36, 0.47 y 0.7) con $Q_{\text{eff}} = 80$ MeV calculados de acuerdo a la ecuación (D.1).

como:

$$\xi_0 = \frac{1}{2}Y + \sqrt{cY} - c, \quad (\text{D.4})$$

donde $c = \frac{11}{48} \frac{(1+2n_f/11N_c^3)^2}{1-2n_f/11N_c} = 0.29$ a primer orden.

La hipótesis de la *Dualidad Local Partón-Hadrón* (LPHD) [105] supone que las distribuciones de hadrones cargados deben estar relacionados con las distribuciones de partones mediante un factor de escala de normalización constante, $K_{\text{LPHD}}^{\text{charged}}$. La hipótesis de LPHD supone que la hadronización es local y ocurre al final del desarrollo de la cascada de partones, de modo que las propiedades de los hadrones son fuertemente relacionadas con las de los partones que los originan. En particular, el número de hadrones N_{hadrones} se relaciona con el número de partones N_{partones} a través de una constante energéticamente independiente: $N_{\text{hadrones}} = K_{\text{LPHD}} \times N_{\text{partones}}$. Una simple interpretación es que cada partón

producido durante la fase de QCD perturbativa recoge una pareja de color en el mar de vacío al final de la cascada partónica y se convierte en un hadrón, de modo que $K_{\text{LPHD}}^{\text{charged}} = N_{\text{hadrones}}^{\text{charged}}/N_{\text{partones}} \sim 1$. Entonces, para el caso de partículas cargadas, uno espera que la constante $K_{\text{LPHD}} = N_{\text{hadrones}}/N_{\text{partones}}$ debe ser aproximadamente 2/3 (una estimación directa de la fracción de partículas cargadas con respecto a todas las partículas en los jets se puede obtener mediante la medición de la fracción energética llevada por las partículas cargadas. Se ha reportado ser alrededor de 0.61 ± 0.02 sugerido por [117]).

En la aproximación MLLA, la multiplicidad $N_{\text{gluon-jet}}^{\text{partones}}$ de partones en un jet (con energía E_{jet}) originado por un gluón y dentro de un ángulo de apertura θ_c , depende de $E_{\text{jet}} \sin(\theta_c)/Q_{\text{eff}}$ de forma [104]:

$$N_{\text{gluon-jet}}^{\text{partones}} = \Gamma(B) \left(\frac{z}{2}\right)^{-B+1} I_{B+1}(z), \quad z = \sqrt{16N_c \ln\left(\frac{E_{\text{jet}} \sin(\theta_c)}{Q_{\text{eff}}}\right)/b} \quad (\text{D.5})$$

donde I_{B+1} denota la función modificada de Bessel de orden $B + 1$. Al usar el factor de corrección F_{nMLLA} a la multiplicidad $N_{\text{gluon-jet}}^{\text{partones}}$ de partones en un jet de gluones para la siguiente orden de aproximación (nMLLA), dado por: $F_{\text{nMLLA}} = 1.3 \pm 0.2$ [102], se obtiene que $K_{\text{LPHD}}^{\text{charged}} = 0.57 \pm 0.11$.

Notemos que los jets producidos en colisiones pp son una mezcla de jets originados por quarks y gluones. Denotando la fracción de jets de gluones y quarks como ϵ_g y $\epsilon_q = (1 - \epsilon_g)$, la aproximación LPHD relaciona la multiplicidad de partones con la multiplicidad de hadrones cargados de forma:

$$N_{\text{jet}}^{\text{chg}} = K_{\text{LPHD}}^{\text{charged}} \left(\epsilon_g + (1 - \epsilon_g) \frac{1}{r}\right) F_{\text{nMLLA}} N_{\text{gluon-jet}}^{\text{partones}} \quad (\text{D.6})$$

Por lo tanto, el esquema MLLA + LPHD describe el proceso de fragmentación dentro del régimen predominante de la QCD perturbativa.