

Capítulo 5

Análisis y resultados

Una de las características más relevantes de los estados finales en las colisiones de hadrones a alta energía consiste en la aparición de acumulaciones colimadas de hadrones similares a chorros de partículas y que se denominan “jets”. En este capítulo se presenta el análisis de las características generales de jets y de sus partículas constitutivas en colisiones protón – protón que se llevo a cabo sobre los eventos simulados por PYTHIA y PHOJET y reconstruidos por GEANT3 en los detectores 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 neutrales. La disponibilidad futura del EMCal será un gran remedio a esta situación, al efectuar mediciones de hadrones neutrales 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

Primeramente, 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 simulados. El objetivo de los cortes de calidad es optimizar la señal física que queremos estudiar. Las trazas primarias reconstruidas por los detectores centrales de ALICE satisfacen los siguientes cortes:

$$\Rightarrow p_T > 0.3 \text{ GeV}/c, \text{ (rechaza las trazas dentro de la TPC);}$$

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

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

$$\Rightarrow 50 \text{ (de 159 posibles) clústers de TPC, requiriendo un reajuste de trazas, (asegura una reconstrucción de hélice correcta [90]);}$$

Ahora estableceremos las características generales de los jets reconstruidos al usar el modulo JETAN del marco AliRoot (ver Apéndice B), el cuál 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:

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

$$\Rightarrow \text{Radio de cono: } 0.7, \text{ (parámetro usual para búsqueda de jets en colisiones } pp,$$

notemos que para colisiones de iones pesados se usa un radio menor $R = 0.4$, así disminuyendo los eventos subyacentes y de fondo [29–31, 79, 81]);

$$\Rightarrow JetEtSeed: 2.0 \text{ GeV}, \text{ (energía transversa mínima de la partícula líder del jet);}$$

Número de jets	$1 - T$	R	Cantidad de eventos
1	≤ 0.05	≥ 0.9	83478
2	≤ 0.05	≤ 0.35	2784
3	≥ 0.1	≤ 0.6	512

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.

$\Rightarrow$ *MinJetEt*: 5.0 GeV, (energía transversa mínima para 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 misma granularidad que el *EMCal*).

El siguiente paso es usar las variables globales que describen la forma del evento (thrust transverso y recoil descritos anteriormente). En la figura XX 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.

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 fragmentos 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 transverso 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.

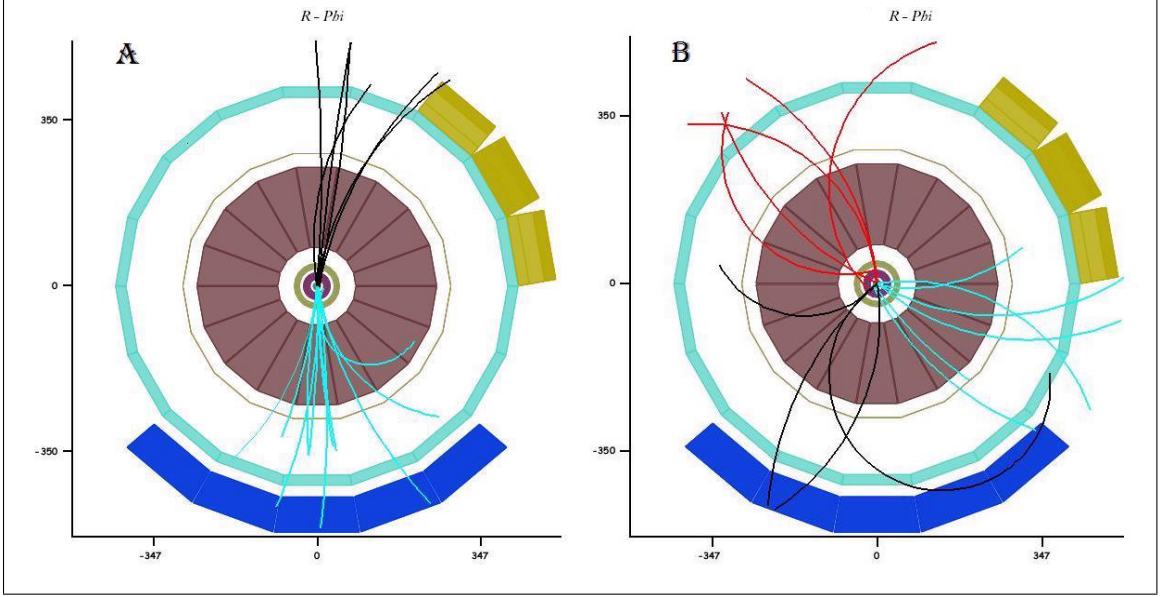


Figura 5.1: Ejemplo de un evento típico $p + p \rightarrow dijet$ (A), y un evento tipo “Mercedes” de 3 jets reconstruidos (B).

5.2. Jets simulados y reconstruidos en ALICE

Para medir la exactitud 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 simulado por el generador 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 muestran 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.

Asimismo, la reconstrucción de la energía transversa de jets depende de la eficiencia del proceso de reconstrucción de las partículas, por lo que la diferencia de las energías trasversas de los jets simulados y reconstruidos $E_{T_{jet}}^{MC} - E_{T_{jet}}^{rec}$ como función de la energía

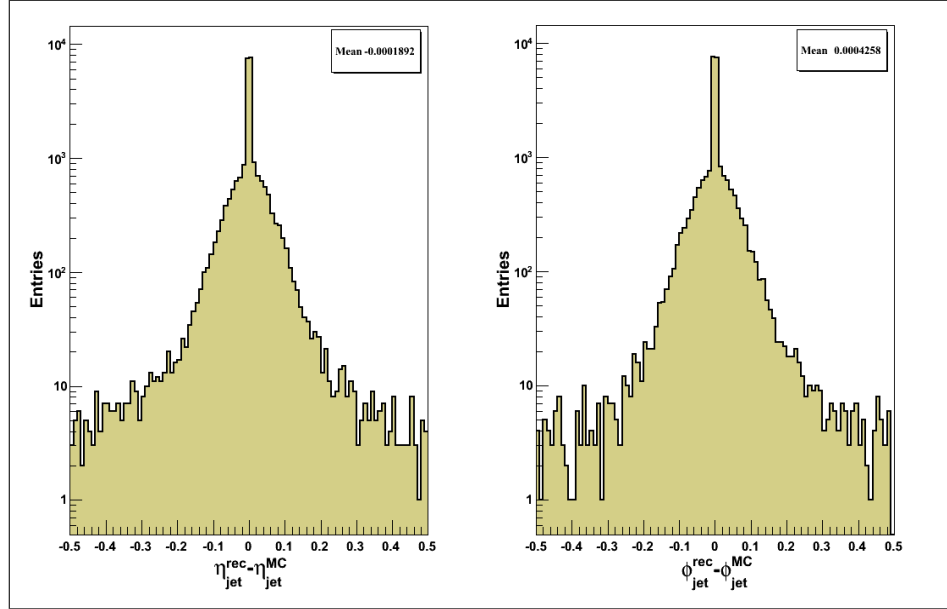


Figura 5.2: Diferencia entre la dirección del jet reconstruido y la dirección del jet simulado por el generador PYTHIA, en el espacio η (izquierda) y ϕ (derecha).

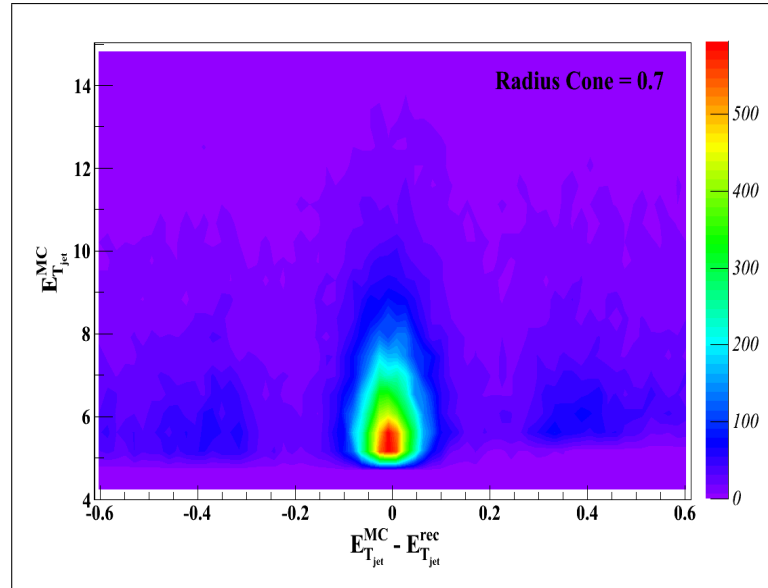


Figura 5.3: Energía trasversa del jet simulado $E_{T_{jet}}^{MC}$ como función de la diferencia de las energías trasversas de los jets simulados y reconstruidos $E_{T_{jet}}^{MC} - E_{T_{jet}}^{rec}$.

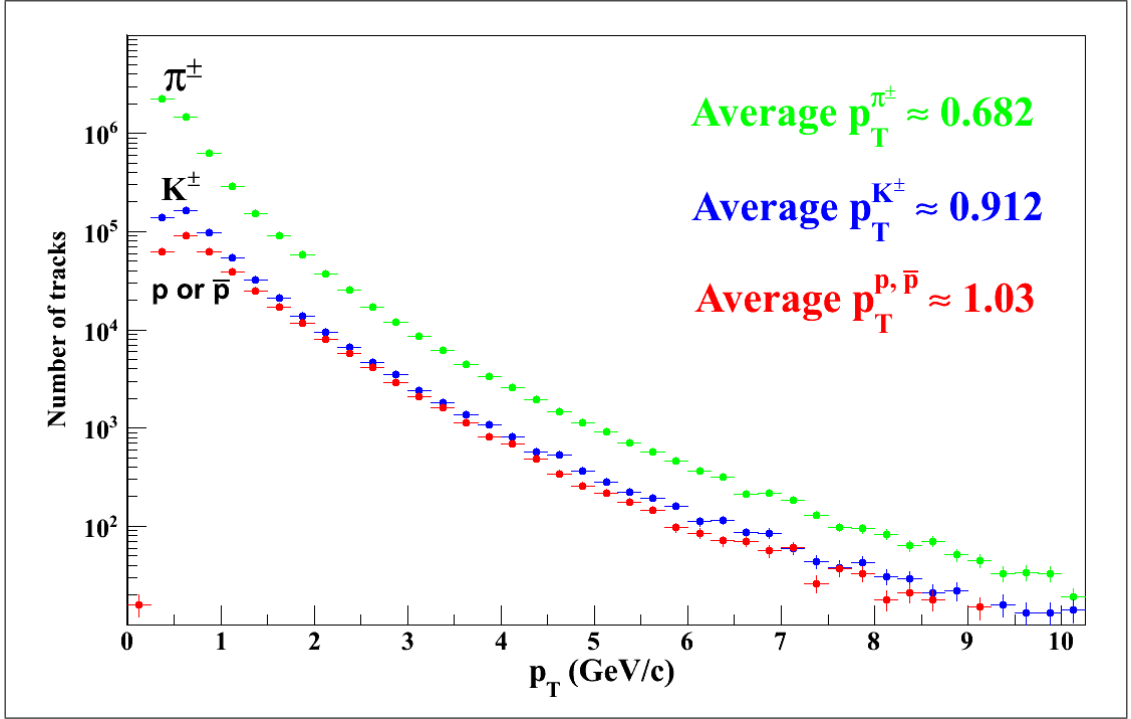


Figura 5.4: Distribución del momento transversal de piones, kaones y protones o antiprotones en eventos *Minimum Bias* generados por PYTHIA y totalmente reconstruidos en la región central del detector ALICE (± 0.9 unidades de rapidez).

trasversal del jet simulado $E_{T_{jet}}^{MC}$ 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 cono usado en el experimento ALICE junto con los cortes implementados a nivel de partículas permiten hacer una correcta identificación de jets reconstruidos.

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

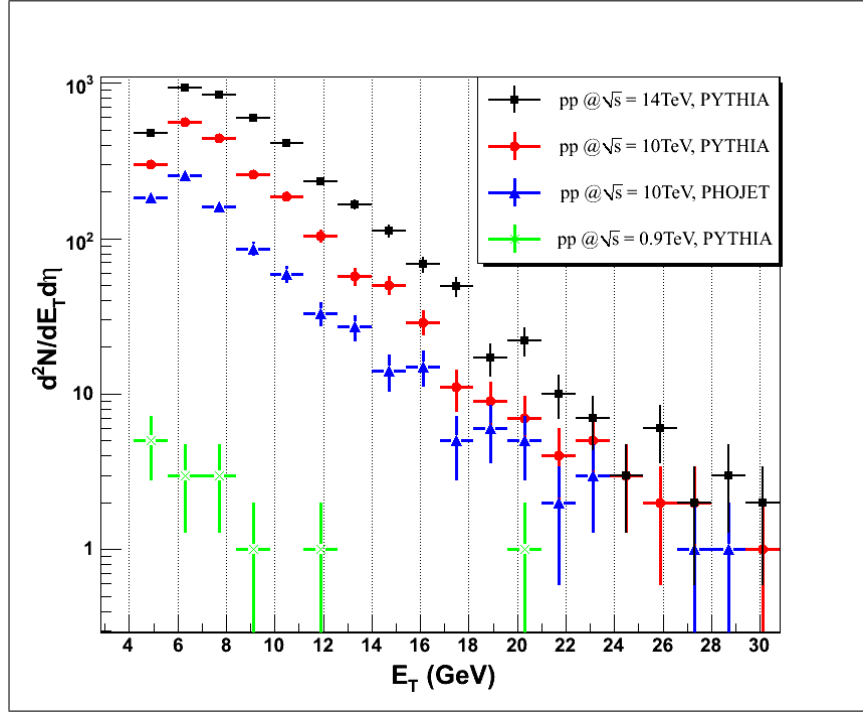


Figura 5.5: Producción de jets en colisiones pp Minimum Bias a energías del centro de masa $\sqrt{s} = 0.9, 10$ y 14 TeV en la región central de pseudorapidez ($|\eta| \leq 0.5$) en ALICE.

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 ALICE.

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 dispersados. 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 predicha 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

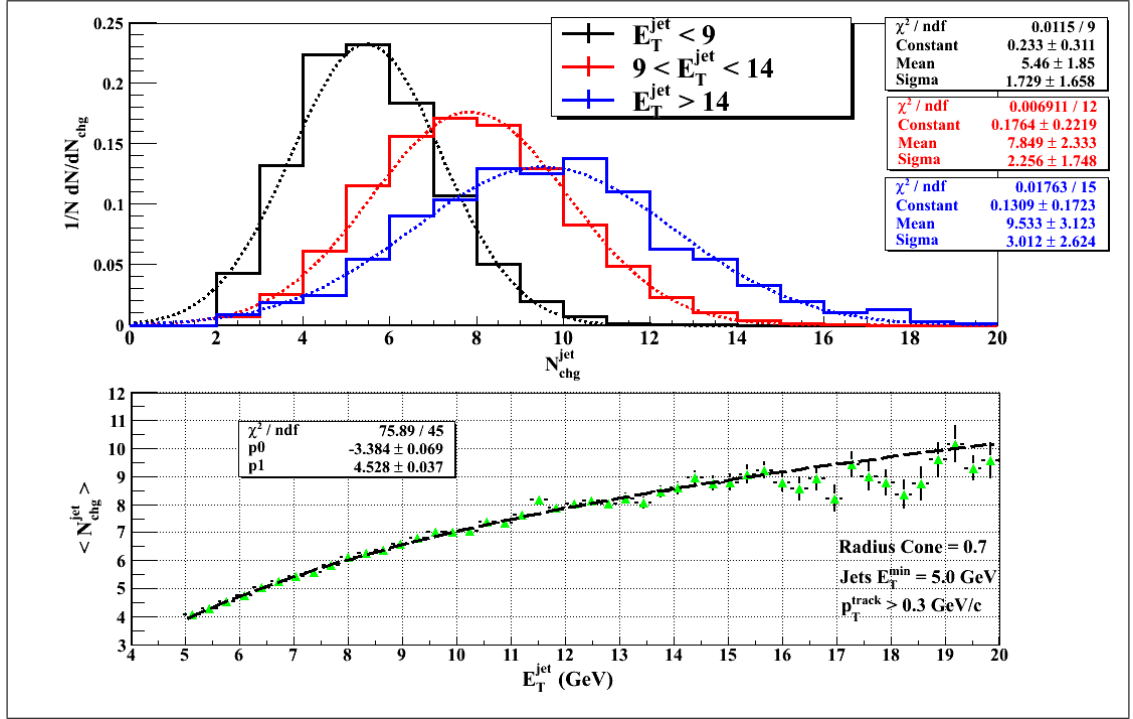


Figura 5.6: Multiplicidad promedio dentro de los jets N_{chg}^{jet} para diferentes energías reconstruidas de jets E_T^{jet} (arriba), y la multiplicidad promedio de partículas cargadas por jet $\langle N_{chg}^{jet} \rangle$ con respecto a la energía transversa del jet E_T^{jet} (abajo) para el generador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

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 $E_T^{jet} = 5 \text{ GeV}$), y para energías de colisión de 10 TeV se comparan los resultados de las simulaciones hechas con los generadores de eventos PYTHIA y PHOJET.

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

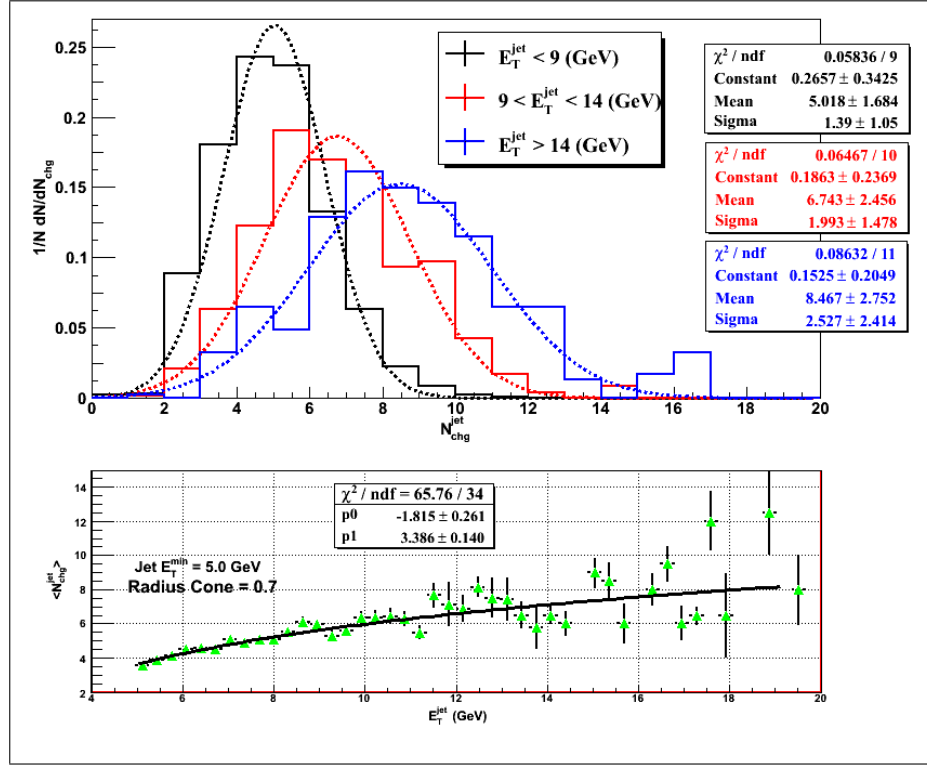


Figura 5.7: Multiplicidad promedio dentro de los jets N_{chg}^{jet} para diferentes energías reconstruidas de jets E_T^{jet} (arriba), y la multiplicidad promedio de partículas cargadas por jet $\langle N_{chg}^{jet} \rangle$ con respecto a la energía transversa del jet E_T^{jet} para el generador de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

$\langle N_{chg}^{jet} \rangle = 5.46 \pm 1.85$ para energías transversas de jets $E_T^{jet} < 9$ GeV, $\langle N_{chg}^{jet} \rangle = 7.85 \pm 2.33$ para $9 \text{ GeV} < E_T^{jet} < 14$ GeV y $\langle N_{chg}^{jet} \rangle = 9.53 \pm 3.12$ para $E_T^{jet} > 14$ 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 $\langle N_{chg}^{jet} \rangle = 5.02 \pm 1.68$ para $E_T^{jet} < 9$ GeV, $\langle N_{chg}^{jet} \rangle = 6.74 \pm 2.46$ para $9 \text{ GeV} < E_T^{jet} < 14$ GeV y $\langle N_{chg}^{jet} \rangle = 8.47 \pm 2.75$ para $E_T^{jet} > 14$ GeV. Notemos que las distribuciones de multiplicidad siguen aproximadamente una forma gaussiana sesgada, y se aproximan, como se espera, a un límite gaussiano al

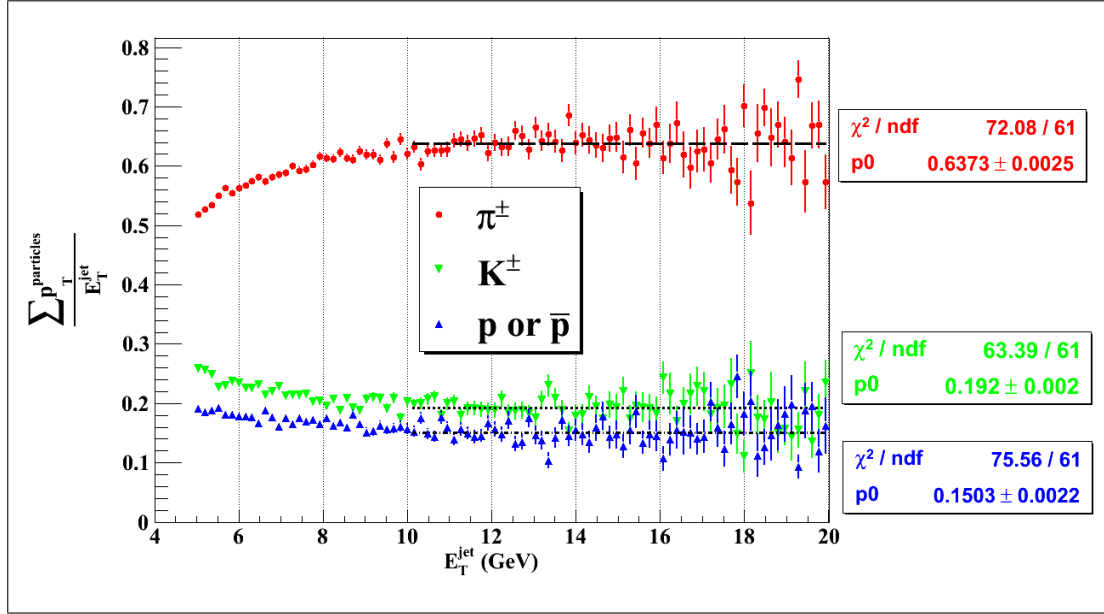


Figura 5.8: Fracción de la energía de jet E_T llevada por las diferentes especies de partículas constitutivas.

incrementarse la multiplicidad. Como es predicho por los modelos de fragmentación [91], 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 $\langle N_{chg}^{jet} \rangle = \lambda + \mu \ln(E_T)$ revela que para el generador PYTHIA $\lambda = -3,384 \pm 0,069$ y $\mu = 4,528 \pm 0,037$, mientras que para el generador PHOJET $\lambda = -1,815 \pm 0,261$ y $\mu = 3,386 \pm 0,140$. Esta diferencia entre los generadores es debida a los diferentes modelos de dispersión suave para las interacciones multipartónicas usadas por dichos generadores de eventos.

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 $E_T^{\text{partícula}}/E_T^{\text{jet}}$ de la energía

del jet llevada por las diferentes especies de hadrones cargados (piones, kaones o protones). 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 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.

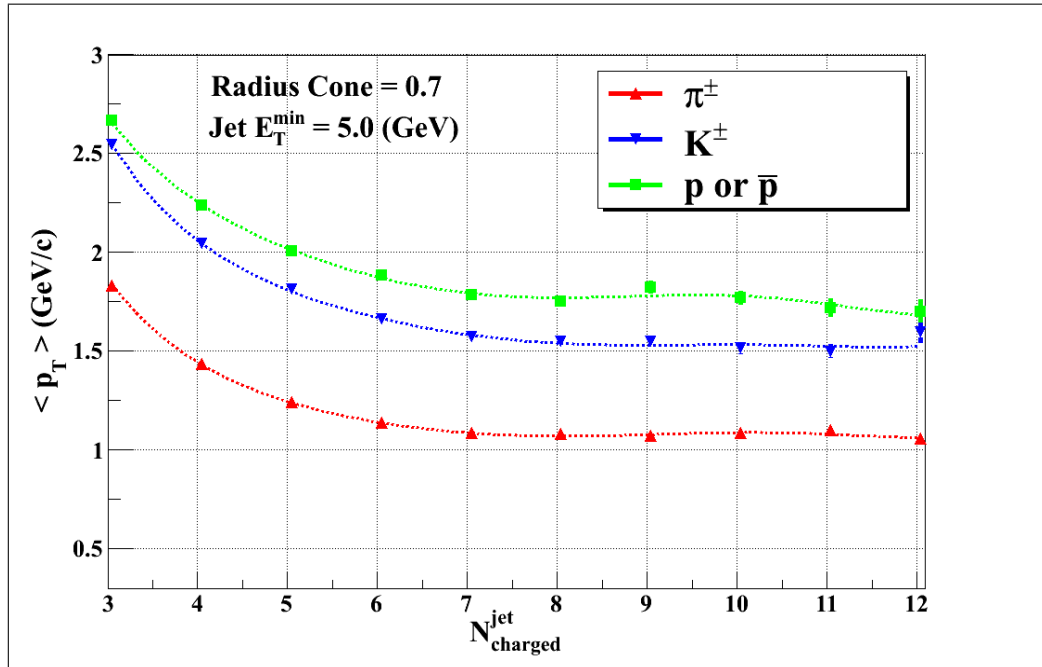


Figura 5.9: Momento transversal promedio $\langle p_T \rangle$ de las partículas constitutivas de los jets comparado con la multiplicidad del jet $N_{charged}^{jet}$.

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 $N_{charged}^{jet}$ 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 uso un corte en la energía mínima de jet $MinJetEt=5.0$ GeV y un $JetEtSeed = 2.0$ GeV (que 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 $N_{\text{charged}}^{jet} > 7$, el momento transversal promedio de las partículas constitutivos se vuelve relativamente lineal.

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 $p_T^{\text{líder}}/p_T^{jet}$ 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 fragmentación 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 la figura 5.10 se presenta la dependencia de la fracción energética llevada por la partícula líder $p_T^{\text{líder}}/p_T^{jet}$ para los 2 generadores, y observamos que en general PYTHIA predice una producción de una partícula líder menos energética que PHOJET ($p_T^{\text{líder}}/p_T^{jet} |_{\text{PYTHIA}} = 0.44 \pm 0.003$ y $p_T^{\text{líder}}/p_T^{jet} |_{\text{PHOJET}} = 0.497 \pm 0.003$) independientemente de la energía del jet. Si asumimos que la energía del jet está dada por: $E_T^{\text{jet}} = E_T^{\text{líder}} + E_T^{\text{secundarias}}$, 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 .

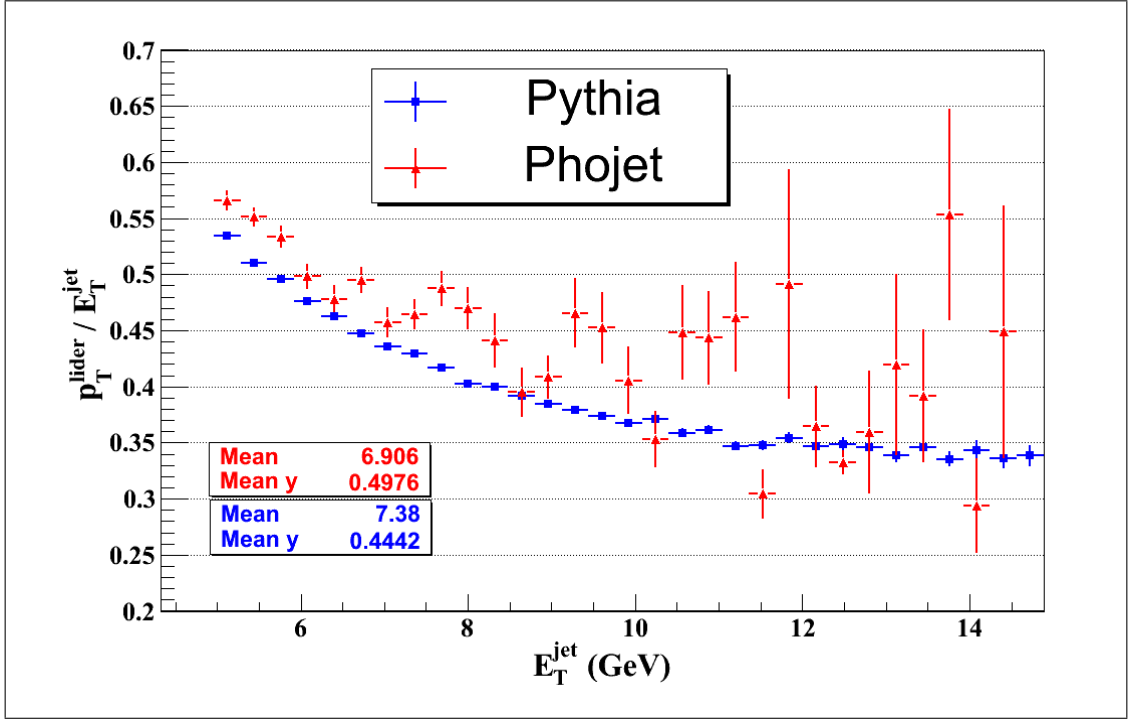


Figura 5.10: Dependencia de la fracción energética llevada por la partícula líder $p_T^{\text{lider}}/p_T^{\text{jet}}$ en función del momento transverso del jet p_T^{jet} , para los generadores PYTHIA (círculos) y PHOJET (cuadrados).

5.4. Correlación entre partículas cargadas de alto p_T

Las correlaciones azimutales y de pseudorapidez han sido estudiadas para eventos simulados con PYTHIA. Se buscaron eventos que presentan una topología de 2 jets y en los cuales el momento transverso de la partícula de más alto p_T en el intervalo de pseudorapidez ± 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

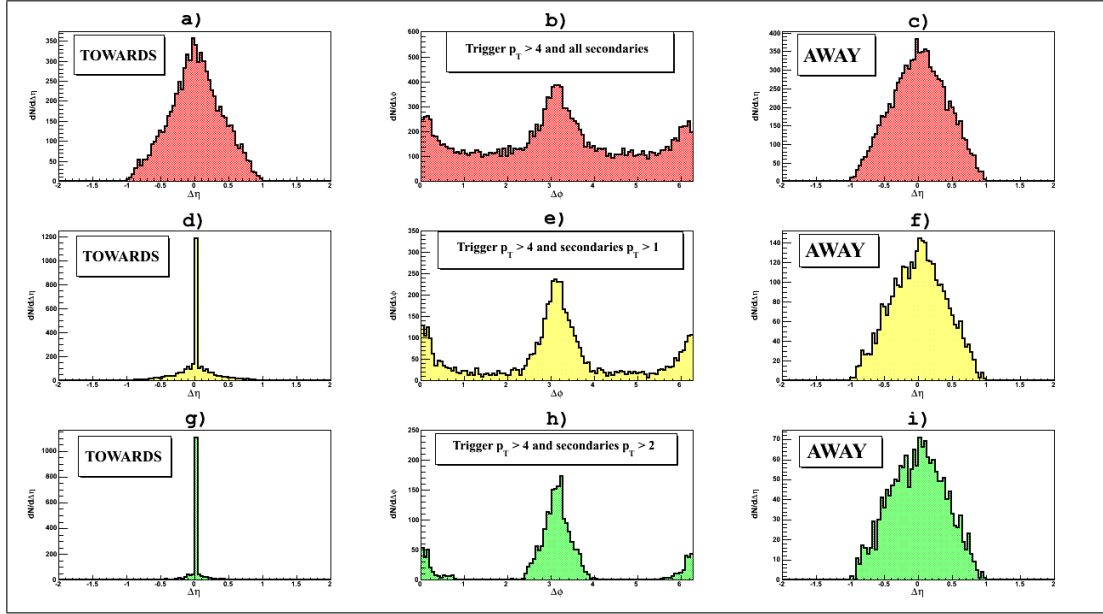


Figura 5.11: (a) Diferencia en pseudorapidez entre las secundarias en el mismo hemisferio azimutal de la partícula trigger con $p_T > 4$ GeV/c. (b) Diferencia en ángulo azimutal entre todas las secundarias y la partícula trigger con $p_T > 4$ GeV/c. (c) Diferencia en pseudorapidez entre las secundarias 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.

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 obtiene 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.

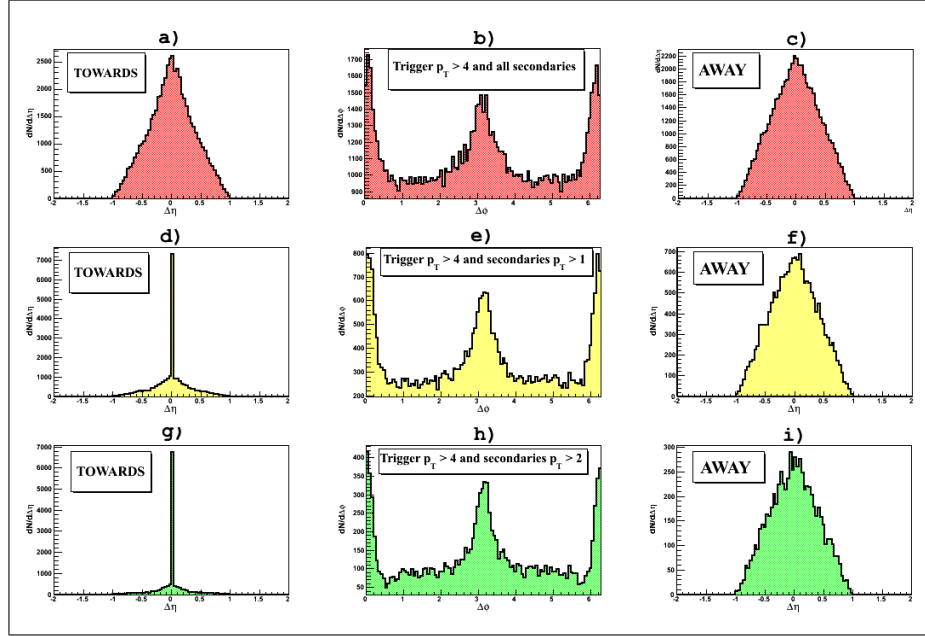


Figura 5.12: (a) Diferencia en pseudorapidez entre las secundarias en el mismo hemisferio azimutal de la partícula trigger con $p_T > 4$ GeV/c. (b) Diferencia en ángulo azimutal entre todas las secundarias y la partícula trigger con $p_T > 4$ GeV/c. (c) Diferencia en pseudorapidez entre las secundarias 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.

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. 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.

Un análisis sobre el patrón de la distribución de la energía total reconstruida por evento $\sum p_T^{tracks}$ se muestra en la figura 5.13. Vemos que para pequeñas energías totales del evento ($\sum p_T^{tracks} < 15$ 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 ($30 < \sum p_T^{tracks} < 50$ 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 ($\sum p_T^{tracks} > 50$ GeV/c) parece que la estructura global de 2 jets vuelve a predominar.

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

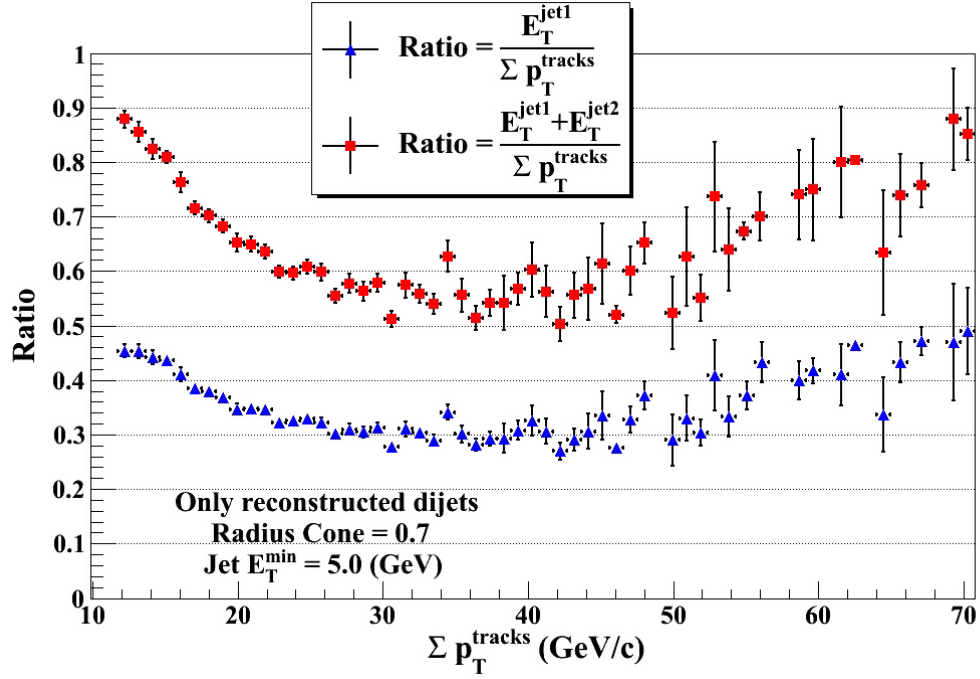


Figura 5.13: Fracción de la energía transversa total del evento llevada por el jet más energético ($E_T^{\text{jet1}} / \Sigma p_T^{\text{tracks}}$), así como por la suma de energías de dos jets encontrados en el evento ($E_T^{\text{jet1}} + E_T^{\text{jet2}} / \Sigma p_T^{\text{tracks}}$).

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 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 5.14. La cinemática de la colisión de los partones con momentos fraccionales x_1 , x_2 iguales se presenta en la figura 5.14a. 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 5.14b 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.

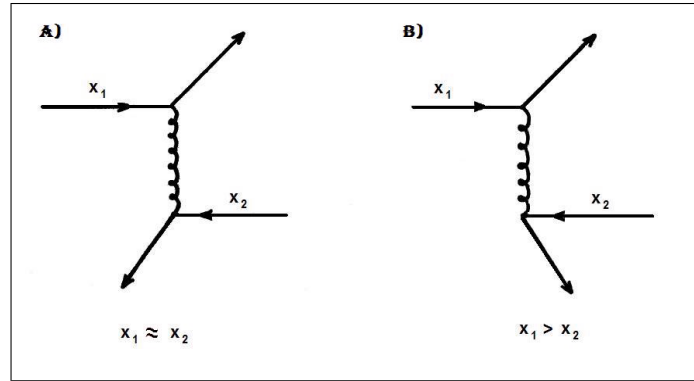


Figura 5.14: Vista esquemática de la cinemática de partones.

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 jets de gran energía debido a emisiones radiativas duras o interacciones multipartónicas.

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

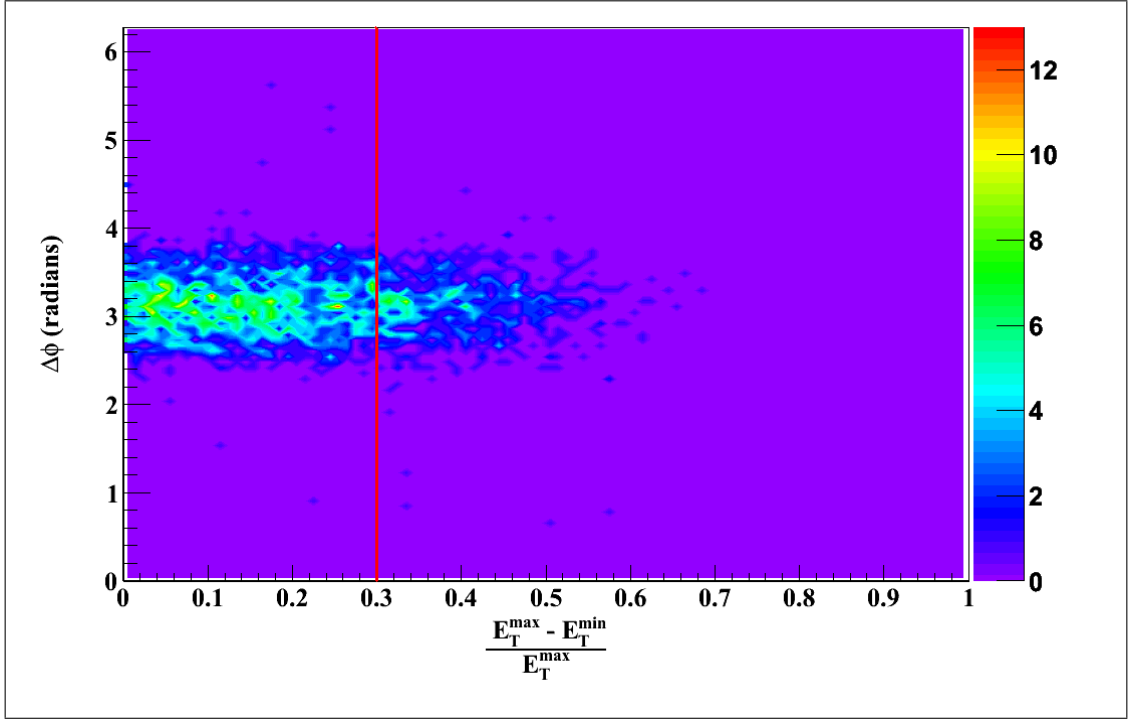


Figura 5.15: Diferencia energética y azimutal en eventos con 2 jets reconstruidos.

(ver figura 5.15) proporciona una prueba ideal para la transiciones entre proceso de QCD suaves y duros. Como los dijets, idealmente, tendrían energías transversas a la dirección del haz iguales, se implementa un corte en la diferencia energética entre el jet mas energético y el segundo jet en el evento $\frac{E_T^{\max} - E_T^{\min}}{E_T^{\max}}$ de 0.3, el cuál disminuye la posible misidentificación 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.

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

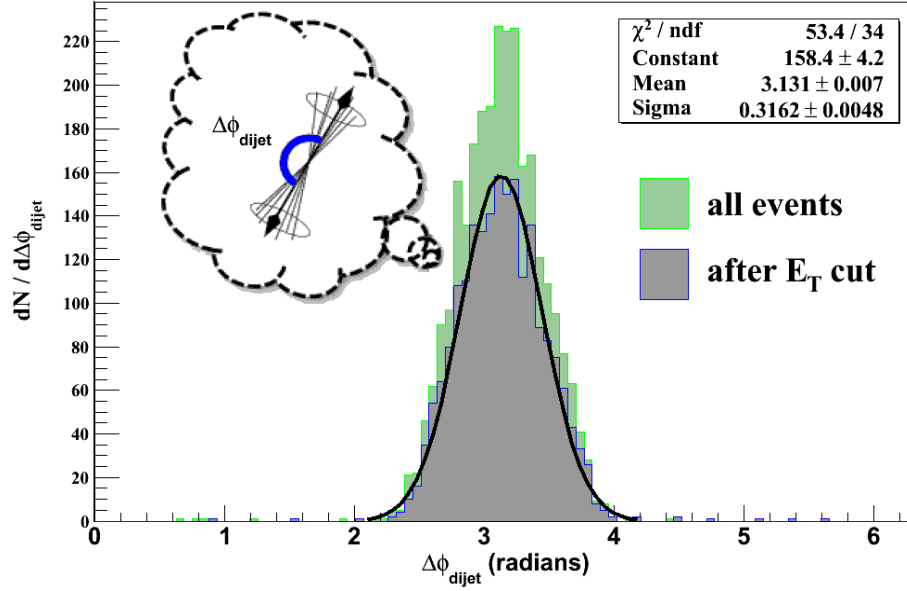


Figura 5.16: Distribución del ángulo azimutal entre dos jets en el rango de 5 – 20 GeV con corte de $\frac{E_T^{\text{max}} - E_T^{\text{min}}}{E_T^{\text{max}}} < 0.3$ y sin corte en la energía transversa de los jets.

	$\langle N_{chg} \rangle$	$\langle E_T^{\text{jet}} \rangle$	$\langle p_T^{\text{líder}} \rangle$
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.

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.

En QCD el término de un estado final de dos jets puede crear un estado final de tres jets en el cuál un gluón fue radiado. La observación de tal efecto es una prueba crucial para la teoría. La radiación de gluones fue investigada a fondo en aniquilación electrón – positrón así como en experimentos de colisiones de hadrones. A orden más bajo de QCD la fuerza de los procesos $2 \rightarrow 2$ y $2 \rightarrow 3$ es proporcional a α_s^2 y α_s^3 , respectivamente. Entonces,

la razón de producción de eventos de 2 y 3 jets permite la determinación de la constante de acoplamiento fuerte α_s mediante la medición de la razón de la sección eficaz de 3 jets (σ_{3J}) a la sección eficaz de 2 jets (σ_{2J}), ya que tal parámetro es libre de los efectos sistemáticos de medición relacionados con la escala de energía de jets, la luminosidad y los cortes de selección. Esta razón, en la QCD y para un subproceso dado, está directamente relacionada con la constante de acoplamiento fuerte α_s de forma:

$$\sigma_{3J}/\sigma_{2J} = \left[\frac{\alpha_s^3(Q_{3J}^2)}{\alpha_s^2(Q_{2J}^2)} \right] \left[\frac{f(x_1, Q_{3J}^2)f(x_2, Q_{3J}^2)}{f(x_1, Q_{2J}^2)f(x_2, Q_{2J}^2)} \right] [C_3/C_2] \quad (5.1)$$

donde C_3 y C_2 son los resultados de integrar la secciones eficaces diferenciales sobre la aceptancia. La determinación de α_s de la relación 5.1 no es directa, ya que la escala de energía Q^2 para los eventos de 2 y 3 jets es desconocida *a priori*. Para energías de $\sqrt{s} = 10$ TeV se espera un valor de $\alpha_s = 0.07134 \pm 0.00074$ [95].

En la figura 5.17 se presenta un estudio de la multiplicidad de eventos con 3 jets reconstruidos. 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.

Para eventos con 3 jets, la grafica de Dalitz (ver figura 5.18) es una especie de mapa, que resume todas las posibles configuraciones de final, donde cada punto que representa un evento [96–98]. Por simplicidad, en la representación de Dalitz las variables $E_{jet1} > E_{jet2} > E_{jet3}$ 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: $\frac{2}{3} \leq x_1 \leq 1$, $\frac{1}{2} \leq x_2 \leq 1$, $0 \leq x_3 \leq \frac{2}{3}$. A una energía dada $\sum E_i$, la estructura de un evento de 3 jets (en el plano transversal) es

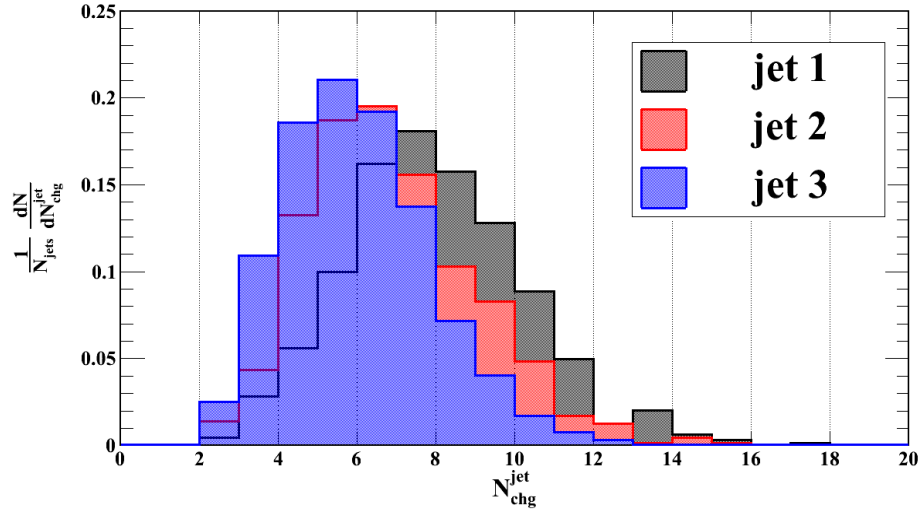


Figura 5.17: Multiplicidad N_{chg}^{jet} dentro de los 3 jets reconstruidos.

descrita mediante las variables adimensionales x_i y los ángulos $\chi_{jk}(j, k = 1, 2, 3)$ para el estado final de 3 jets, y que se relacionan mediante:

$$x_i = \frac{2 \sin \chi_{jk}}{\sin \chi_{12} + \sin \chi_{23} + \sin \chi_{31}}, \text{ con } i, j, k = 1, 2, 3 \text{ y } i \neq j \neq k. \quad (5.2)$$

Notemos que no existen eventos con $(x_1, x_2) = (1, 1)$ debido al corte impuesto en la energía transversa del tercer jet, así como al ser usados eventos generados de bajo momento de los partones primarios producidos ($\langle p_T^{hard} \rangle_{\text{PYTHIA}} \sim 3.5 \text{ GeV}/c$). 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 (“*gluon bremsstrahlung*”) y no son sólo fluctuaciones de la fragmentación de dos jets de alto momento. Notemos que la grafica de Dalitz permite analizar la estructura global de un evento con 3 jets, así como definir una clase particular de eventos de 3 jets llamados “*Mercedes*”, con la propiedades de $x_3 > 0.60$ y $\chi_{23} > 100^\circ$.

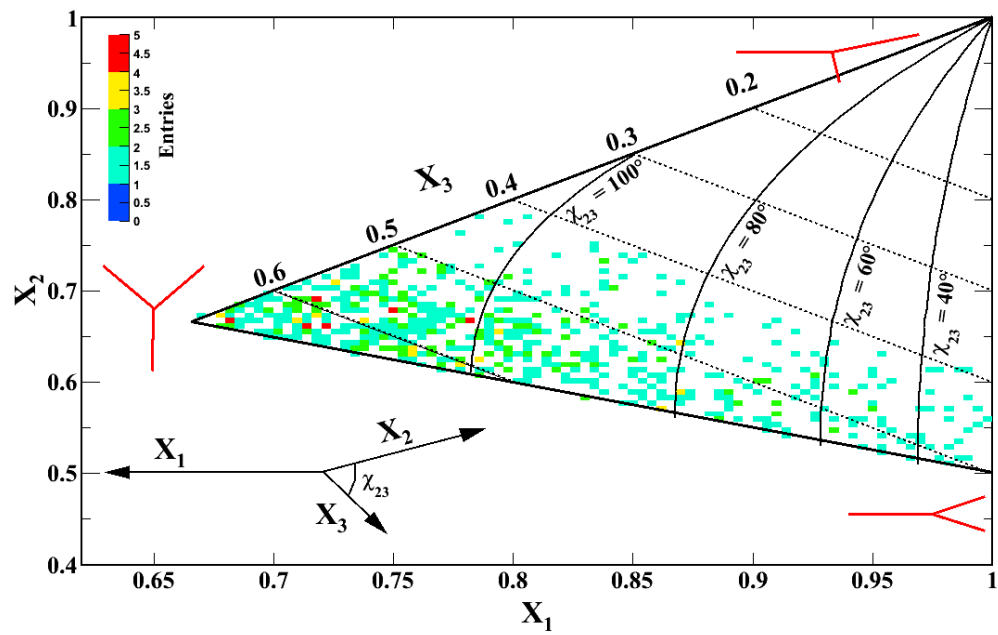


Figura 5.18: Grafica de Dalitz para eventos con 3 jets reconstruidos.

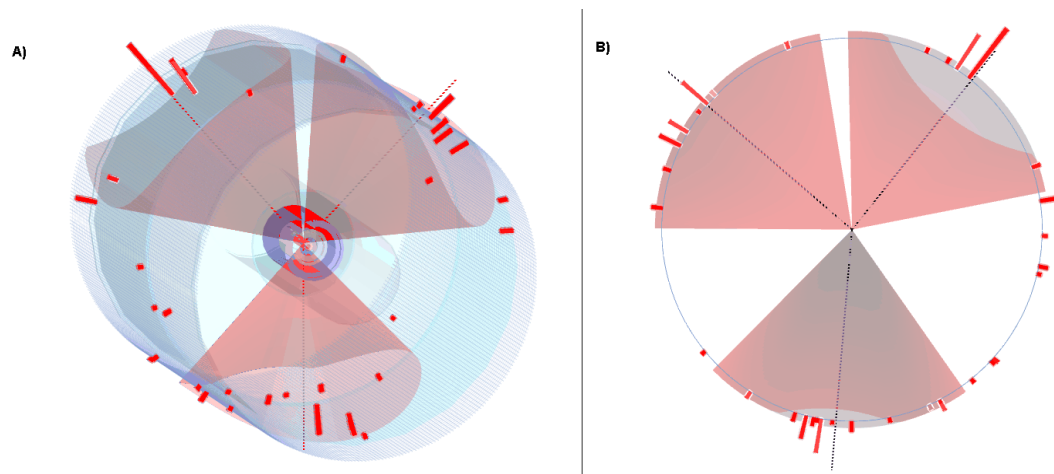


Figura 5.19: Vista en el detector ALICE de un evento tipo “Mercedes” (a), y su proyección XOY (b).

5.6. Producción de bariones y mesones en jets

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 altos momentos transversos. Como vemos del espectro de momento transverso (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 transversos. 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 altos momentos transversos.

¿Que consideramos un barión de alto p_T ? Se sabe que durante la producción de mesones uno entra en una nueva región dinámica para p_T mayores que 1 GeV/c. Pero para protones, parece que tal región se encuentra en momentos transverso que rebasan los 3 GeV/c. Esto es visto de la figura 5.4, ya que las producciones de p y $\bar{p}$ caen a bajo p_T menos bruscamente que los piones, y por lo tanto para momentos transversos alrededor de 1 – 2 GeV/c existe una contribución significativa de la física hadrónica suave de bajo p_T . Contrariamente a la producción de mesones, el mecanismo de juntar 3 quarks para producir un barión no es trivial. La mayoría 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 (ver Apéndice C).

Notemos de la figura 5.9 que el momento transverso promedio $\langle p_T \rangle$ de los bariones constitutivos de los jets es más grande que la de los mesones, lo que implica que

la media de la distribución gaussiana del momento transverso del diquark es más grande que la media de la distribución del quark. En la figura 5.20 se presenta la predicción de

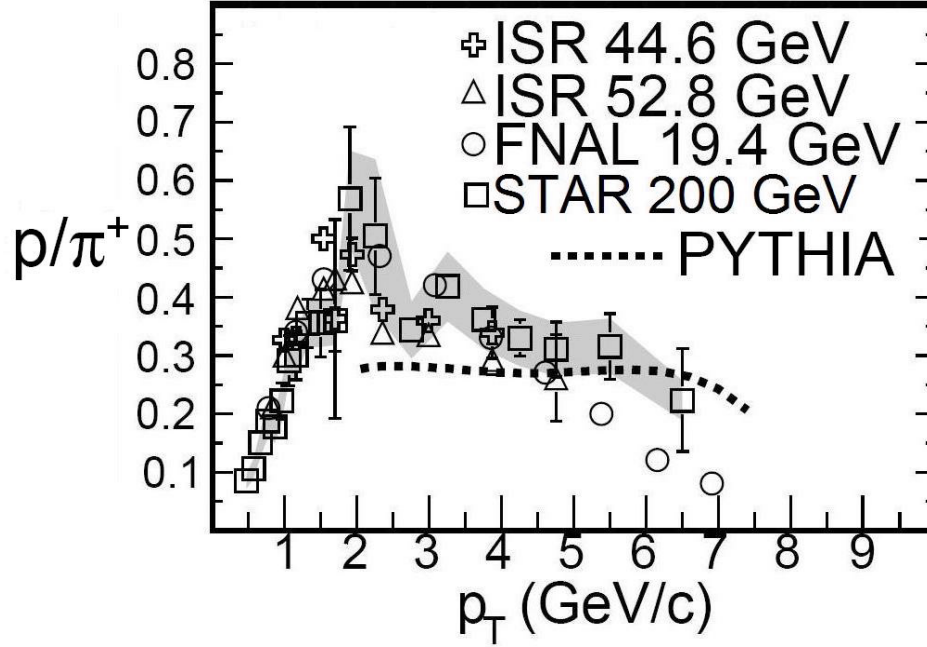


Figura 5.20: Razón p/π^+ a rapidez media ($|y| < 0,5$) como función de p_T para colisiones pp Mínium Bias. Resultados del ISR [107] y FNAL [108] son comparados con las mediciones hechas en RHIC [109]. La curva muestra la predicción de PYTHIA.

PYTHIA para la razón de producción de protones y piones positivos p/π^+ en comparación con datos experimentales, reflejando solo una probabilidad fraccional de la creación de pares diquark – antidiquark en lugar de pares quark – antiquark en el campo de color del quark interactuante.

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 den-

tro de la QCD perturbativa, ya que los dos 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)¹. Esto es

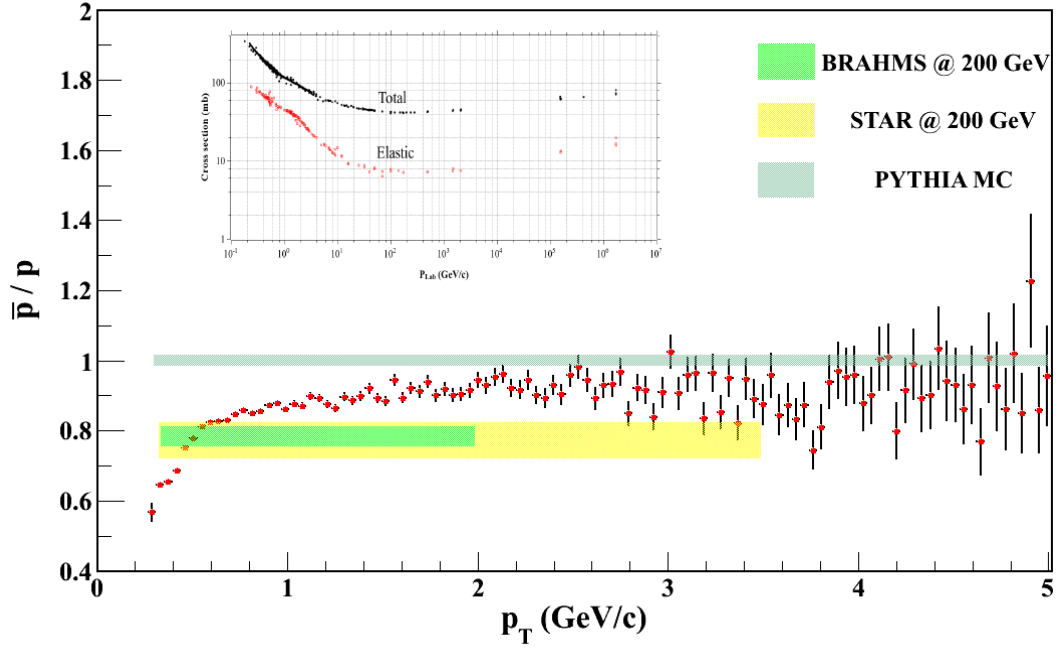


Figura 5.21: Razón $\bar{p}/p$ contra el momento transversal p_T . Los puntos son los datos reconstruidos, y las líneas indican el valor predicho por la simulación en PYTHIA y los rangos de las mediciones experimentales en BRAHMS [111] y STAR [112]. La parte de arriba muestra la sección eficaz hadrónica total e elástica para p y $\bar{p}$ con respecto a la energía del haz.

debido a que a rapidez media, el modelo de Bjorken [110] 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 rapidez cercanas a la rapidez del haz

¹Para 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 anti-protones 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 [95], [111], [112].

($y = \pm 9.6$ para $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$), 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, $\bar{p}/p = 0.78 \pm 0.03$ [111] y $\bar{p}/p = 0.77 \pm 0.05$ [112]. Esto es un problema bien conocido, ya que PYTHIA emplea solamente la desintegración quark-diquark de los protones incidentes [113], mientras que varios autores [114, 115] 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 bariónico² fuera de la rapidez del haz. El análisis realizado por G. Paic y E. Cuautle [116] 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.

Ahora presentamos los resultados del análisis de la producción de partículas constitutivas dentro de jets para colisiones pp a $\sqrt{s} = 10$ TeV simulados por PYTHIA y totalmente reconstruidos en el detector 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 parámetros antes mencionados.

Asimismo, se encontraron las multiplicidades de jets con un protón o antiprotón

²El 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.

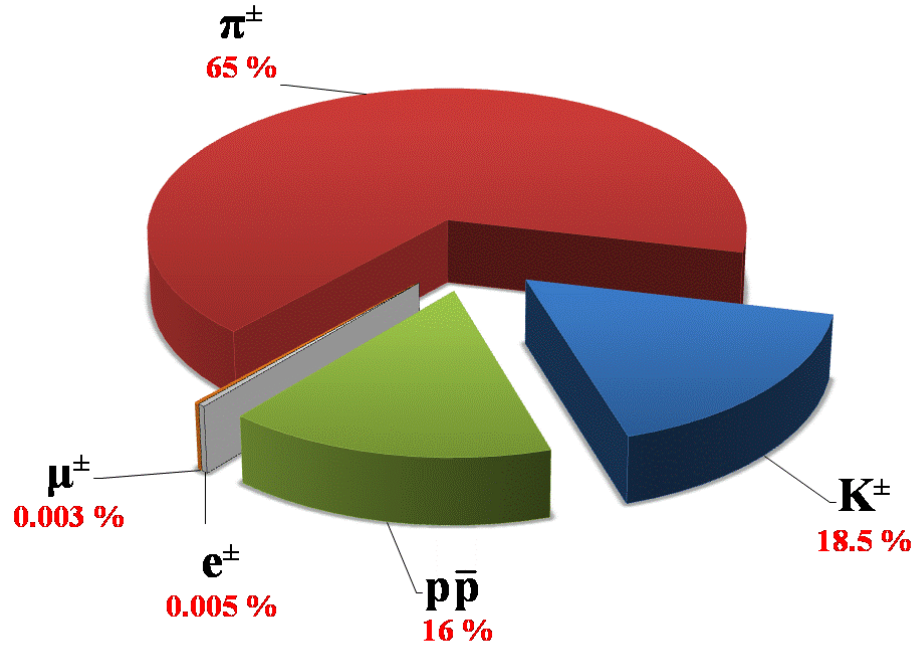


Figura 5.22: Porcentaje de jets con diferentes especies de partículas ($e^\pm$, $\mu^\pm$, $\pi^\pm$, $K^\pm$, $p/\bar{p}$) como líderes.

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 $\langle N_{chg}^{jet}(proton) \rangle \cong 5.38$, lo que parece ser igual para jets originados con un pion líder $\langle N_{chg}^{jet}(pion) \rangle \cong 5.41$.

Una ventana para entender el proceso de fragmentación de jets fue abierta al realizar *correlaciones de partículas - antipartículas constitutivas de los jets*. Notemos que los modelos de hadronización permiten dos mecanismos de producción de bariones:

1. Un barión y un antibarión son producidos cercanos en rapidez;
2. Son producidos como partículas líderes en jets opuestos.

Las *correlaciones de protón - antiprotón dentro de jets* individuales para eventos

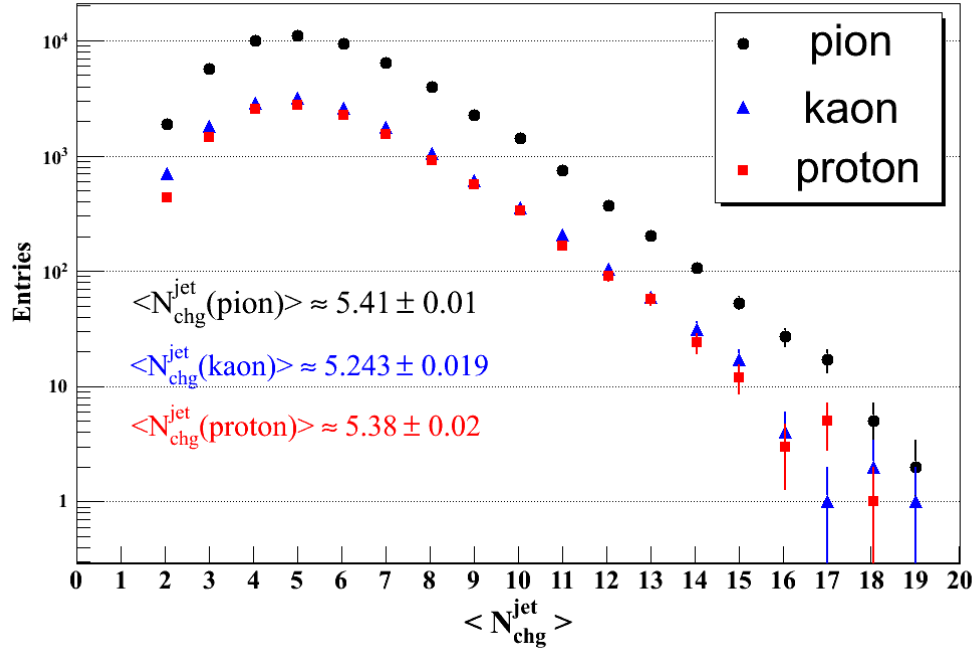


Figura 5.23: Multiplicidad de jets con protones, piones y kaones como partículas líder de los jets.

con piones, kaones y protones líderes ($2 < p_T$ (líder) < 6 GeV/c) muestra 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 *zero*³. 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 (arriba) y al momento transversal 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, en eventos con 2 jets reconstruidos mediante el algoritmo de cono de ALICE con radio de $R = 0.7$ radianes (que corresponde a $\Delta\phi \simeq 40^\circ$), opuestos azimutalmente ($2.8 < \Delta\phi < 3.4$)

³Tenemos en cuenta la corrección al valor por la absorción de anti-protones a lo largo de su trayectoria en el detector del 10%.

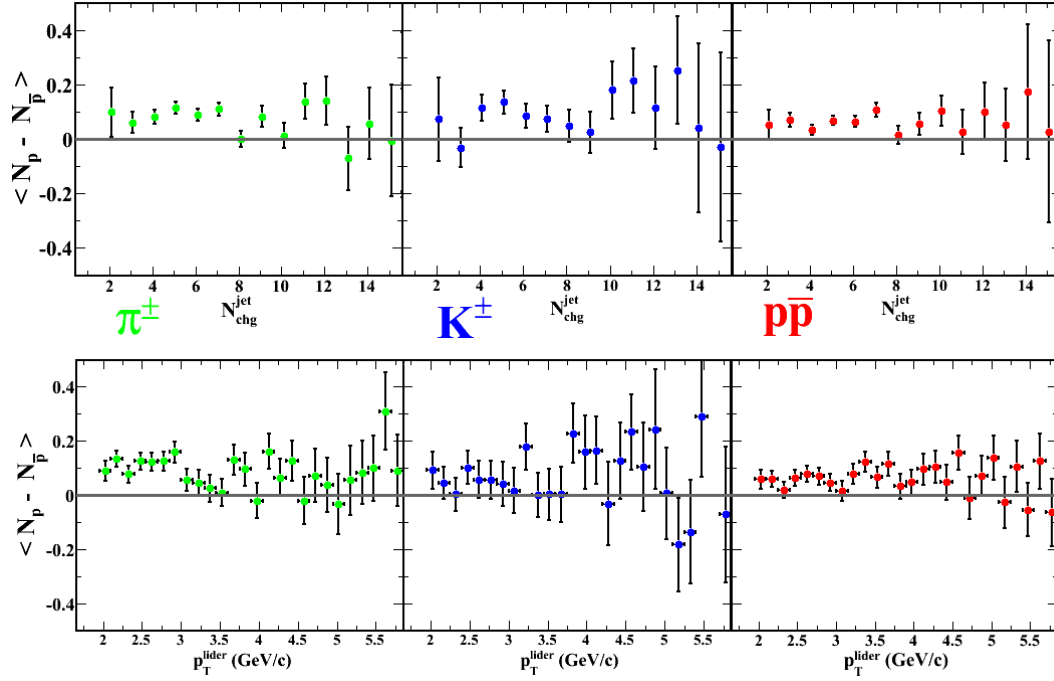


Figura 5.24: Valor medio $\langle N_p - N_{\bar{p}} \rangle$ con respecto a la multiplicidad en jets (arriba) y al momento transversal p_T de la partícula líder (abajo) para partículas líder piones, kaones y protones (de izquierda a derecha). Las líneas indican un ajuste para el valor $\langle N_p -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

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 cuál 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 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 (136).

Los dos resultados parecen indicar una clara preferencia de la producción de protones y antiprotones ($pp \rightarrow p\bar{p} + X$) dentro del mismo jet, y por lo tanto, sugieren que el

Proceso	Mismo jet	Jet opuesto
$pp \rightarrow pp + X$ ó $pp \rightarrow \bar{p}p + X$	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.

mecanismo de producción de pares barión - antibarión en colisiones pp está dominado por la *conservación local del número bariónico* dentro de los jets.

Así mismo, se realizaron las *correlaciones de kaón⁺ - kaón⁻ 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 *cero*. En la figura 5.25 vemos las distribuciones de valor promedio de kaones⁺ y kaones⁻ $\langle N_{K^+} - N_{K^-} \rangle$ constitutivos de jets con respecto a la multiplicidad en jets (arriba) y al momento transversal p_T de la partícula líder (abajo) para partículas líder 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 evento [121]. 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*

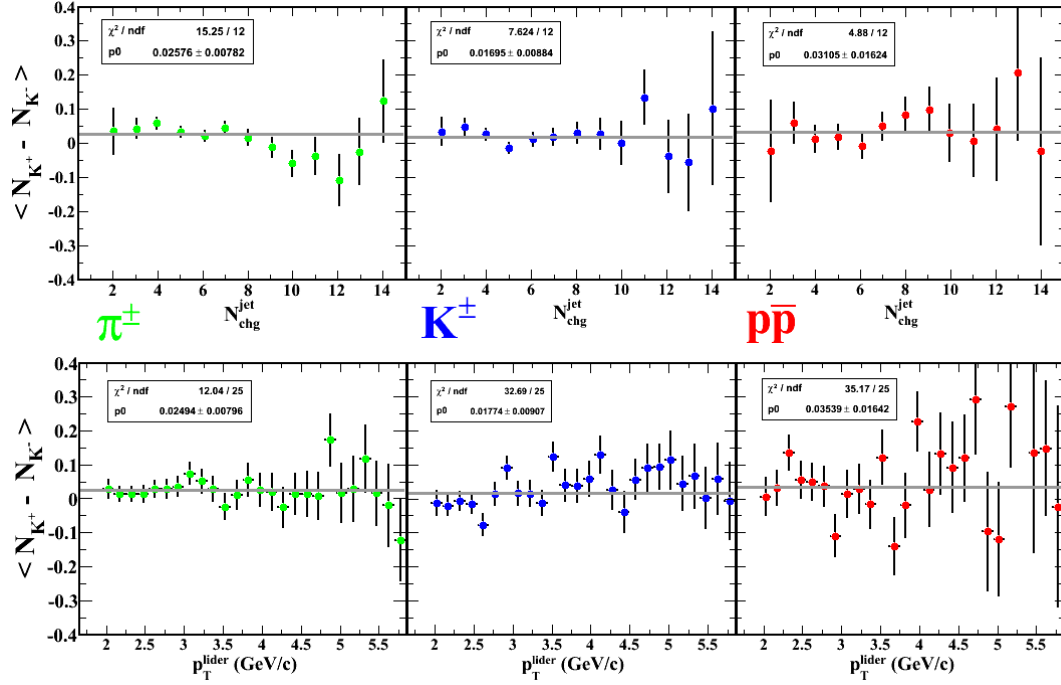


Figura 5.25: Valor medio $\langle N_{K^+} - N_{K^-} \rangle$ con respecto a la multiplicidad en jets (arriba) y al momento transverso p_T de la partícula líder (abajo) para partículas líder piones, kaones y protones (de izquierda a derecha). Las líneas indican un ajuste lineal a las distribuciones.

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⁺- kaones⁻ dentro de los jets. Para el análisis, buscamos todos los jets que conserven localmente el número bariónico y/o la extrañeza, esto es que contengan un protón y un antiprotón y/o un kaon⁺ y un kaon⁻. Para quitar cualquier sesgo que pueda existir con el hadrón líder del jet, pedimos que ésta sea de otra especie, ver figura 5.26. Al identificar los eventos que cumplen con las condiciones, buscamos la razón energética $\left\langle p_T^{(\text{partícula})} / p_T^{(\text{anti-partícula})} \right\rangle$ 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. Por lo tanto, el resultado de la figura 5.27 parece indicar

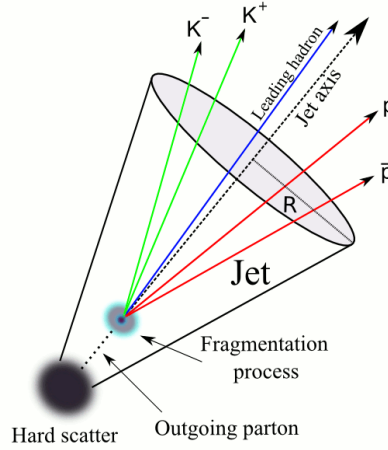


Figura 5.26: Proceso de fragmentación de un partón en un jet de partículas junto con la conservación local del número bariónico y la extrañeza.

que sin importar la multiplicidad o la energía del jet, la existencia de una fuerte correlación energética entre los bariones ($p\bar{p}$) y kaones (K^+K^-) finales constitutivos no-lideres de jets es evidente.

5.7. Distribución de momentos de partículas cargadas en di-jets

La Cromodinámica Cuántica (QCD), que es la teoría de norma de las interacciones fuerte, 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. Por conveniencia, estas fuerzas relativas son caracterizadas por

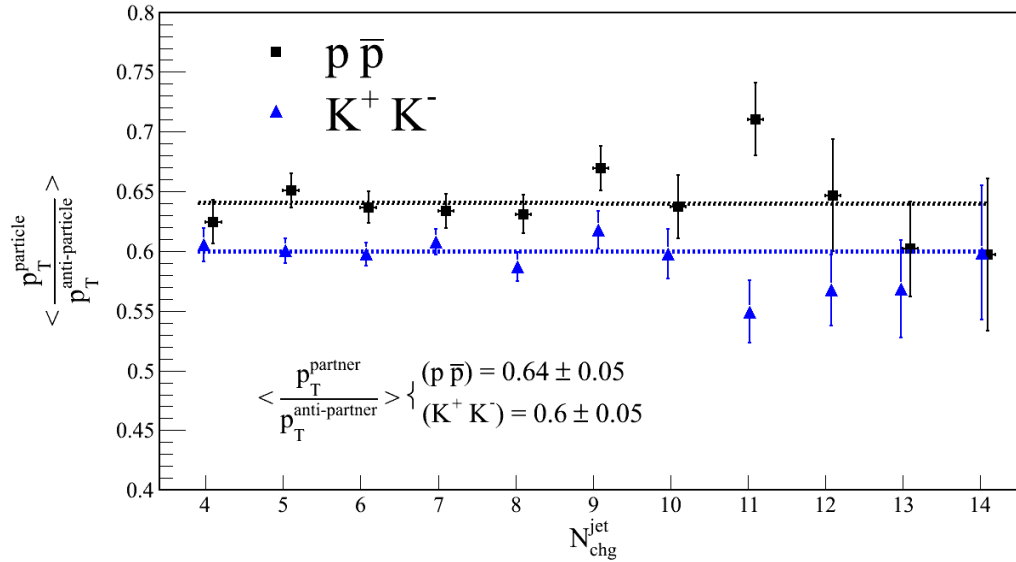


Figura 5.27: Razón $\langle \frac{p_T^{(\text{partícula})}}{p_T^{(\text{anti-partícula})}} \rangle$ para $p\bar{p}$ (cuadrado) y K^+K^- (triángulos) constitutivos no-lideres en función de la multiplicidad del jet $N_{\text{chg}}^{\text{jet}}$. Las curvas muestran un ajuste lineal a los datos.

los factores de Casimir C_A y C_F : C_A muestra la fuerza relativa del acoplamiento tipo gluón - gluón y tiene el valor de $C_A = 3$, mientras que C_F da la fuerza relativa del acoplamiento quark - gluón y tiene un valor de $C_F = \frac{4}{3}$. Un quark q ó un gluón g producidos en una interacción de alta energía a distancias cortas se desarrollan 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 de perturbación. 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. En el límite asintótico⁴ de altas energías de los jets, se predice que las multiplicidades promedio

⁴La condición del límite asintótico es que la energía del jet E_{jet} sea mucho más grande que la escala de energía de los gluones suaves radiados, que en sí es más grande que la escala a la cual los quarks y gluones se confinan dentro de los hadrones, $R^{-1} \approx 1F^{-1}$ [92].

de quarks y gluones radiados dentro de un jet inducido por un quark o un gluón, $\langle n \rangle_{gluon}$ o $\langle n \rangle_{quark}$, difieren por la razón de los factores de Casimir: $\langle n \rangle_{gluon} / \langle n \rangle_{quark} = C_A/C_F = \frac{9}{4}$ [92]. Las correcciones analíticas al siguiente resultado, suponiendo cinco sabores de quarks, y las mediciones hechas en el experimento CDF revelan que la razón de las multiplicidades en jets de quark y gluones, $r = N_g/N_q = 1.64 \pm 0.17$, para energías de jet promedio de $E_{jet} = 41 - 53$ GeV [93].

La medición de las distribuciones de momentos 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 de fragmentación de los jets. El análisis de la distribución de momento de partículas cargadas en dijets esta basado en la teoría de la Aproximación Logarítmica Modificada a primer orden (MLLA) y suponiendo que la Dualidad Local Partón-Hadrón (LPHD) se satisface. La aproximación MLLA sólo puede utilizarse para describir partones a escalas por encima de un corte mínimo de energía, $Q_{eff} > \Lambda_{QCD}$. El valor de Q_{eff} se predice que será independiente del proceso considerado. La hipótesis de la dualidad LPHD predice que las distribuciones de hadrones cargados debe estar relacionada con la distribución de partones predicha mediante un factor de escala de normalización constante, $K_{LPHD}^{charged}$.

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

$$M_{jj} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 / c^4 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 / c^2} \quad (5.3)$$

donde E_i y $\vec{P}_i$ son las energías y los momentos de los jets, al considerar los jets sin masa

$10 < M_{jj} < 14$	$\langle M_{jj} \rangle = 12.37 \pm 0.02$
$14 < M_{jj} < 18$	$\langle M_{jj} \rangle = 15.786 \pm 0.04$
$18 < M_{jj} < 30$	$\langle M_{jj} \rangle = 21.72 \pm 0.12$

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

$\left| \vec{P}_i \right| = E_i/c$. Así mismo se buscaron las distribuciones de partículas cargadas dentro de ángulos $\theta_c = 0.28, 0.36, 0.47$ 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 forma $\xi_p = \ln \left(\frac{E_{jet}}{|p_{track}|} \right)$, donde $E_{jet} = M_{jj}/2$, 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 dijet. 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 ($\theta_c = 0.28, 0.36, 0.47$) para diferentes rangos de energías de jets.

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:

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

donde $Y = \ln \left(\frac{E_{jet} \sin(\theta_c)}{Q_{eff}} \right)$ y $c = 0.29$. La forma de las distribuciones de ξ_p alrededor de ξ_0 es aproximadamente una gaussiana, y por lo tanto el pico de la distribución ξ_0 , el cuál se encuentra proximo al valor medio μ_p de la distribucion 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 de un lado tienen que ver con la mínima energía reconstruida de las partículas ($p_T^{\min} = 0.3$

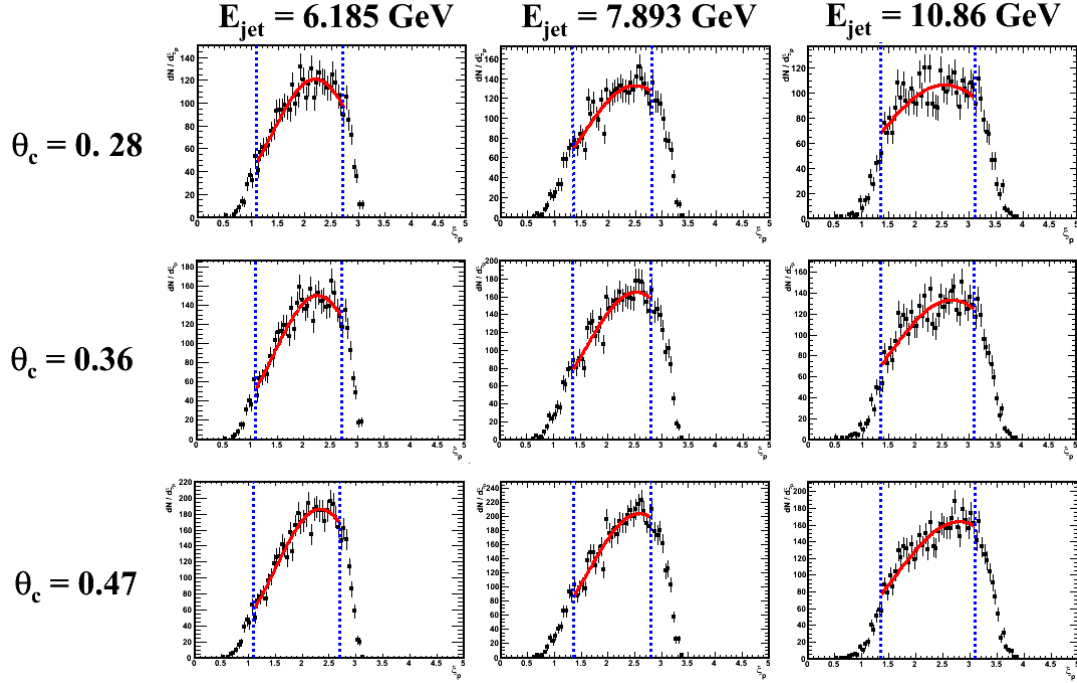


Figura 5.28: Las distribuciones de ξ_p medidas en los 3 diferentes rangos de la energía de jets E_{jet} usando 3 diferentes valores de θ_c . Los puntos han sido ajustados usando una distribución gaussiana en los rangos mostrados por las líneas punteadas verticales.

GeV/c), y por otro lado el sesgo existente en los datos por la mínima energía de la partícula líder en los jets ($p_T^{jet} = 2$ GeV/c).

En la figura 5.29 se presentan los valores de Q_{eff} extraídos al hacer el ajuste gaussiano para los 3 valores de energías de jets y 3 ángulos alrededor del eje del jet.

En la figura 5.30 se presentan los valores de $E_{jet} \sin(\theta_c)$ en función de la posición del pico ξ_0 de la distribución de momento de las partículas cargadas.

En la figura 5.31 se presentan los valores de E_{jet} en función de la multiplicidad de partículas cargadas. Los ajustes se realizaron de acuerdo a la ecuación MLLA:

$$N_{jet}^{chg} = K_{LPHD}^{charged} (\varepsilon_g + (1 - \varepsilon_g) \frac{1}{R}) F_{nMLLA} N_{g-jet}^{partons} \quad (5.5)$$

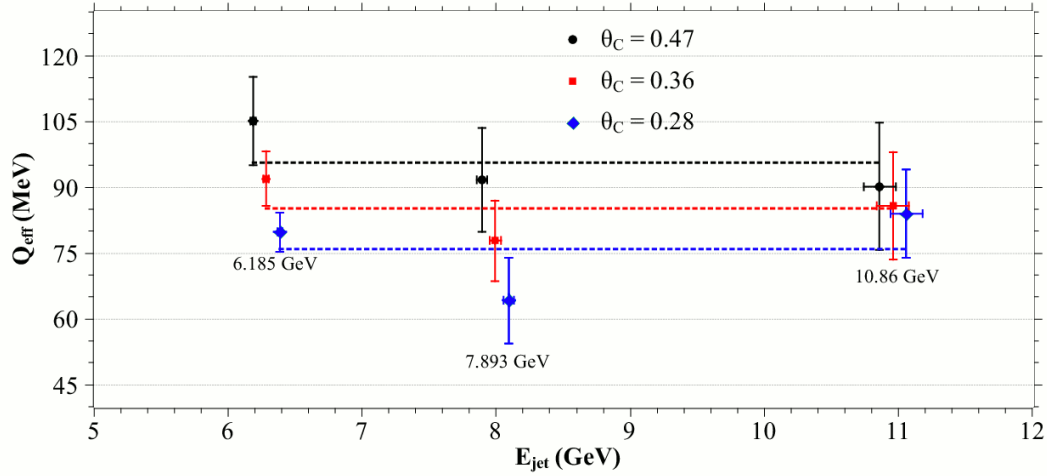


Figura 5.29: Los valores de Q_{eff} extraídos del ajuste gaussiano para 3 valores de θ_c , en función de la energía del jet E_{jet} . Las líneas punteadas muestran un ajuste lineal a los datos.

donde ε_g es la fracción de jets de gluones en los eventos (del rango de 0,8), $R = \frac{N_{g-jet}^{partons}}{N_{quark-jet}^{partons}}$ es la razón de multiplicidades de partones en jets de gluones y quarks, F_{nMLLA} representa la corrección a siguiente orden de la multiplicidad de partones en jets de gluones $N_{g-jet}^{partons}$, la cuál a su vez esta dada por:

$$N_{g-jet}^{partons} = \Gamma(B) \left(\frac{z}{2}\right)^{-B+1} I_{B+1}(z) \quad (5.6)$$

donde $z = \sqrt{\frac{16N_c \ln(\frac{E_{jet} \sin(\theta_c)}{Q_{eff}})}{b}}$, donde $I_{B+1}(z)$ es la función modificada de Bessel de orden $B + 1$, el número de colores $N_c = 3$, $B = 101/81$ y $b = 9$.

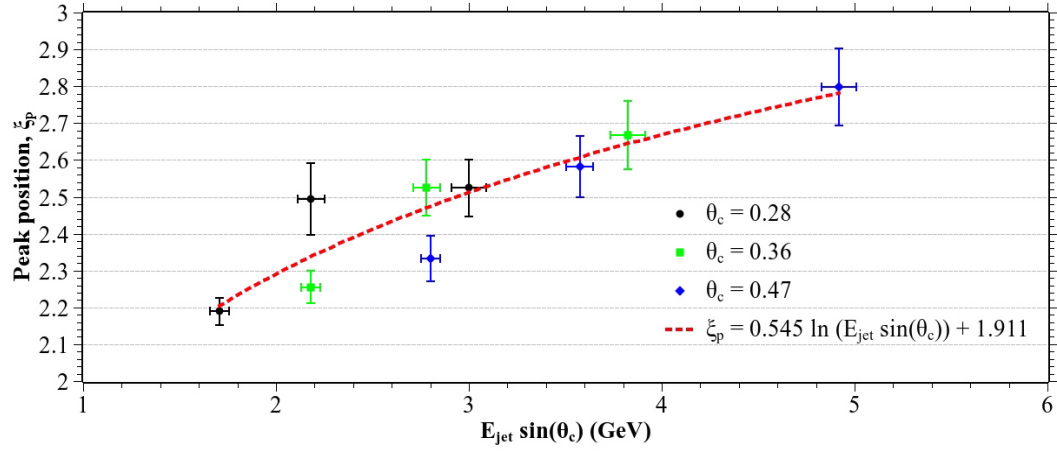


Figura 5.30: La relación entre ξ_o y $E_{jet} \sin(\theta_c)$. Datos ajustados con una función logarítmica.

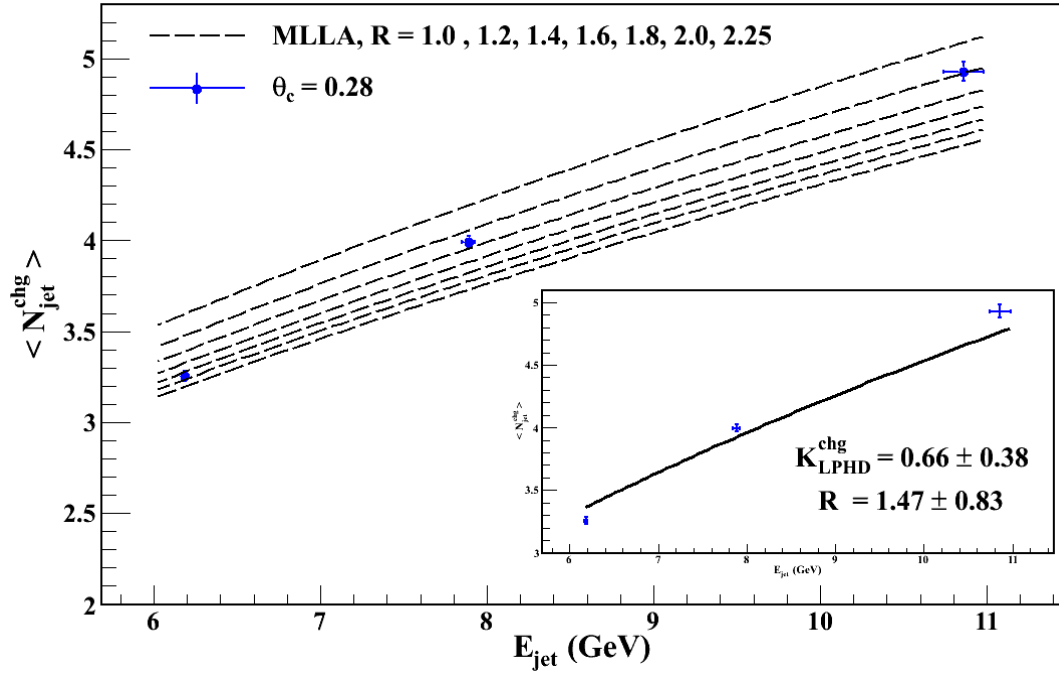


Figura 5.31: Multiplicidad promedio de partículas cargadas por jet dentro de un cono de tamaño $\theta_c = 0,28$ en eventos de dijets (puntos con error) en función de la energía del jet E_{jet} . Una serie de curvas calculadas con MMLA corresponden a los diferentes valores de R (de arriba abajo $R = 1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0, 2.25$). El ajuste de 2 parametros realizado a los datos es mostrado al lado.