



BENEMERITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE
PUEBLA

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

**Estudio de la producción central de
 $\pi^+\pi^-$ en eventos difractivos con
ALICE-LHC en colisiones p-p a 13
TeV.**

TESIS

Presentada para obtener el título de
Licenciatura en Física

Presenta
Sergio Paisano Guzmán

Director de tesis: Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi

Puebla, Pue.

Diciembre 2018

BENEMERITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

Resumen

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas
Cuerpo académico de Partículas Campos y Relatividad General

Licenciatura en Física

Estudio de la producción central de $\pi^+\pi^-$ en eventos difractivos con ALICE-LHC en colisiones p-p a 13 TeV.

por Sergio Paisano Guzmán

El experimento ALICE del LHC en CERN fue diseñado para el estudio de colisiones de iones pesados; ALICE también colecta eventos de colisiones entre protones para complementar estudios específicos en el área de iones pesados. En este tipo de colisiones, dadas las características de diseño de ALICE, es posible realizar estudios de procesos difractivos en los cuales existe producción central de partículas debido a la interacción y/o disociación de los protones. ALICE posee detectores adecuados para el estudio de procesos difractivos, y es capaz de detectar partículas producidas centralmente con bajo momento transversal. En el presente trabajo se presenta un análisis de los datos obtenidos por ALICE durante 2017 en procesos difractivos protón-protón, y se hace énfasis en el estudio de la producción central de $\pi^+\pi^-$.

Agradecimientos

Quiero agradecer a mis padres por el apoyo brindado durante toda mi vida. Al Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi por su apoyo durante la la realización de este trabajo de tesis.

Al la Vicerroctoría de Investigación y Estudios de Posgrado que apoyó este trabajo de tesis mediante el proyecto 100524451/VIEP2018.

Al Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México (LNS), perteneciente al padrón de laboratorios nacionales CONACYT, por los recursos computacionales, el apoyo y la asistencia técnica brindados, a través del proyecto No 53/Primavera 2017.

...

Índice general

Agradecimientos	v
1. Introducción	1
2. Física de partículas y Modelo estándar	3
2.1. Modelo Estándar	5
2.2. Cromodinámica Cuántica	7
2.3. Protón	9
2.4. Piones	9
3. Variables cinemáticas	11
3.1. Rapidez	11
3.2. Pseudorapidez	12
3.2.1. Variables de Mandelstam	13
4. Física Difractiva	15
4.1. Tipos de procesos difractivos	16
4.1.1. Dispersión elástica	16
4.1.2. Difracción sencilla	16
4.1.3. Difracción doble	17
4.1.4. Difracción central	17
4.2. Matriz de dispersión	18
4.3. Sección eficaz	19
4.4. Teorema óptico	19
4.5. Teoría de Regge	20
5. Experimento Alice	23
5.1. Sistema de rastreo Interno (ITS)	26
5.2. Cámara de Proyección de Tiempo (TPC)	27
5.3. V0	29
5.4. ALICE difractivo(AD)	30
6. Selección de datos	31
6.1. Sistemas de disparo para la selección de Procesos	32
6.2. ALICE GRID	36
7. Análisis y Resultados	41
7.1. Reconstrucción de variables cinemáticas	41
7.1.1. Reconstrucción del cuadrimomento	41
7.1.2. Reconstrucción de la masa invariante	41

7.2. Án alisis de datos 2016	42
7.2.1. Cortes de datos 2016	42
7.2.2. Resultados 2016	45
7.3. Án alisis 2017	47
7.3.1. Án alisis 2017 trigger CCUP25	47
7.3.2. Resultados 2017 CCUP25	49
7.3.3. Án alisis 2017 trigger CCUP13	53
7.3.4. Resultados 2017 Trigger CCUP13	55
8. Conclusiones	57
A. C ódigo usado para el análisis	59
Bibliografía	67

Índice de figuras

2.1. Partículas del Modelo Estándar	5
2.2. Estructura interna del átomo, CPEP, 2014	6
2.3. Diagrama de Feynman para un proceso $q \rightarrow q + g$, considerando la evolución temporal hacia arriba (Griffiths, 2004)	8
2.4. Diagrama de Feynman para dos procesos de autointeracción entre gluones(Griffiths, 2004)	8
2.5. Valores experimentales de α_s (Collaboration, 2015)	9
3.1. Sistema de Referencia en experimentos de colisiones de partículas	12
3.2. Relación entre el ángulo polar θ y la pseudorapidez η	13
3.3. Proceso de dispersión de 2 cuerpos: $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	14
4.1. Dispersión elástica(Navin, 2010);Izquierda:diagrama de feynmann de la dispersión elástica. Derecha: distribución espacial de los 2 protones después de la colisión, sin ninguna otra producción de partículas	16
4.2. Difracción sencilla(Navin, 2010); Izquierda: diagrama de Feynman de la difracción sencilla, los protones interactúan mediante un Pomeron y como resultado uno de ellos se disocia y el otro sale prácticamente intacto. Derecha: distribución espacial de las partículas generadas después de la colisión, se observa el espacio en rapidez entre el protón intacto(punto rosa) y las partículas generadas por la disociación del otro protón(puntos azules)	17
4.3. Difracción doble(Navin, 2010); Izquierda: diagrama de feynman de la difracción doble. Derecha: distribución espacial de la producción de partículas en la que ambos protones se disocian, se observa el espacio de rapidez	17
4.4. Producción central(Navin, 2010); Derecha: diagrama de la producción central, cada protón libera un Pomeron, los dos protones salen casi intactos, y la interacción entre Pomerones genera una producción de partículas. Derecha: distribución espacial de los protones salientes(puntos rosa) y las partículas generadas por la interacción entre los Pomerones(Puntos azules).	18
5.1. Experimento Alice(Collaboration, 2008)	24
5.2. sistema interno de rastreo (ITS)(Collaboration, 2008)	26
5.3. TPC(Collaboration, 2008)	27

5.4.	dE/dx(Lippmann, 2011);Gráfico que muestra la pérdida de energía por unidad de longitud para la TPC de ALICE (dE/dx) respecto al momento de las partículas incidentes. Se aprecia una clara separación entre kaones, protones y piones. Conforme se incrementa el momento de las partículas, se complica su identificación	28
5.5.	Fotografía del detector V0C(Zoccarato, 2010)	29
5.6.	Detector AD(Cabanillas, 2016)	30
6.1.	Corridas por periodo	33
6.2.	Eventos por corrida	33
6.3.	L0b CCUP13	34
6.4.	L0b rate CCUP13	34
6.5.	L2a CCUP13	35
6.6.	L0b CCUP25	35
6.7.	L0b rate CCUP25	36
6.8.	L2a CCUP25	36
6.9.	Eventos descargados para el disparo CCUP13	39
6.10.	Eventos descargados para el disparo CCUP13	39
7.1.	sigmaTPC	43
7.2.	Gráfico vtx-masa (a)Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC	44
7.3.	Gráfico η -masa (a)Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC	44
7.4.	sigmaTOF	45
7.5.	Masa Invariante Reconstruida;Azul:sin corte de datos, Rojo:PID TPC,Negro:PID TPC+Vtx+Eta	46
7.6.	Masa Invariante Reconstruida; cortes datos:PID TPC + vtx + eta + PID TOF	46
7.7.	Momento transverso reconstruido;Azul:sin corte de datos, Rojo:PID TPC,Negro:PID TPC+Vtx+Eta	46
7.8.	Momento transverso reconstruido;cortes de datos: PID TPC+ vtx+ eta + PID TO	47
7.9.	Gráfico Masa-Momento (a)Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC, C) despues del corte vtx y eta	48
7.10.	PID TPC para piones 2017, usando el trigger CCUP25	49
7.11.	Gráfico η -masa (a)Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC	50
7.12.	Gráfico vtx-masa (a)Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC 2017	50
7.14.	Momento transverso;Azul:sin corte de datos,Rojo; PID TPC,Negro:PID TPC+Vtx+Eta,Verde: PID TPC+Vtx+Eta+V0,Amarillo:PID TPC+Vtx+Eta+V0+AD	51
7.13.	Masa Invariante; Azul:sin corte de datos,Rojo; PID TPC,Negro:PID TPC+Vtx+Eta,Verde: PID TPC+Vtx+Eta+V0,Amarillo:PID TPC+Vtx+Eta+V0+AD	51
7.15.	Gráfico Masa-Momento (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC, c)corte extra en vtx y eta y d) corte extra con AD	52

7.16. Sigma 53

7.17. Gráfico η -masa (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC 54

7.18. Gráfico vtx-masa (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC 2017 54

7.19. Masa Invariante; Azul:sin corte de datos, Rojo; PID TPC, Negro:PID TPC+Vtx+Eta, Verde: PID TPC+Vtx+Eta+V0, Amarillo:PID TPC+Vtx+Eta+V0+AD 55

7.20. Momento transverso; Azul:sin corte de datos, Rojo; PID TPC, Negro:PID TPC+Vtx+Eta, Verde: PID TPC+Vtx+Eta+V0, Amarillo:PID TPC+Vtx+Eta+V0+AD 55

7.21. Gráfico Masa-Momento (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC, c) corte extra en vtx y eta y d)corte extra con AD 56

Índice de cuadros

5.1. Resumen Detectores ALICE(Collaboration, 2008)	25
7.1. Corte de datos 2016	42
7.2. Corte de datos para la muestra dada por el trigger CCUP25	47
7.3. Corte de datos para el trigger CCUP13	53

Dedicado a mis padres

Capítulo 1

Introducción

El experimento ALICE-LHC del CERN fue diseñado para el estudio de colisiones de iones pesados (Pb). Para este propósito, también se colectan datos de colisiones protón-protón. Estos sirven como referencia para entender las mediciones realizadas en eventos de colisión de iones pesados donde se busca caracterizar al estado de la materia conocido como plasma de quarks y gluones. Adicionalmente, se pueden estudiar diferentes procesos físicos en estas colisiones, dentro de los que destacan los procesos difractivos, en los que se pueden generar nuevas partículas debido a la interacción y/o disociación de los protones en colisiones de tipo inelásticas.

La teoría de la cromodinámica cuántica (QCD) se encarga de estudiar a las interacciones nucleares fuertes. Aunque dicha teoría ha mostrado ser exitosa en la descripción de muchos procesos, la fuerte constante de la fuerza fuerte (α_s) de acoplamiento limita el éxito de la QCD en la descripción de fenómenos de dispersión en el régimen no perturbativo. En las interacciones nucleares fuertes, los gluones poseen carga de color, sin embargo estos pueden agruparse de manera que sus cargas de color se sumen y generen una carga neutra (sin color). Un objeto con estas características se comportaría diferente a los gluones individuales. La dinámica de este tipo de objetos es poco conocida actualmente. Los procesos difractivos ocurren en colisiones protón-protón. En este caso, existe un intercambio de un estado neutro de gluón, conocido como Pomeron. En tales reacciones, los protones de la colisión se desvían solo un poco de su trayectoria original. Procesos Difractivos son de particular interés a las energías del LHC. Los experimentos ATLAS y CMS han propuesto detectores especiales para estudiar procesos difractivos, sin embargo no están optimizados para realizar estudios detallados sobre partículas producidas en la región central de los detectores con bajo momento transversal; ALICE posee detectores adecuados para el estudio de procesos difractivos, y es capaz de detectar partículas producidas en su parte central con bajo momento transversal.

El espectrómetro del experimento ALICE consiste de un barril central, conformado por detectores que son capaces de rastrear e identificar hadrones, electrones y fotones en un rango de pseudorapidez de $0.9 < \eta < 0.9$. En el presente trabajo se presenta un análisis de los datos obtenidos por ALICE durante 2017 en colisiones protón-protón a 13 TeV donde buscamos producción central de $\pi^+ \pi^-$ en procesos difractivos. El primer capítulo es la introducción a este trabajo de tesis. En el segundo capítulo se presenta una breve introducción histórica de la física de partículas, Modelo estándar y Cromodinámica cuántica. El tercer capítulo introduce variables necesarias para el estudio de colisiones

de partículas. La teoría sobre la difracción es introducida en el capítulo 4. En el capítulo 5 se describe el experimento ALICE y los detectores más relevantes de ALICE para este estudio. La muestra experimental se describe en el capítulo 6, donde se explican los métodos para obtener los datos de colisiones. Los resultados obtenidos se muestran en el capítulo 7, y finalmente en el capítulo 8 se dan las conclusiones a estos resultados.

Capítulo 2

Física de partículas y Modelo estándar

La idea de que la materia está compuesta por partículas elementales surgió hace aproximadamente 2500 años, cuando los filósofos griegos Demócrito y Leucipo propusieron que toda la materia estaba hecha de átomos unidos. Sin embargo, fue hasta 1897 con el descubrimiento del electrón realizado por J.J Thomson cuando se inició formalmente la física de partículas, que estudia la materia desde un punto de vista fundamental. Se dio cuenta de que los rayos catódicos emitidos por un filamento caliente podían ser desviados por un campo magnético, esto sugería que los rayos catódicos no eran rayos en absoluto, sino corrientes de partículas cargadas, y debido a la dirección de la curvatura, las partículas deberían tener una carga negativa. Al ajustar el campo eléctrico y magnético a través del cual pasaba el haz, de manera que la desviación neta era cero, Thomson pudo medir la velocidad y la relación carga-masa de las partículas, y concluyó que la masa debería ser realmente pequeña o la carga inmensamente grande. La primera opción fue la que se ajustó a otros experimentos, y las nuevas partículas fueron nombradas electrones.

Thomson también pensó que los electrones eran parte del átomo, sin embargo, los átomos son eléctricamente neutros y miles de veces más pesados que los electrones. Así que propuso su conocido modelo atómico, en el que los electrones se colocan en una pasta pesada y cargada positivamente, de la misma manera que las pasas se colocan en un pudín. Este modelo fue refutado por el experimento de dispersión de Rutherford, que mostró que el átomo es un espacio casi completamente vacío, con un núcleo increíblemente pequeño donde se encuentra la carga positiva y la mayor parte de la masa. El núcleo del átomo de hidrógeno fue nombrado protón por Rutherford.

En 1914, Niels Bohr propuso su modelo atómico para el átomo de hidrógeno en el que, según sus ideas, el protón está rodeado por un único electrón y se asemeja al movimiento de un planeta alrededor de su estrella. Las estimaciones del modelo de Bohr para el espectro del hidrógeno fueron consistentes con lo informado experimentalmente, por lo que tenía sentido que los átomos más pesados estuvieran compuestos de cierto número de protones unidos entre sí formando el núcleo, rodeados por un número igual de electrones para mantener el átomo eléctricamente neutro; aunque los problemas con esta suposición surgieron inmediatamente con los siguientes átomos más pesados

después del hidrógeno. El helio y el litio con dos y tres electrones tienen cuatro y siete veces la masa de hidrógeno. Este problema se resolvió en 1932 cuando Chadwick descubrió al neutrón. Los neutrones son eléctricamente neutros y podrían considerarse como un gemelo del protón, al menos en términos de masa. El número de neutrones no es necesariamente igual al número de protones, esto puede variar, incluso en el mismo tipo de átomos, tal es el caso de los isótopos, los cuáles poseen el mismo número de electrones y de protones, pero diferente número de neutrones; el ejemplo más común de este tipo de átomos es el Hidrógeno y sus 3 isótopos, el Protio, el Deuterio y el Tritio, los cuales tienen 0,1,2 y 3 neutrones respectivamente.

Hasta este punto de la historia, se pudo pensar que se había alcanzado el final en el entendimiento de la estructura fundamental de la materia. Todo lo que puedes ver, tocar y oler está hecho de protones, neutrones y electrones. Pero esta idea no duró mucho. Surgió una nueva pregunta: ¿qué mantiene juntos a los protones en el núcleo?. Los protones deberían repelerse entre sí debido a su naturaleza eléctrica, y los neutrones no tienen ninguna razón aparente para permanecer allí; indudablemente debería existir una fuerza que mantenga unido al núcleo, y más fuerte que la fuerza eléctrica, que en este caso sería repulsiva. Esta nueva fuerza fue llamada *fuerza fuerte*. Una característica especial de esta fuerza es que sus efectos sólo son considerables en un rango de distancia muy corto, a diferencia de las fuerzas electromagnéticas y gravitacionales, ambos tienen un rango de distancia infinito, a pesar del hecho de que podrían ser despreciables a una distancia finita. El rango de la fuerza fuerte es aproximadamente del tamaño del núcleo mismo; es por eso que los átomos con un gran número de protones en su núcleo tienden a ser inestables.

Yukawa propuso en 1934 una teoría de la fuerza fuerte en la que los protones y los neutrones se atraen entre sí por algún tipo de fuerza, y de una partícula cuyo intercambio da cuenta de las características de la fuerza fuerte. Yukawa estableció que la masa de esta partícula debería ser aproximadamente un tercio de la masa del protón, y debido a que esta masa se encuentra entre la masa del protón y la masa del electrón, la partícula se llamó *mesón*, que significa "peso medio". En ese momento no había registro de tal partícula observada en un laboratorio. Fue en 1937 y en un experimento de rayos cósmicos cuando hubo indicaciones del mesón de Yukawa; desafortunadamente, experimentos posteriores, también con rayos cósmicos, mostraron que el mesón de Yukawa era en realidad una partícula producida en la atmósfera superior debido a la interacción de los rayos cósmicos con las moléculas de aire, y que nada tiene que ver con las interacciones fuertes. Esta nueva partícula fue descubierta en 1947 y recibió el nombre de pión (π), fue descubierta al mismo tiempo que otra partícula de "peso medio", el muón (μ), también producida por rayos cósmicos. Después de esto comenzó una nueva etapa en el entendimiento de la materia que originó estudios dedicados a la física de partículas, donde el trabajo de físicos teóricos y experimentales resultó en lo que hoy se conoce como el *Modelo Estándar de las partículas fundamentales*.

2.1. Modelo Estándar

El Modelo Estándar se considera una de las teorías más exitosas de la física, puesto que logra describir con una buena aproximación las interacciones de las partículas fundamentales. Como resultado se tiene un estudio de tres de las fuerzas elementales de la naturaleza: la fuerza electromagnética, la fuerza débil y la fuerza fuerte. Se dice que una partícula es fundamental cuando no tiene una estructura interna, es decir, una partícula fundamental es puntual.

El Modelo Estándar establece que toda la materia conocida en el Universo está formada por fermiones, las cuales son partículas con espín semientero, las cuales interactúan a través de los mediadores de las fuerzas, también conocidos como bosones, partículas con espín entero. A su vez, los fermiones se dividen en quarks y leptones. Los primeros se caracterizan por tener carga de color, lo cual les permite interactuar con la fuerza fuerte; los mediadores de esta fuerza son los gluones (g). En el caso de los leptones, algunos tienen carga eléctrica (e, μ, τ), y otros no (ν_e, ν_μ, ν_τ), tal como se puede ver en la figura 2.1, por lo que las fuerzas electromagnética y débil pueden actuar sobre quarks y leptones. Los neutrinos, por otro lado, al no tener carga eléctrica, no sienten la fuerza electromagnética, pero sí la débil.

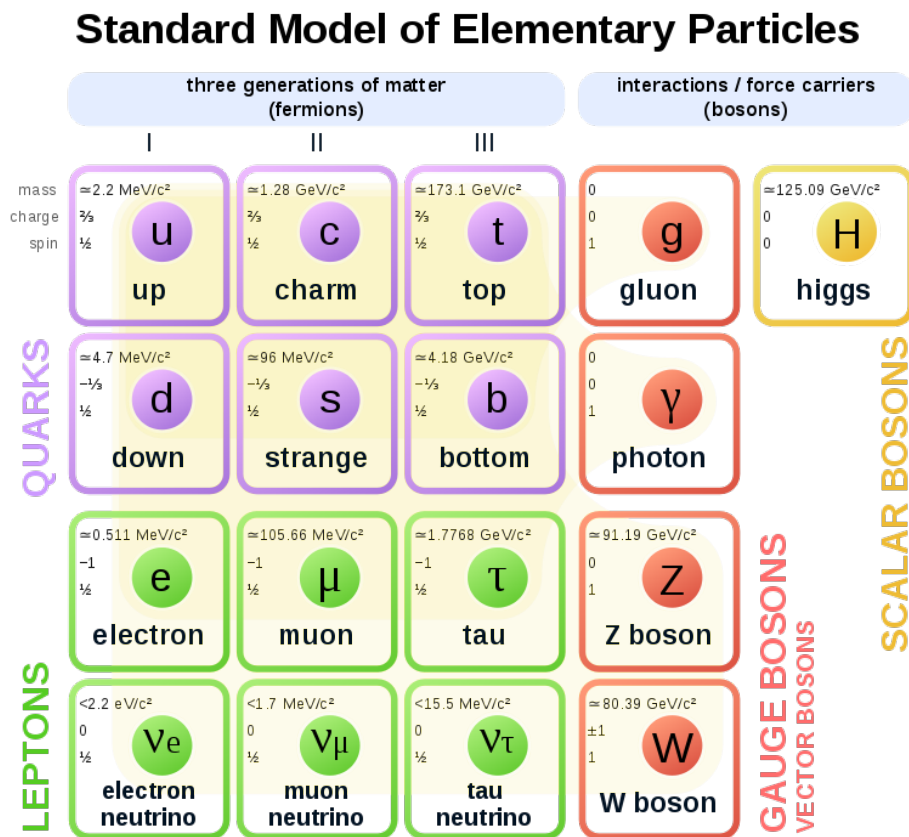


FIGURA 2.1: Partículas del Modelo Estándar

La partícula mediadora de la fuerza electromagnética es el fotón (γ), y los de la fuerza débil son los bosones W^\pm , Z . Estos mediadores (junto con los gluones g), son llamados bosones vectoriales ya que el espín que poseen es uno, aunque también existen bosones escalares, los cuales tienen espín cero. El bosón de Higgs (bosón escalar), era la última partícula que faltaba por observar para poder comprobar que este modelo es correcto. Fue en 2012 cuando los experimentos del LHC, ATLAS y CMS, encontraron señales de una partícula con las propiedades del bosón propuesto en el Modelo Estándar, verificando así la validez de la teoría.

Uno de los mayores éxitos del Modelo Estándar radica en que propone un proceso para la generación de las masas de las partículas, conocido como mecanismo de Higgs-Englert-Brout. Dicho proceso tiene lugar a través del rompimiento espontáneo de la simetría (SSB por sus siglas en inglés), en el cual el campo asociado a las partículas adquiere masa (Cottingham, 2012). Debido a las observaciones hechas por los experimentos ATLAS y CMS del LHC en el CERN, Peter Higgs y Francois Englert recibieron el premio Nobel de Física en el año 2013..

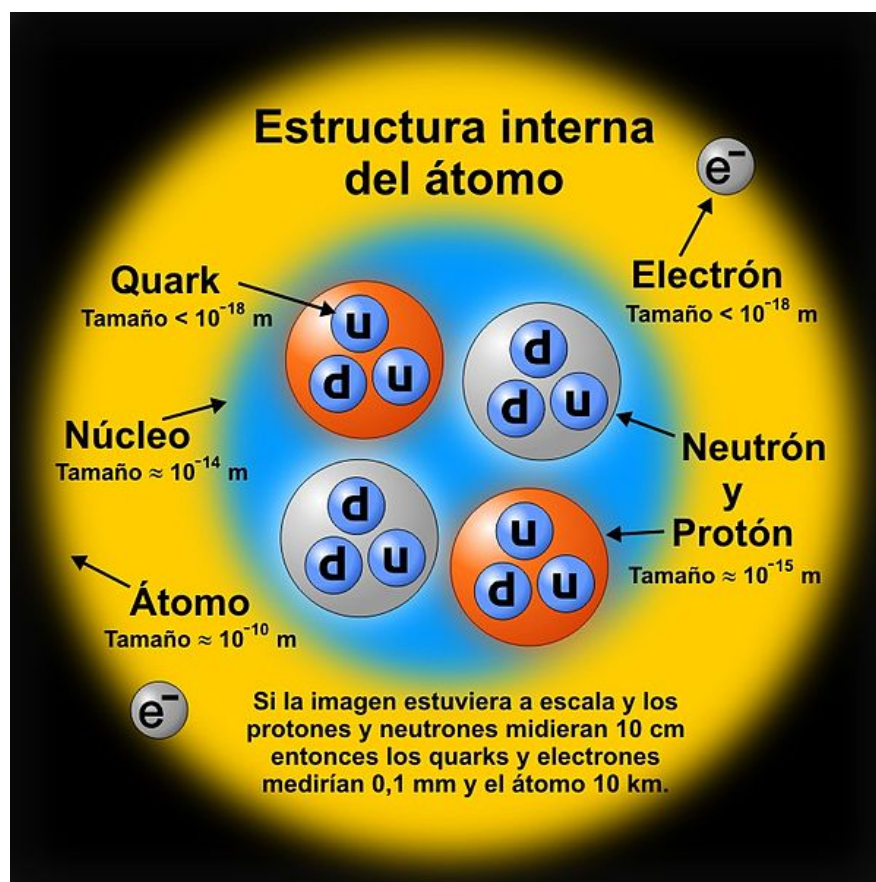


FIGURA 2.2: Estructura interna del átomo, CPEP, 2014

Los quarks y leptones se pueden clasificar en *generaciones* (ver figura 2.1),

las partículas de la primera generación tienen masas más ligeras que la segunda generación; a su vez, las masas de las partículas de la segunda generación son más ligeras que las de la tercera generación. De la figura 2.2 se observa que la mayor parte de la materia conocida está formada por fermiones de la primera generación: quark up (u), quark down (d), el electrón (e) y el neutrino del electrón (ν_e).

A pesar del hecho de que las predicciones del modelo han sido comprobadas, se dice que la teoría está incompleta ya que existen evidencias experimentales de procesos que el Modelo Estándar no explica. Por ejemplo, no incluye la fuerza gravitatoria, tampoco es capaz de explicar el origen de las constantes de acoplamiento o de la jerarquía de masas; en el Modelo Estándar se considera que los neutrinos no tienen masa, pero experimentos actuales indican que la tienen e incluso dan cotas de la posible masa de los neutrinos (dicha masa es muy pequeña comparada con el resto de las partículas, pues es del orden de 2 MeV).

Estos y otros problemas han sido encontrados en el Modelo Estándar, por lo cual se requiere estudiar los fundamentos con ayuda de los datos de los experimentos. Una de las ramas de la física de partículas que más se ha estudiado para buscar soluciones a dichos problemas es la cromodinámica cuántica, de la cual se hablará en la siguiente sección.

2.2. Cromodinámica Cuántica

La cromodinámica cuántica (QCD, por sus siglas en inglés) es una teoría de norma que describe las interacciones fuertes que se dan entre los quarks. Debido a su carga, los quarks interactúan con los mediadores de la fuerza fuerte, los gluones.

Una combinación de quarks forma estructuras llamadas *hadrones* (como el neutrón o el protón); cuando se tienen tres quarks se forman partículas llamadas *bariones*, en el caso de tener un quark y un antiquark se tiene un *mesón*. Cada sabor de quark tiene asociadas tres cargas de color, por lo que se pueden representar como tripletes de color:

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} u_r \\ u_g \\ u_b \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Donde los subíndices denotan la carga de color: u_r es para un quark de color rojo, u_g es para un quark de color verde y u_b indica que el quark tiene carga de color azul. Se dice que los quarks que componen los hadrones están confinados, pues no es posible detectarlos individualmente, tampoco los gluones. Uno de los procesos fundamentales en la cromodinámica cuántica es el que se muestra en la figura 2.3

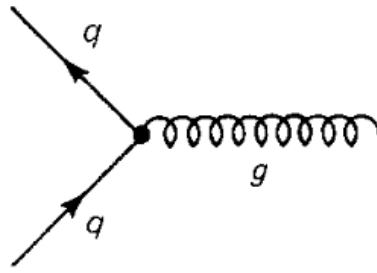


FIGURA 2.3: Diagrama de Feynman para un proceso $q \rightarrow q + g$, considerando la evolución temporal hacia arriba (Griffiths, 2004)

En el proceso anterior el color de los quarks podría cambiar, pero no el sabor. Aunque al final la carga de color también debe conservarse; por ejemplo, si se tiene un quark down-azul al final del proceso se puede tener un quark down-verde, entonces el gluón debe tener una carga de color verde y de anti-azul. Los gluones, por tanto, tienen doble carga de color, una positiva y otra negativa. Hay ocho posibles cargas de color para un gluón.

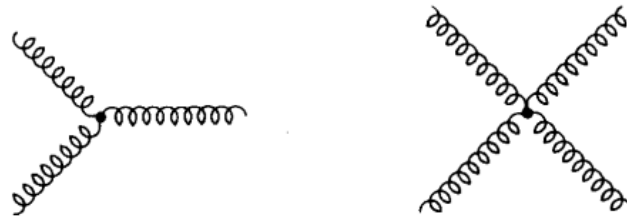


FIGURA 2.4: Diagrama de Feynman para dos procesos de autointeracción entre gluones(Griffiths, 2004)

Dado que los gluones poseen carga de color, también existen autointeracciones entre ellos, como las que se muestran en la figura 2.4. Existen "constantes" de acoplamiento para los tipos de interacciones las cuales, como su nombre lo indica, determinan la fuerza con la que las partículas o campos interactúan. El valor de dichas constantes depende de la escala de energía a la que se trabaje, es decir, de la separación entre las partículas involucradas en un proceso. Como puede verse en la figura 2.5, para QCD el comportamiento de la constante de acoplamiento α_s tiene *libertad asintótica*. Esto quiere decir que cuando la distancia que separa a los quarks es muy pequeña (como sucede dentro de un hadrón), la fuerza de las interacciones entre ellos también tendrá un valor pequeño. Al no haber una fuerza suficientemente grande que los mantenga unidos, los quarks pueden moverse libremente.

Se busca que con el estudio de hadrones se logre comprender la naturaleza de los quarks. Uno de los hadrones que más se estudian son los protones, cuya descripción se da en la siguiente sección.

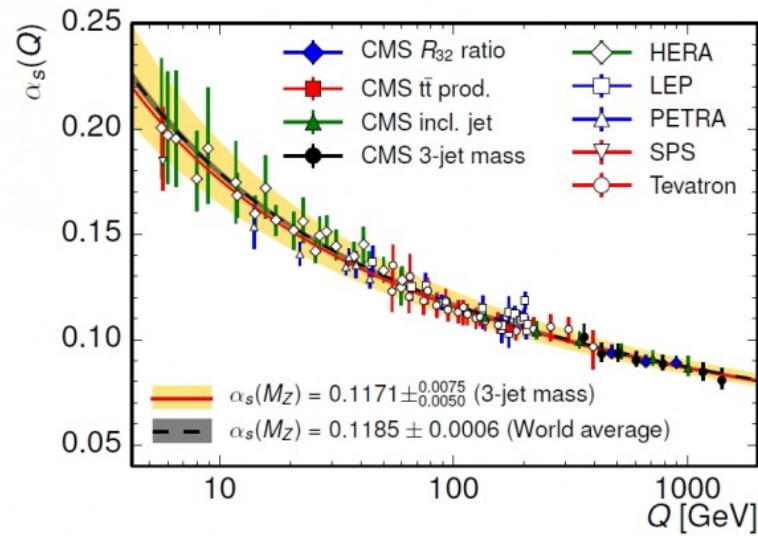


FIGURA 2.5: Valores experimentales de α_s (Collaboration, 2015)

2.3. Protón

Murray Gell-Mann y George Zweig propusieron en 1963 que los hadrones están compuestos por quarks. Fue hasta 1968 cuando los resultados del Stanford Linear Accelerator (SLAC) mostraron que el protón tiene subestructura, usando un método parecido al de Rutherford. Gracias a los resultados de patrones difractivos se supo que el protón no es elemental.

El protón es el único barión estable, con un tiempo de vida mayor a 10^{35} años, a diferencia del neutrón cuya vida media es de 881.5 s o del muón μ con $2,19 \times 10^{-6}$ s.; aunque hay propuestas de que esta partícula puede decaer a otras, sin embargo estos procesos no han sido observados. Este hadrón está formado por tres quarks de valencia: dos quarks up y un quark down. Como se vio en la sección 2.1, los quarks tienen carga eléctrica; dado que u tiene $\frac{1}{3}e$ y d tiene $-\frac{1}{3}$, la carga eléctrica total del protón es de e .

El uso de protones en experimentos ha permitido observar otras partículas de manera indirecta, tal como el TOP quark en 1995 por el experimento CDF y DZero del Tevatron en Fermilab o el bosón de Higgs en 2012 por los experimentos CMS y ATLAS del LHC en el CERN..

2.4. Piones

A diferencia del protón, los piones (π) son mesones, pues están compuestos por un quark y un antiquark. Estas partículas son los mesones más ligeros y se pueden encontrar cargados o neutros: π^+ , π^- , π^0 dependiendo de su composición:

$$\begin{aligned}\pi^+ & : u\bar{d} \\ \pi^- & : d\bar{u} \\ \pi^0 & : u\bar{u}, d\bar{d}\end{aligned}$$

El tiempo de vida para los piones es de aproximadamente $2,6 \times 10^{-8}$ s y son, en su mayoría, creados en experimentos de colisiones de hadrones y en rayos cósmicos.

Dependiendo del tipo de pión, éste puede decaer a distintas partículas (Tanabashi, 2018):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \text{ en un } 99,98 \%$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma \text{ en un } 1,2 \times 10^{-4} \%$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \text{ en un } 99,98 \%$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma \text{ en un } 1,2 \times 10^{-4} \%$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \text{ en un } 98,82 \%$$

$$\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \text{ en un } 1,17 \%$$

Capítulo 3

Variables cinemáticas

En física de partículas hay ciertas cantidades necesarias para la descripción de procesos de dispersión, algunas de ellas se enlistan a continuación:

3.1. Rapidez

La rapidez y pseudorapidez (vea sección 3.2) son 2 variables usadas comúnmente en aceleradores de partículas, las cuales surgen debido a que las velocidades de las partículas incidentes, o por lo menos la mayor parte de la magnitud, está dirigida a lo largo del eje del haz. En experimentos de colisiones usualmente el eje del haz concide con el eje z , como se muestra en la figura 3.1:

En este sistema de referencia la rapidez " y " se define como (Daw, 2012):

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right) \quad (3.1)$$

En colisiones de alta energía la rapidez nos brinda información sobre el ángulo en el que son emitidas las partículas después de una colisión, por ejemplo, si la rapidez fuera cero o aproximadamente cero, implicaría que $(E + p_z c)/(E - p_z c) \approx 1$ y por tanto el momento $p_z \approx 0$ lo cual nos indicaría que la partícula emitida salió en una dirección prácticamente perpendicular al eje del haz. Por otro lado, si la rapidez tuviera un valor muy grande, es decir, que $y \approx \infty$, entonces $(E + p_z c)/(E - p_z c) \approx \infty$ y por tanto $E \approx p_z c$, por lo que la partícula emitida en este caso saldría en dirección casi paralela al eje del haz, y finalmente si $y \approx -\infty$ la partícula saldría también con un ángulo casi igual a cero con respecto al eje del haz, pero en dirección contraria.

Si consideramos un sistema de referencia S' que se mueve a una velocidad v en dirección del eje z respecto a un sistema de referencia S , la rapidez en el sistema S' estará definida como:

$$y' = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E' + p'_z c}{E' - p'_z c} \right) \quad (3.2)$$

La energía E y el momento \mathbf{p} en el sistema S están relacionados con la energía E' y el momento \mathbf{p}' del sistema S' de la siguiente manera:

$$E' = \frac{E - v p_x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad p'_x = p_x \quad p'_y = p_y \quad p'_z = \frac{p_z - \frac{E v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.3)$$

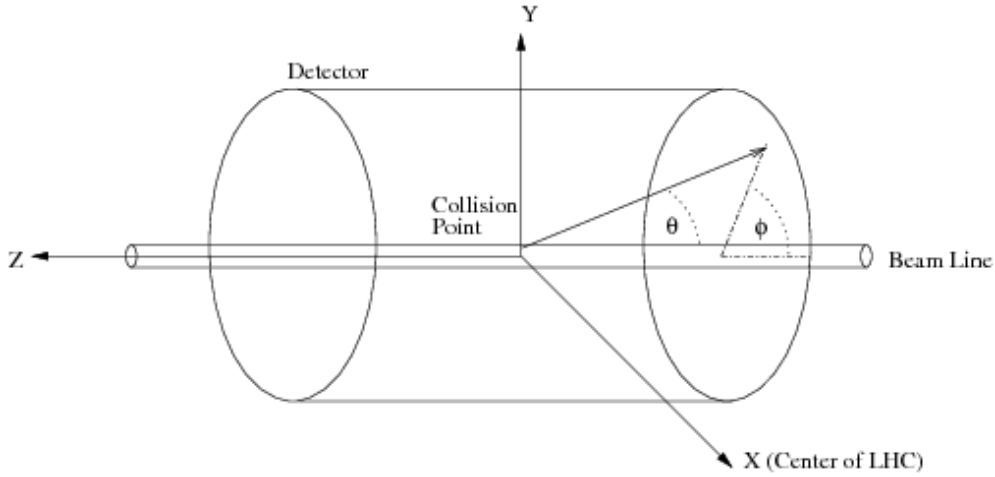


FIGURA 3.1: Sistema de Referencia en experimentos de colisiones de partículas

De acuerdo a las ecuaciones 3.3 la transformación de la pseudorapidez del marco de referencia S' a al marco S es:

$$y' = y + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}\right) \quad (3.4)$$

Si en una colisión se generan dos partículas, cada una con rapidez y'_1 y y'_2 medidas desde el marco S' , podemos calcular su diferencia de acuerdo a 3.4:

$$y'_2 - y'_1 = y_2 + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}\right) - y_1 - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}\right) = y_2 - y_1 \quad (3.5)$$

3.2. Pseudorapidez

Como ya se explicó, la rapidez es de gran utilidad si se conoce el momento y la energía de la partícula, sin embargo en colisiones donde la energía es muy grande, estas cantidades, especialmente el momento, son difíciles de medir, entonces es conveniente definir una nueva variable similar a la rapidez pero que sea más fácil de medir. Esa nueva variable se denomina pseudorapidez y se denota con el símbolo η . Podemos obtener la pseudorapidez a partir de la rapidez dada por 3.1, considerando $E^2 = \mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4$:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\sqrt{\mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4} + p_z c}{\sqrt{\mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4} - p_z c}\right) \quad (3.6)$$

Para partículas relativistas con muy alta energía $p^2 c^2 \gg m^2 c^4$, entonces factorizando pc en cada raíz cuadrada y usando la expansión binomial, llegamos a la siguiente aproximación.

$$y \approx \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 + \frac{p_z}{p}}{1 - \frac{p_z}{p}}\right) \quad (3.7)$$

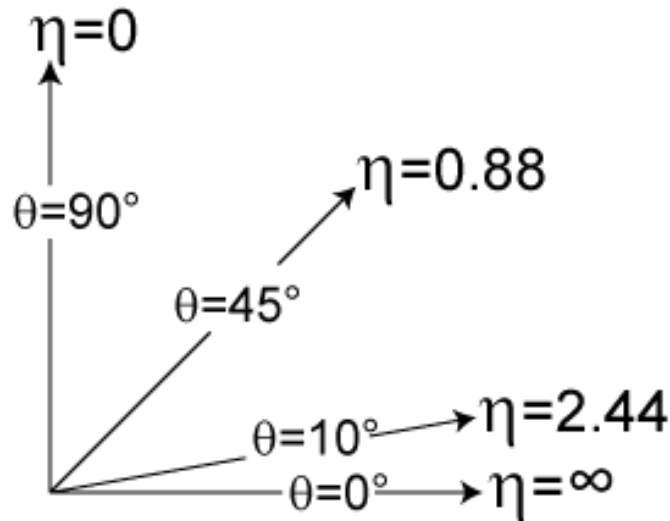


FIGURA 3.2: Relación entre el ángulo polar θ y la pseudorapidez η

El ángulo entre el eje del haz y la dirección de la partícula emitida se define como $\theta = \arccos(p_z/\mathbf{p})$, entonces $1 + p_z/\mathbf{p} = 2 \cos^2(\theta/2)$ y $1 - p_z/\mathbf{p} = 2 \sin^2(\theta/2)$, sustituyendo lo anterior en 3.7 obtenemos:

$$y \approx -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.8)$$

La pseudorapidez se define entonces como:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$$

Para partículas relativistas altamente energéticas, en las cuales $E \approx p$, la rapidez es aproximadamente igual a la pseudorapidez ($y \approx \eta$). En la figura 3.2, se puede observar la relación que hay entre el ángulo polar θ y la pseudorapidez η . En lo que resta de este capítulo y el siguiente, se utilizarán unidades naturales en las cuales la velocidad de la luz $c = 1$.

3.2.1. Variables de Mandelstam

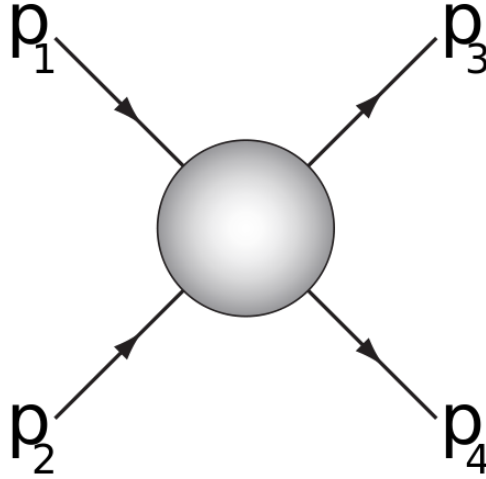
Las variables de Mandelstam son invariantes de Lorentz, las cuales son utilizadas para describir la cinemática de procesos de dispersión del tipo $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$, dicho proceso se observa en el diagrama de la figura 3.3, en el cual dos partículas incidentes, con cuadrimomento p_1 y p_2 respectivamente, interactúan y se convierten en partículas con cuadrimomento p_3 y p_4 .

Las variables de Mandelstam s, t, u se definen como:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \quad (3.9)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_4 - p_2)^2 \quad (3.10)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_3 - p_2)^2 \quad (3.11)$$

FIGURA 3.3: Proceso de dispersión de 2 cuerpos: $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$

donde p_1 y p_2 continúan siendo los cuádrimomentos de las partículas incidentes, y p_3 y p_4 los cuádrimomentos de las partículas salientes.

Por conservación del cuádrimomento:

$$p_1 + p_2 - p_3 - p_4 = 0 \quad (3.12)$$

Por lo cual se tiene que:

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 \quad (3.13)$$

La ecuación 3.12 nos dice que solo dos de las 3 variables son independientes, además la suma de las 3 es una constante. Considerando el sistema de referencia del centro de masa en el cual $p_1 - p_2 = p_3 - p_4 = 0$ y recordando que el cuádrimomento de una partícula de masa m , definido como $p^\mu = (E, \mathbf{p})$, cumple que:

$$p_\mu p^\mu = p^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 \quad (3.14)$$

Donde E es la energía de tal partícula y $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$ es su momento. Entonces las variables de mandelstam toman la siguiente forma:

$$s = (E_1 + E_2)^2 = (E_3 + E_4)^2 \quad (3.15)$$

$$t = m_1^2 + m_3^2 - 2(E_1 E_3 - |\mathbf{p}_1| |\mathbf{p}_3| \cos \theta) \quad (3.16)$$

$$u = m_1^2 + m_4^2 - 2(E_1 E_4 + |\mathbf{p}_1| |\mathbf{p}_3| \cos \theta) \quad (3.17)$$

En las ecuaciones 3.16 y 3.17, θ es el ángulo de dispersión entre la partícula incidente 1 y la partícula saliente 3. De acuerdo a 3.15, la variable s es la energía total al cuadrado, medida desde el sistema de referencia del centro de masa, mientras que la variable t es la transferencia de cuádrimomento.

Capítulo 4

Física Difractiva

Los procesos hadrónicos se clasifican en 2 tipos, procesos hadrónicos suaves y procesos hadrónicos duros. Los procesos hadrónicos duros son caracterizados por un alto momento transferido $|t| (> 1 \text{ GeV}^2)$. Los procesos hadrónicos suaves están caracterizados por una escala de energía del orden del tamaño del hadrón, cuyo radio R es de aproximadamente 1 fm . El momento transferido al cuadrado t en estos procesos es de unos cuantos cientos de MeV^2 , el cual es pequeño comparado con otro tipo de procesos. La transferencia de momento depende exponencialmente de la sección eficaz (Barone, 2002):

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \exp\{-R^2 |t|\} \quad (4.1)$$

De la ecuación anterior se nota que en este tipo de procesos los eventos con una transferencia grande de momento son suprimidos. La presencia de una escala de longitud grande (R) hace que el proceso sea intrínsecamente no perturbativo, lo cual limita a la QCD perturbativa para la descripción de estos procesos. La teoría que describe los procesos suaves se denomina teoría de Regge, la cual postula que a altas energías, los procesos hadrónicos suaves son dominados por el intercambio de una partícula denominada Pomeron.

El término difracción fue introducido durante la década de 1950, y es análogo al caso óptico, cuando la luz atraviesa alguna rejilla. Se puede definir a la difracción en física de partículas como (Barone, 2002):

“Un proceso, a altas energías, en el que no hay intercambio de números cuánticos entre las partículas que colisionan”

En la definición se especifica que debe ser un proceso a altas energías debido a que el no intercambio de números cuánticos es una condición necesaria pero no suficiente, pues no hace distinción entre procesos de origen difractivo y procesos de origen no difractivo, aunque se espera que a medida que la energía crece los procesos no difractivos sean suprimidos, y predominen los procesos de origen difractivo. En colisiones protón-protón este proceso ocurre cuando un Pomeron interactúa con un protón para producir lo que se conoce como un sistema difractivo.

La definición dada puede servir teóricamente pero experimentalmente pueden presentarse algunas complicaciones si las partículas resultantes no son completamente reconstruidas, por lo que no se podría saber si hubo o no intercambio de números cuánticos. Afortunadamente existe otra definición, la

cuál sirve durante los experimentos de colisión para saber si una reacción fue difractiva o no, y se enuncia de la siguiente manera:

“Un proceso difractivo está caracterizado por un gran espacio de rapidez (rapidity gap)”

Recordando que la rapidez (3.1) nos da información sobre el ángulo en el que son dispersadas las partículas después de una colisión, un rapidity gap es el espacio que hay entre partículas generadas después de la colisión medidas por el detector.

4.1. Tipos de procesos difractivos

Dadas las definiciones anteriores es posible distinguir entre los siguientes procesos difractivos:

4.1.1. Dispersión elástica

Un proceso del tipo $A+B \rightarrow C+D$, es una dispersión elástica siempre que $A=C$ y $B=D$, es decir, las partículas quedan intactas después de la colisión, a excepción de un ligero cambio en el momento lineal, en este tipo de proceso claramente no hay intercambio de números cuánticos y experimentalmente se deben detectar sólo los dos protones, como se ilustra en la figura 4.1:

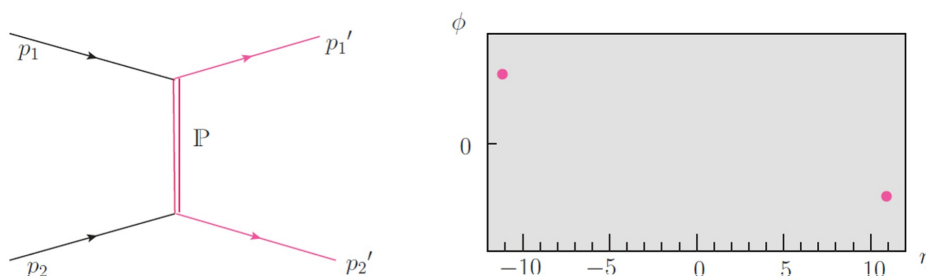


FIGURA 4.1: Dispersión elástica (Navin, 2010); Izquierda: diagrama de feynmann de la dispersión elástica. Derecha: distribución espacial de los 2 protones después de la colisión, sin ninguna otra producción de partículas

4.1.2. Difracción sencilla

Un proceso difractivo sencillo de 2 cuerpos, es aquel en el que solo una de las partículas se disocia, y la otra queda intacta a excepción de un posible cambio en su momento lineal. Experimentalmente debe haber un rapidity gap entre el proton intacto y las partículas resultantes de la disociación del otro protón como se muestra en la figura 4.2:

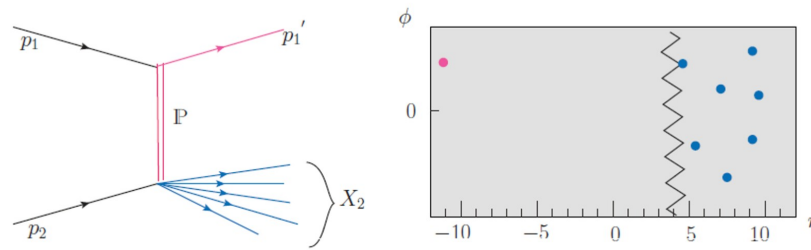


FIGURA 4.2: Difracción sencilla(Navin, 2010); Izquierda: diagrama de Feynman de la difracción sencilla, los protones interactúan mediante un Pomeron y como resultado uno de ellos se disocia y el otro sale prácticamente intacto. Derecha: distribución espacial de las partículas generadas después de la colisión, se observa el espacio en rapidez entre el protón intacto(punto rosa) y las partículas generadas por la disociación del otro protón(puntos azules)

4.1.3. Difracción doble

Un proceso difractivo doble, es aquel en el que las dos partículas que colisionan se disocian en otro tipo de partículas, nuevamente debe haber un espacio en rapidez entre las partículas producidas(ver figura 4.3).

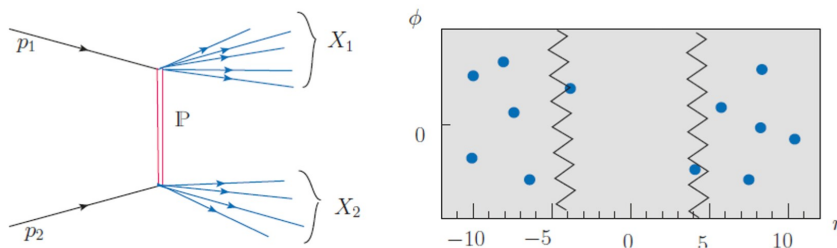


FIGURA 4.3: Difracción doble(Navin, 2010); Izquierda: diagrama de feynman de la difracción doble. Derecha: distribución espacial de la producción de partículas en la que ambos protones se disocian, se observa el espacio de rapidez

4.1.4. Difracción central

Una topología diferente es posible mediante el intercambio de dos Pomerones, y se determina Difracción Central, en este proceso ambos protones permanecen intactos en el estado final. Se ilustra en la figura 4.4:

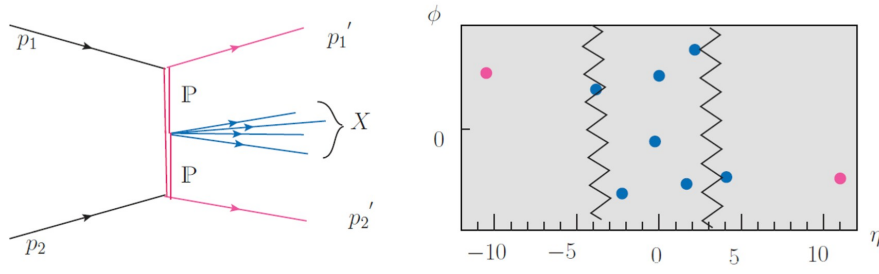


FIGURA 4.4: Producción central(Navin, 2010); Derecha: diagrama de la producción central, cada protón libera un Pomeron, los dos protones salen casi intactos, y la interacción entre Pomerones genera una producción de partículas. Derecha: distribución espacial de los protones salientes(puntos rosa) y las partículas generadas por la interacción entre los Pomerones(Puntos azules).

4.2. Matriz de dispersión

En un experimento de dispersión de partículas llevado a cabo en algún acelerador de partículas, una partícula, por ejemplo un protón, es acelerada y colisionada con otra partícula que puede estar fija o moviéndose, entonces, antes de la interacción se tiene el estado inicial $|i\rangle$, y después de la interacción se tendrá un estado final $\langle f|$, los cuales cumplen que $\langle f|f\rangle = \langle i|i\rangle = 1$ y $\langle f|i\rangle = \delta_{fi}$. Entonces, se define el operador de dispersión como aquel cuyos elementos de matriz "S" nos dan la probabilidad $P_{i \rightarrow f}$ de pasar del estado $|i\rangle$ al estado $\langle f|$ (Collins, 1977):

$$P_{i \rightarrow f} = |\langle f|S|i\rangle|^2 = \langle i|S^\dagger|f\rangle \langle f|S|i\rangle \quad (4.2)$$

Si el conjunto de estados ortonormales $|f\rangle$ está completo, entonces se cumple la relación de completos:

$$\sum_f |f\rangle \langle f| = 1 \quad (4.3)$$

Sabemos que la suma de todas las probabilidades dada por 4.2 debe ser igual a 1, entonces, tenemos que:

$$\sum_f |\langle f|S|i\rangle|^2 = \sum_f \langle i|S^\dagger|f\rangle \langle f|S|i\rangle = \langle i|S^\dagger S|i\rangle = 1 \quad (4.4)$$

La ecuación anterior debe ser válida para cualquier conjunto de estados base $|i\rangle$, entonces SS^\dagger debe ser el operador unitario. El conjunto de estados ortonormales $|i\rangle$ también debe cumplir la relación de completos dada por 4.3, entonces:

$$\sum_i |\langle f|S|i\rangle|^2 = \sum_f \langle f|S|i\rangle \langle i|S^\dagger|f\rangle = \langle f|SS^\dagger|f\rangle = 1 \quad (4.5)$$

y por tanto $SS^\dagger = 1$, entonces S debe ser unitaria.

En un proceso donde inicialmente hay dos cuerpos y los estados son continuos, la matriz de dispersión se relaciona con la matriz de transición de la siguiente manera (Donnachie, 2002):

$$\langle f|S|i\rangle = \langle P'_1 \cdots P'_n | S | P_1 P_2 \rangle = \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \delta^4(P^f - P^i) \langle f|T|i\rangle \quad (4.6)$$

Donde P^f es la suma de cuadrimomento final y P^i es la suma de cuadrimomento inicial. La razón de transición por unidad de tiempo por unidad de volumen del estado inicial $|i\rangle = |P_1 P_2\rangle$ al estado final $|f\rangle = |P'_1 \cdots P'_n\rangle$ es:

$$R_{fi} = (2\pi)^4 \delta^4(P^f - P^i) |\langle f|T|i\rangle|^2 \quad (4.7)$$

4.3. Sección eficaz

La sección eficaz para la reacción en la que las dos partículas 1 y 2 se convierten en n partículas está dada como (Donnachie, 2002):

$$\sigma_{12 \rightarrow n} = \frac{1}{4|\mathbf{p}_1| \sqrt{s}} \sum (2\pi)^4 \delta^4(P^f - P^i) |\langle f_n|T|i\rangle|^2 \quad (4.8)$$

Donde la suma es sobre el momento de las partículas en el estado n -ésimo de la partícula $\langle f_n|$. En este caso, \mathbf{p}_1 es el momento inicial en el canal s en el marco del centro de masa y está dado por:

$$|\mathbf{p}_1|^2_s = (P_1 P_2)^2 - m_1^2 m_2^2 = \frac{1}{4} [s - (m_1 + m_2)^2] [s - (m_1 - m_2)^2] \quad (4.9)$$

La sección eficaz diferencial $d\sigma_{12}/dt$, considerando el caso en que el estado final contiene 2 partículas está dada por:

$$\frac{d\sigma_{12 \rightarrow 34}}{dt} = \frac{1}{64\pi |\mathbf{p}_1|^2_s} |{}_3P_4|T|P_1 P_2\rangle|^2 \delta(t - (P_1 - P_3)^2) \quad (4.10)$$

y en el caso especial en que todas las masas son iguales:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s(s - 4m^2)} |\langle P_3 P_4|T|P_1 P_2\rangle|^2 \quad (4.11)$$

4.4. Teorema óptico

Hay una relación entre la amplitud de dispersión y la sección eficaz total, conocida como el teorema óptico. Dado que S es unitario, entonces, para un conjunto ortnormal de estados $\langle j|$ y $|i\rangle$

$$\delta_{ji} = \langle j|SS^\dagger|i\rangle = \sum_f \langle j|S|f\rangle \langle f|S^\dagger|i\rangle \quad (4.12)$$

Dada la relación entre la matriz de transición y la matriz de dispersión dada por 4.6, tenemos:

$$\langle j|T|i\rangle - \langle j|T^\dagger|i\rangle = (2\pi)^4 i \sum_f \delta^4(P^f - P^i) \langle j|T^\dagger|f\rangle \langle f|T|i\rangle \quad (4.13)$$

Para el caso especial en que los estados $j=i$

$$2 \operatorname{Im} \langle i|T|i\rangle = \sum_f (2\pi)^4 \delta^4(P^f - P^i) |\langle f|T|i\rangle|^2 \quad (4.14)$$

El lado derecho de esta ecuación es la razón de transición total. Entonces la sección eficaz queda como:

$$\sigma_{12}^{Tot} = \frac{1}{2|\mathbf{p}_1|\sqrt{s}} \operatorname{Im} \langle i|T|i\rangle \quad (4.15)$$

donde $|\langle f|T|i\rangle|$ es la amplitud de dispersión para la reacción $1+2 \rightarrow 1+2$, y la dirección de las partículas no cambia, finalmente, para el caso en que todas las masas son iguales:

$$\sigma_{12}^{Tot} = \frac{1}{2|\mathbf{p}_1|\sqrt{s}} \operatorname{Im} A(s, t=0) \quad (4.16)$$

donde $A(s, t=0)$ es la amplitud de dispersión elástica. Esta última ecuación es conocida como el Teorema óptico. Este es un teorema de gran importancia, el cual nos dice que la sección eficaz total está dada por la parte imaginaria de un solo elemento de la matriz S , que corresponde a la amplitud para la dispersión elástica $1+2 \rightarrow 1+2$ en la dirección frontal.

4.5. Teoría de Regge

La teoría de Regge es una teoría surgida en la década de 1960, cuyo principal objetivo era explicar las interacciones fuertes, aunque el éxito en éste ámbito se lo llevó la cromodinámica cuántica; la teoría de Regge aún posee conceptos importantes utilizados sobre todo para el estudio de la difracción. Uno de los más importantes es el de los Polos de Regge, el cual nos dice que por cada singularidad que se encuentre en una serie de trayectorias, denominadas trayectorias de Regge, habrá una resonancia y por tanto una partícula.

La construcción de la teoría de Regge comienza expandiendo la amplitud de dispersión usando series de ondas parciales como (Růžička, 2012):

$$A(s, t(s, z_s)) = 16\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) A_l(s) P_l(z_s) \quad (4.17)$$

$$A_l(s) = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 P_l A(s, t(s, z_s)) dz_s \quad (4.18)$$

donde z_s es el $\cos(\theta_s)$, con θ_s el ángulo de dispersión y $P_l(z_s)$ son los polinomios de Legendre de orden l . La serie diverge cuando la energía tiende a

infinito. Regge resolvió este problema introduciendo el momento angular l como una variable compleja continua. Las singularidades de $A_l(s)$ en el plano complejo se denominan polos de Regge y su posición está determinada por (Donnachie, 2002):

$$l = \alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t \quad (4.19)$$

$\alpha(t)$ se denomina trayectoria de Regge, y las interacciones se describen como intercambios de reggeones. α_0 se denomina intercepción de reggeon y α'_0 es la pendiente de la trayectoria. Las Amplitudes de dispersión se escriben en términos de polos de Regge. Usando el teorema óptico (4.16), la sección eficaz total queda como:

$$\sigma^{tot} \approx s^{\alpha(0)-1} \quad (4.20)$$

Dado que la intercepción de regge $\alpha(0)$ es menor que 0.5, la ecuación anterior nos dice que la sección eficaz debería disminuir conforme aumenta la energía, sin embargo experimentalmente se observa lo contrario. Para concordar con lo visto experimentalmente se introduce una nueva trayectoria de Regge con intercepción en 1 y números cuánticos del vacío. Esta trayectoria es llamada Pomeron, en honor a I. Pomeranchuk. La sección eficaz total se escribe entonces como:

$$\sigma^{Tot} = X s^{0,0808} + Y s^{-0,4525} \quad (4.21)$$

Donde X y Y son parámetros libres. El primer término del lado derecho es el intercambio de Pomeron y el segundo es la contribución de reggeon.

Capítulo 5

Experimento Alice

El experimento ALICE-LHC (Collaboration, 2008) (A Large Ion Collider Experiment) es un experimento de propósito general, ubicado en el gran colisionador de hadrones (LHC) en CERN. Está diseñado para la búsqueda de señales del estado de plasma de quark y gluones (QGP) cuya existencia es predicha a densidades de energía por encima de $1 \text{ GeV} / fm^3$, de acuerdo a la QCD. ALICE está diseñado para registrar y estudiar las colisiones entre iones pesados (Pb-Pb y Xe-Xe) que se llevan a cabo en el LHC, y se estudian hadrones, electrones, muones y fotones producidos en estas colisiones. Además de iones pesados, también se hacen colisionar núcleos de iones pesados con protones y protones con protones. El detector ALICE fue construido por una colaboración que actualmente asciende a más de 1000 físicos e ingenieros provenientes de 105 institutos en 30 países. Tiene un peso de aproximadamente 10 000 toneladas y sus dimensiones son $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$. En ALICE, como en en otros experimentos de colisiones, existen 2 tipos de detectores, calorímetros y rastreadores (trackers). Los calorímetros están diseñados para medir la energía de las partículas, cuando una partícula impacta un calorímetro genera una "lluvia" de fotones, los cuales son colectados y usados para obtener la energía de la partícula inicial, los calorímetros están hechos de material denso para que la partícula se quede atrapada en él y por tanto toda su energía sea depositada dentro del calorímetro. Los rastreadores se encargan de reconstruir la trayectoria de las partículas que pasan por ellos. En ALICE el radio de curvatura de la trayectoria de una partícula está relacionado con el momento de dicha partícula, debido a que existe un campo magnético formado por un solenoide que encierra el punto de interacción y a los detectores mismos. Los rastreadores están diseñados para interactuar en la menor cantidad posible con la partícula y así no alterar su trayectoria. ALICE está formado por un barril central, detectores delanteros y un espectrómetro de muones, la mayor parte de los detectores se encuentran en el barril central, el cuál se encuentra dentro de un solenoide. La parte central del barril cubre ángulos polares entre 45 y 135, tomando en cuenta que la dirección del eje z está en la misma dirección que el haz. La parte más interna de dicho barril contiene un sistema de seguimiento interno (ITS), una cámara cilíndrica de proyección de tiempo (TPC), tres arreglos de identificación de tiempo de vuelo de partículas (TOF), un detector para la identificación de partículas con alto momento (HMPID), detectores de transición de radiación (TRD), y dos calorímetros electromagnéticos (PHOS y EMCal). El ITS y la TPC son los principales detectores de rastreo de partículas cargadas de ALICE. Los detectores delanteros de ALICE, se ubican adelante y atrás del punto de

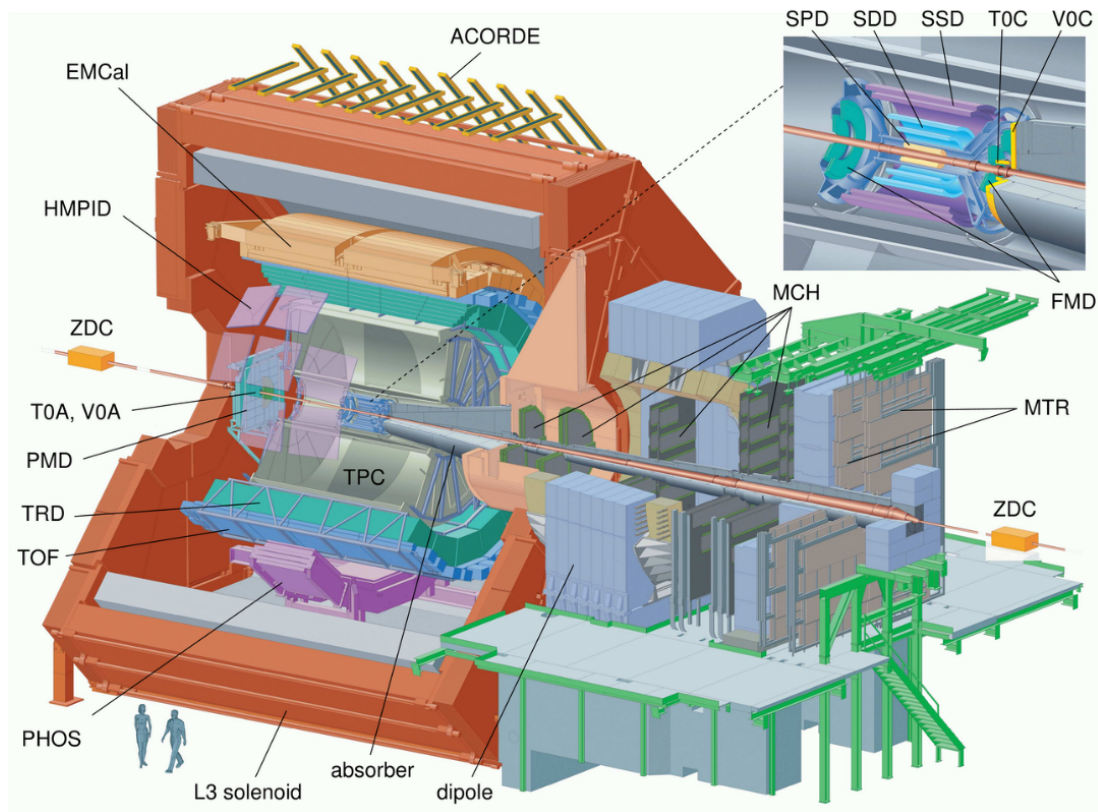


FIGURA 5.1: Experimento Alice (Collaboration, 2008)

interacción a una distancia radial pequeña del eje del haz, e incluyen al detector de multiplicidad de fotones (PMD), el detector de multiplicidad de silicio (FMD), el detector de cuarzo cherenkov T0, el detector de plástico centellador V0, el calorímetro de grado cero (ZDC). La función principal de estos detectores es la caracterización de eventos y también sirven como sistema de disparo. En 2015 se instaló el detector AD, cuyo propósito principal es el estudio de procesos difractivos. El espectrómetro de muones, el dipolo magnético de 3Tm, y 5 cámaras de rastreo (MCH), son usados para la producción de quarkonio y mesones vectoriales ligeros. Un arreglo de plásticos centelladores (ACORDE), se localiza en la parte superior del solenoide y es usado para estudio de rayos cósmicos.

Debido a la geometría y posición de los detectores en el experimento, la aceptación en η y en ϕ , así como el área efectiva de detección, no es la misma para todos, y por tanto el tipo de partículas y procesos que cada detector pueda registrar no será el mismo. En la tabla se muestran un resumen de los detectores que conforman el experimento, junto con su aceptación en pseudorapidez y ángulo azimutal. También se muestra la distancia mínima al punto de interacción, en el caso de los detectores del barril se da el radio interno y el radio externo, así como el área de cada detector y el número de canales electrónicos de lectura independientes de cada detector.

A continuación se presenta una breve descripción de los detectores de ALICE más relevantes para el presente estudio, para una descripción completa y detallada de todos los detectores vea la ref 5.1.

Detectores		Aceptancia η y ϕ	Distancia	Area	Canales
ITS	SPD (Capa 1 y 2)	$\pm 2, \pm 1.4$	0.039-0.076	0.21	9.8 M
	SDD (Capa 2 y 4)	$\pm 0.9, \pm 0.9$	0.15-0.239	1.31	2.6M
	SSD (Capa 5 y 6)	$\pm 0.97, \pm 0.97$	0.380-0.430	5.0	2.6M
TPC		± 0.9	0.848-2.466	32.5	557568
TRD		± 0.84	2.9-3.68	716	1.2M
TOF		± 0.9	3.78	141	157248
HMPID		$\pm 0.6, 1.2^\circ < \phi < 58.8^\circ$	5.0	11	161280
PHOS		$\pm 0.12, 220^\circ < \phi < 320$	4.6	8.6	17920
EMCal		$\pm 0.7, 80^\circ < \phi < 187^\circ$	4.36	44	17920
ACORDE		$\pm 1.3, -60^\circ \phi < 60^\circ$	8.5	43	120
ZDC	ZN	$\pm 8,8$	± 116	2×0.0049	10
	ZP	$6,5 < \eta < 7,5$ $-9,7^\circ < \phi < 9,7^\circ$	± 116	2×0.027	10
	ZEM	$4,8 < \eta < 5,7$ $-16^\circ < \phi < 16^\circ$ $164^\circ < \phi < 196^\circ$	7.25	2×0.0049	2
PMD		$2.3 < \eta < 3.7$	3.64	2.59	2221184
FMD	disco1	$3.62 < \eta < 5.03$	3.2	0.266	51200
	disco2	$1.7 < \eta < 3.68$	inner:0.834 outer=0.752	0.266	51200
	disco3	$-3.4 < \eta < -1.7$	inner -0.628 outer:-0.752	0.266	51200
VOA		$2.8 < \eta < 5,1$	3.4	0.548	32
VOC		$-1.7 < \eta < -3,7$	-0,897	0.315	32
TOA		$4.61 < \eta < 4,92$	3.75	0.0038	32
TOC		$-3.28 < \eta < -2,97$	-0.727	0.0038	12

CUADRO 5.1: Resumen Detectores ALICE(Collaboration, 2008)

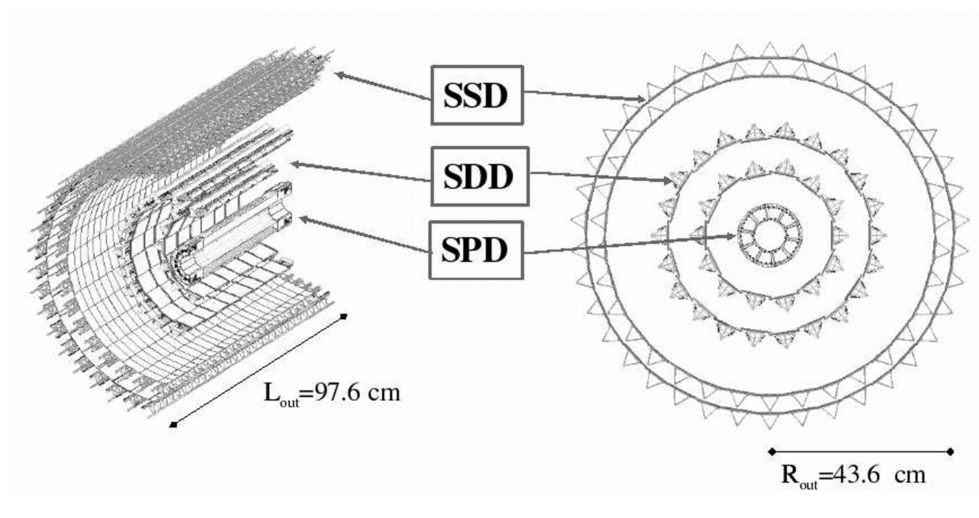


FIGURA 5.2: sistema interno de rastreo (ITS)(Collaboration, 2008)

5.1. Sistema de rastreo Interno (ITS)

EL sistema interno de rastreo ITS (Beole, 2011) es el sistema de rastreo más interno del experimento ALICE, consiste de 6 capas cilíndricas de detectores de silicio (ver figura 5.2), que son coaxiales al eje del haz, y se localizan a una distancia radial de entre 4 y 43cm, y tienen una longitud de 98 cm. El rango de rapidéz cubierto por este detector es de $|\eta| < 0,9$. Se ocuparon 3 tipos de tecnología de detectores de silicio en este detector. Para la capa interna se predice que la densidad de partículas esperada durante colisiones de iones pesados sea de hasta 50 partículas por cm^2 , y para alcanzar la resolución del parámetro de impacto, se escogieron detectores de píxeles de silicio para las dos capas más internas (SPD), detectores de "drift" de silicio se ocuparon para las siguientes 2 capas, y para la últimas dos capas, donde se espera que la densidad de partículas sea de aproximadamente 1 partícula por cm^2 se ocuparon detectores de "strip" de silicio. Las 4 capas más externas sirven para la identificación de partículas mediante la medición de la pérdida de energía dE/dx puesto que tienen lectura análoga. Este sistema se encarga primordialmente de la detección del vértice primario, y lo hace con una resolución mayor a $100\mu m$. También se encarga de la reconstrucción de vértices secundarios de hiperones y mesones D y B. Es capaz de identificar partículas con momento por debajo de 200MeV, y ayuda a reconstruir la trayectoria de las partículas después de una colisión, mejorando la resolución de momento medido por la TPC, además ayuda a reconstruir trazas de partículas que pasan por zonas que no son cubiertas por la TPC. Por lo anterior, el detector ITS es utilizado practicamente para todos los temas de física de interés en ALICE.

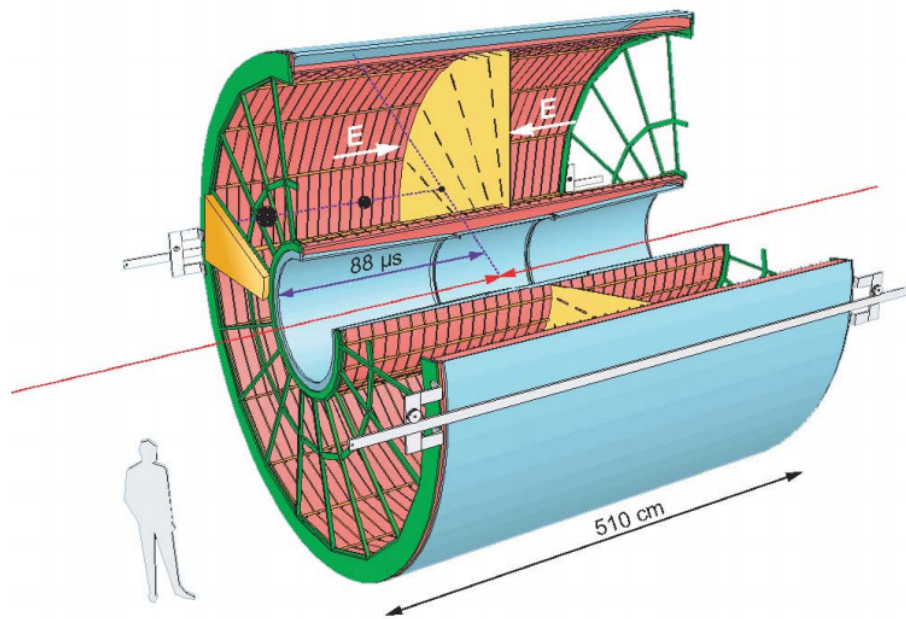


FIGURA 5.3: TPC(Collaboration, 2008)

5.2. Cámara de Proyección de Tiempo (TPC)

La cámara de Proyección de tiempo (TPC)(Collaboration, 2008) es el principal detector de rastreo del barril central y está optimizado para ofrecer, junto con el ITS, TRD y TOF, mediciones del momento de determinación de las partículas cargadas e identificación de partículas. Además, los datos de los detectores del barril central son usados para generar un trigger de alto nivel para la selección de señales de baja sección eficaz o procesos raros. Está compuesta por un barril cilíndrico, lleno de gas, dividido en 2 mitades iguales, separadas por un electrodo delgado de $30 \mu\text{m}$. Posee un radio interno de 85 cm y un radio externo de 2.46 m, con una longitud de 510 cm, y es coaxial al eje del haz, en la figura 5.3 se puede observar el diseño de la TPC. La aceptación en pseudorapidez es $|\eta| < 0,9$ para trazas de longitud completamente radial, mientras que para trayectorias reducidas en longitud tiene una aceptación de hasta $|\eta| < 1,5$. En cuanto a la aceptación en el ángulo azimutal, la TPC lo cubre. La TPC cubre un amplio rango de momento transversal que va desde 0.1 GeV/c hasta los 100 GeV/c con una buena resolución de momento. La TPC está diseñada para una multiplicidad de partículas de $dN_{ch}/d\eta = 8000$, lo cual equivale a 20 000 trazas primarias y secundarias dentro del rango de aceptación de la TPC. Este valor de multiplicidad fue estimado para las colisiones Pb-Pb. Un aspecto importante de la TPC, es que sirve como un identificador de partículas (PID); cuando las partículas atraviesan la TPC, ionizan el gas en su interior, y por tanto pierden energía, esta pérdida de energía es registrada por la TPC, y además, esta pérdida de energía está bien definida para partículas con un momento de hasta 1 GeV, como se muestra en la figura 5.4.

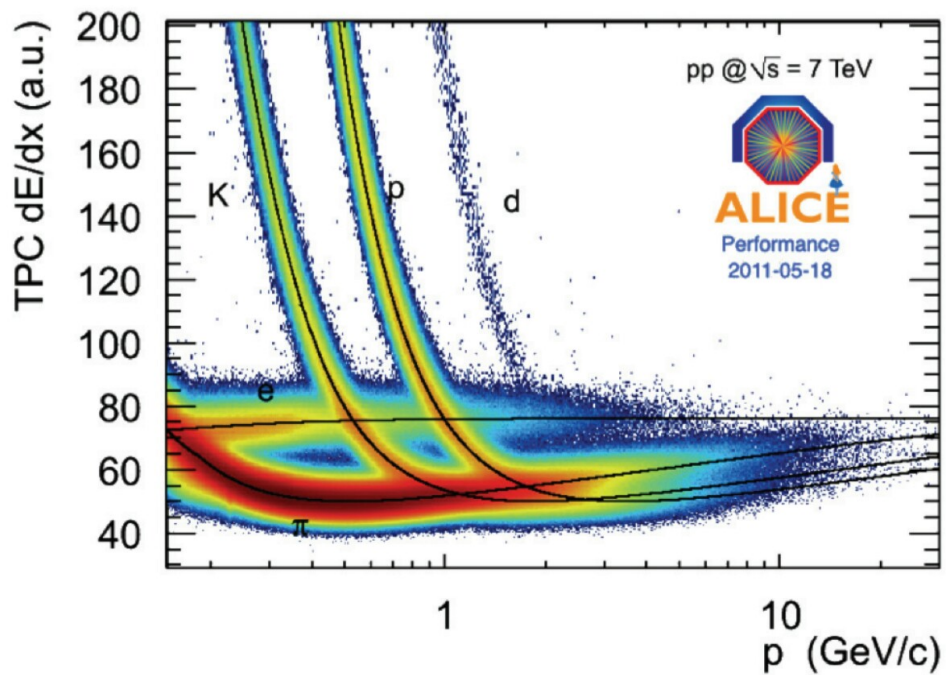


FIGURA 5.4: dE/dx (Lippmann, 2011); Gráfico que muestra la pérdida de energía por unidad de longitud para la TPC de ALICE (dE/dx) respecto al momento de las partículas incidentes. Se aprecia una clara separación entre kaones, protones y piones. Conforme se incrementa el momento de las partículas, se complica su identificación

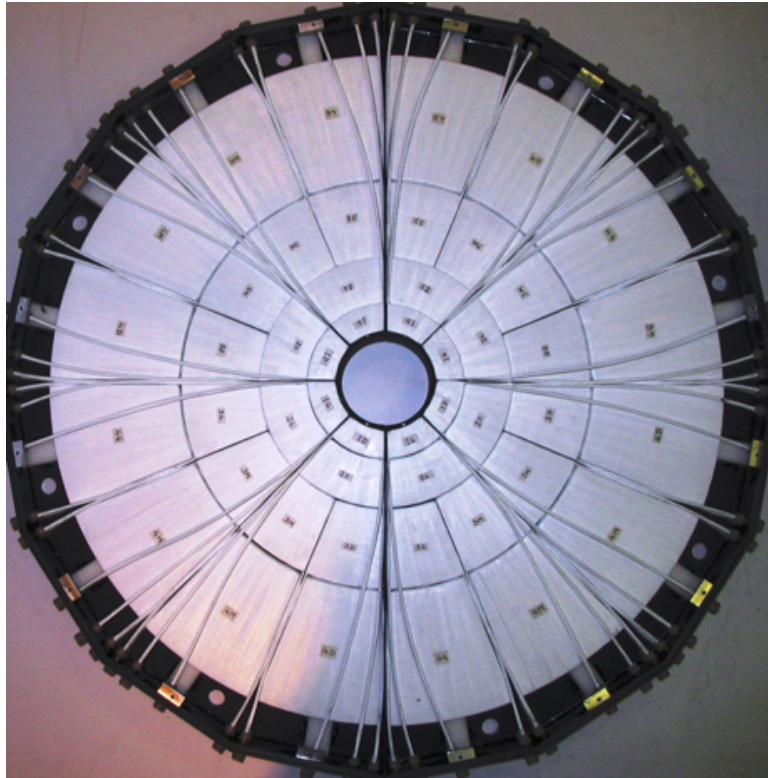


FIGURA 5.5: Fotografía del detector V0C(Zoccarato, 2010)

5.3. V0

El detector V0 (Collaboration, 2008) detecta partículas producidas en colisiones cuya traza forma un ángulo pequeño con respecto al eje del haz, consiste de 2 arreglos de contadores basados en plástico centellador, llamados V0A y V0C, los cuales se ubican asimétricamente a ambos lados del punto de interacción. El detector V0A está localizado a 340cm del punto de interacción, tiene una aceptación en pseudorapidez de $2.8 < \eta < 5.1$. Mientras que el detector V0C está colocado a 90cm del punto de interacción y tiene una aceptación en pseudorapidez de $3.7 < \eta < 1$. Ambos, V0A y V0c, están segmentados en 32 celdas individuales cada uno, distribuidos en 4 anillos (fig 5.5)

El detector V0 tiene varias funciones. Proporciona señales de disparo de mínimo sesgo para detectores del barril central en colisiones p-p y Pb-Pb. Mide la carga de las partículas incidentes y el momento de su llegada a cada uno de los 64 canales. Dado que hay una dependencia entre el número de partículas registradas en los arreglos del V0 y el número de partículas primarias emitidas, el detector V0 sirve como un indicador de la centralidad de la colisión de acuerdo a la multiplicidad registrada en el evento. A mayor número de partículas detectadas por V0A y V0C, habrá una menor centralidad.

Debido a que el vacío generado dentro del tubo, por el cuál circulan el haz de partículas, no es ideal, existen partículas de gas dentro de él y con las cuáles las partículas del haz pueden interaccionar, lo cual puede generar señales de ruido en los detectores. El tiempo de llegada de la señal en los módulos V0A y V0C es utilizado con el fin de eliminar estas señales de ruido.

5.4. ALICE difractivo(AD)

El detector AD(ALICE Diffractive)(Cabanillas, 2016) se compone de 2 sub-detectores llamados ADA y ADC, cada uno se compone 2 placas de detectores y cada placa de cuatro estaciones de detectores de centelleo. fue integrado al experimento y validado en el 2012 como sistema de diagnóstico. Éste es un detector dedicado al estudio de eventos difractivos suaves y duros tanto en colisiones protón-protón como en Plomo-Plomo. Por su posición, a los lados del punto donde ocurren las colisiones, AD es un excelente detector, que permite a ALICE tener condiciones adecuadas para acceder a la región de muy bajo momento transversal de las partículas producidas, y con la buena capacidad de ALICE para hacer identificación, se podrá explorar un rango amplio física difractiva dentro del LHC.

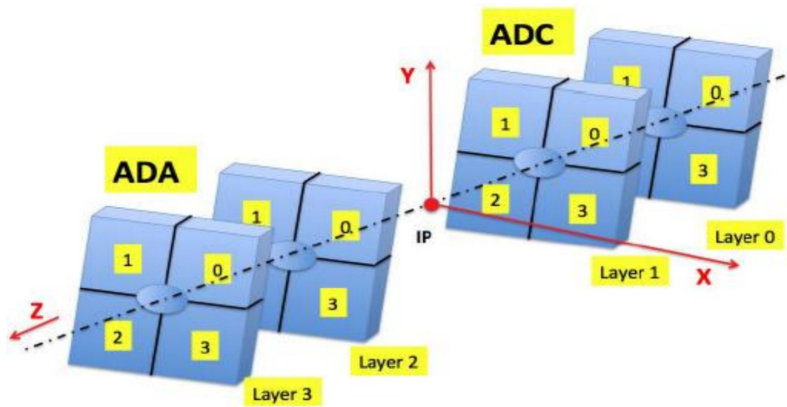


FIGURA 5.6: Detector AD(Cabanillas, 2016)

Capítulo 6

Selección de datos

En grandes experimentos como ALICE es necesario tener una herramienta para guardar registros de las actividades llevadas a cabo, de tal manera que sea sencillo acceder a estos registros. ALICE posee un repositorio central denominado "ALICE Electronic LogBook", en el cual se guardan reportes de incidentes, cambios en configuración del experimento, y por supuesto, información sobre los datos colectados y validados por los sistemas de disparo durante las colisiones de partículas, los cuáles pueden ser descargados para su posterior estudio. Esta aplicación desarrollada para el experimento ALICE fue implementada por el equipo de adquisición de datos de ALICE(DAQ) desde 2007. Una corrida es un periodo de tiempo durante el cual registran colisiones entre partículas en el LHC, ya sean protones o iones pesados, según se haya fijado el objetivo de dicha corrida, y en la cual pueden intervenir todos o solo algunos de los detectores, nuevamente, dependiendo del tipo de procesos físicos que se quieran estudiar. Dichas corridas pueden durar desde minutos hasta varias horas, esto está determinado usualmente por el tiempo que los detectores funcionan correctamente, si algún detector utilizado en una corrida cuya relevancia es de suma importancia comienza a presentar algún problema. Toda la información de cada corrida, como el tipo de colisión, la energía a la que se hacen colisionar las partículas, los eventos colectados y reconstruidos, fallos en detectores, etc. se registra en el logbook de ALICE. Las corridas a su vez se agrupan en periodos denotados por letras del alfabeto, las corridas por periodo pueden variar y la duración de cada periodo también, aunque en promedio es de aproximadamente 1 mes por periodo.

La selección de corridas llevadas a cabo durante el año 2017 y que son relevantes para este estudio fueron escogidas a través del LogBook de ALICE de acuerdo a las siguientes consideraciones:

- Periodo de tiempo: 1 Enero de 2017 al 31 de Diciembre de 2017
- Haz: Sí
- Tipo de haz: p-p
- LHC info status: validado
- Etiqueta de calidad de la toma de datos: corridas buenas
- Etiqueta de calidad de V0: No corridas malas
- Etiqueta de calidad de AD: No corridas malas

- Etiqueta de calidad de la TOF: corridas buenas
- Etiqueta de calidad de la TPC: corridas buenas
- Etiqueta de calidad de la SPD: corridas buenas
- Detectores usados como trigger: Por lo menos AD,SPD,V0
- Detectores usados para lectura del evento: Por lo menos TPC

Las primeras 4 consideraciones son bastante claras, pues queremos estudiar colisiones llevadas a cabo durante al año 2017 y que halla haces de partículas colisionando, además de que dichos haces estén conformados por protones, y que las corridas estén validadas. Las consideraciones de "No corridas malas" para el AD y V0 incluye corridas donde catalogadas como buenas para los detectores y corridas donde no hay reporte del funcionamiento del detector, las cuales no pueden ser catalogadas como malas ni como buenas. Estos dos detectores son de importancia en la caracterización procesos difractivos y por ello es necesario que las corridas que se van a analizar contengan datos de buena calidad colectados por estos detectores. Para las consideraciones de la TOF, TPC, y SPD se desean que sean corridas buenas para estos detectores pues mediante estos se reconstruirá la traza de las partículas y con ello el momento con el cuál podemos reconstruir la masa invariante de la partícula que decae en los 2 piones que son detectados. Y finalmente se desea que al menos los detectores AD, SPD y V0 funcionen como sistemas de disparo, ya que como se ha dicho previamente, sirven para caracterizar los tipos de evento, y la TPC como detector de lectura ya que es el principal detector en ALICE de este tipo.

Un total de 667 corridas cumplían con los requerimientos ingresados en el logbook de ALICE, las cuales pertenecían a los periodos LHC17c,f,h,i,j,k,l,m,n,o,r, en conjunto conforman un total de 1214.73 horas de toma de datos, en la figura 6.1 se observa el número de corridas tomadas en cuenta por cada periodo.

El número total de eventos de las 667 corridas fue de 2947495539, de los cuales 2927633895 son eventos donde se registró algún proceso físico, y 18773223 fueron eventos de calibración, en la figura ?? se observa el número de corridas tomadas en cuenta p podemos observar el numero de eventos por corrida.

6.1. Sistemas de disparo para la selección de Procesos

Los sistemas de disparo en ALICE se pueden configurar para determinar si un evento debe ser colectado o desechado, de acuerdo a la física que se esté buscando durante el experimento; Dicha configuración se conoce como disparo (triggers), los cuales están formados generalmente por un conjunto de detectores y de acuerdo a las señales recibidas en conjunto por los detectores que conforman el disparo se toma una decisión sobre colectar o no el evento. Claramente esta decisión no puede tomar mucho tiempo pues las colisiones y produccion de partículas son casi continuas, la separación entre haces es de 25 nanosegundos; estos eventos guardados en primera instancia se denominan

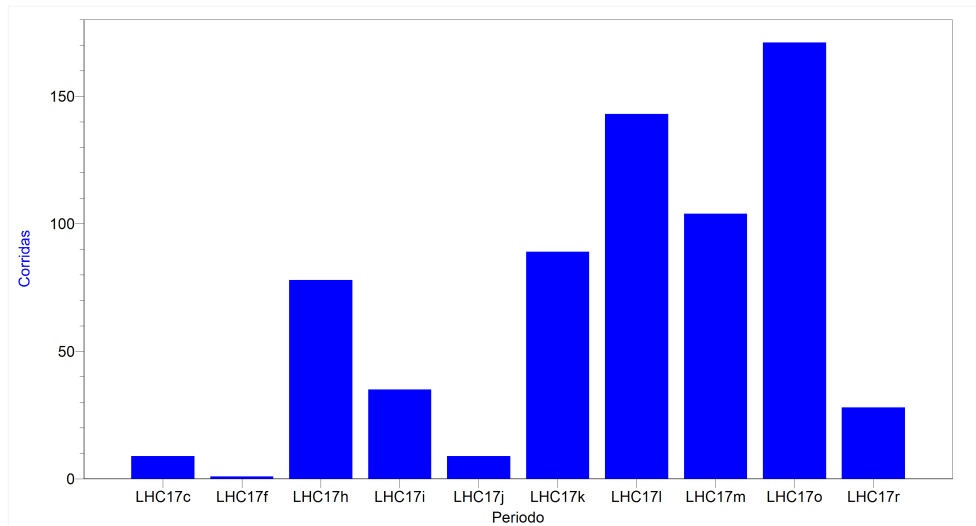


FIGURA 6.1: Corridas por periodo

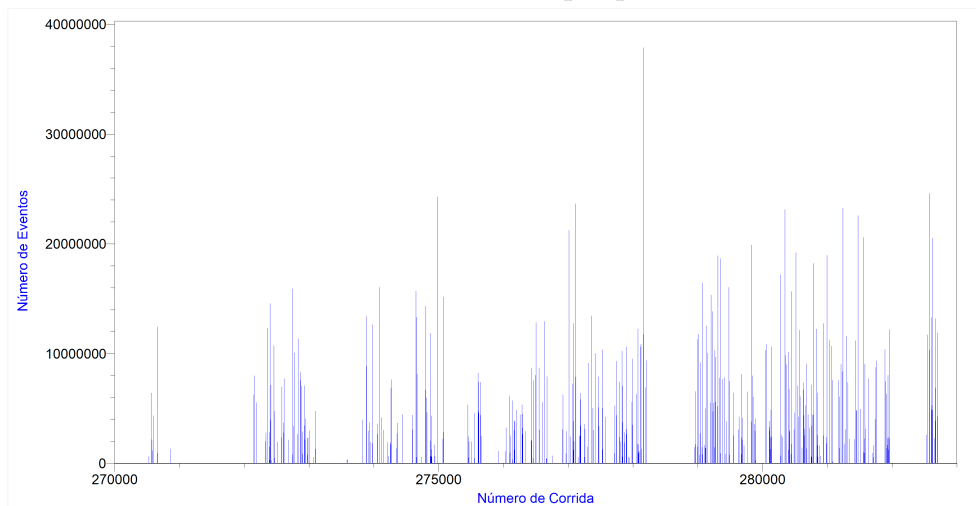


FIGURA 6.2: Eventos por corrida

L0b; entonces el número de datos L0b es el número de todos los eventos que cumplieron con los requerimientos mínimos del disparo en cuestión, aunque finalmente no todos los eventos pueden ser reconstruidos o validados. El número de eventos validados por cada disparo se denomina L2a. Se utilizaron para el análisis las corridas en el que el disparo CCUP13-B-SPD1-CENTNOTRD y las corridas en el que el trigger CCUP25-B-SPD1-CENTNOTRD haya sido activado, puesto que deseamos eventos con producción central y estos 2 disparos están diseñados para la caracterización de este tipo de eventos.

El trigger CCUP13-B-SPD1-CENTNOTRD se define como:

- SPD: 2 tracklets del SPD con un ángulo de apertura $>54\text{deg}$
- !V0: veto con el sistema V0
- Protección pasado-futuro in ± 7 BCs (SPD)
- Reducido por un factor 50

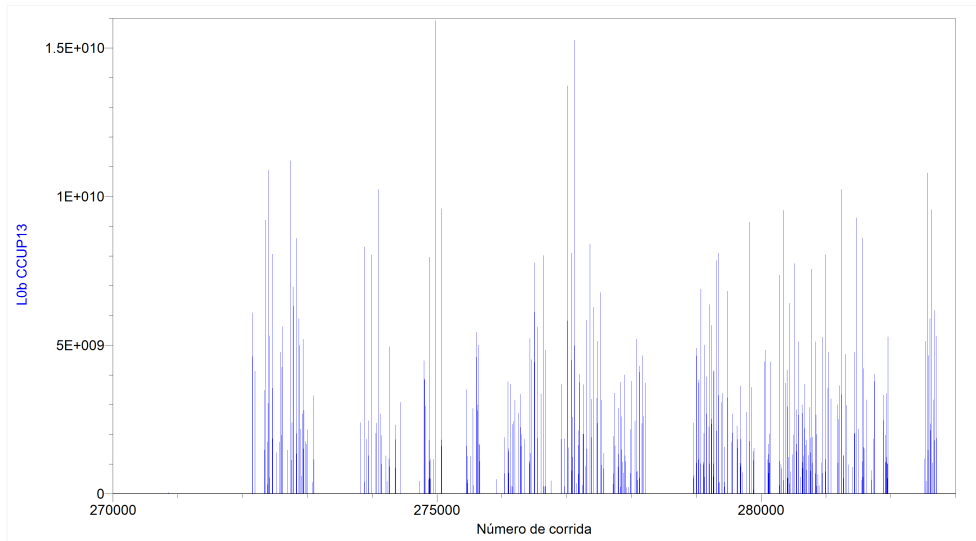


FIGURA 6.3: L0b CCUP13

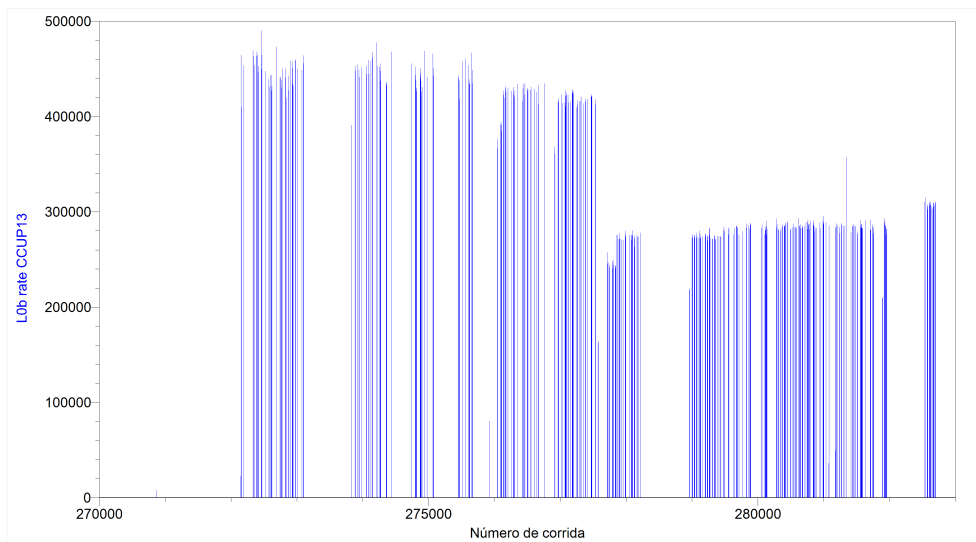


FIGURA 6.4: L0b rate CCUP13

El número total de eventos colectados (L0b) por corrida así como la frecuencia de activación del disparo CCUP13-B-SPD1-CENTNOTRD se muestran en las figuras 6.3 6.4, y el número total de eventos validados (L2a) por corrida se muestran en la figura 6.5.

El disparo CCUP25-B-SPD1-CENTNOTRD se define como:

- 2 tracklets en línea, $\alpha > 54\text{deg}$
- 2 pads de la TOF encendidos

El número total de eventos colectados (L0b) por corrida así como la frecuencia de activación del disparo CCUP25-B-SPD1-CENTNOTRD se muestran en las figuras 6.6 6.7, y el número total de eventos validados (L2a) por corrida se muestran en la figura 6.8

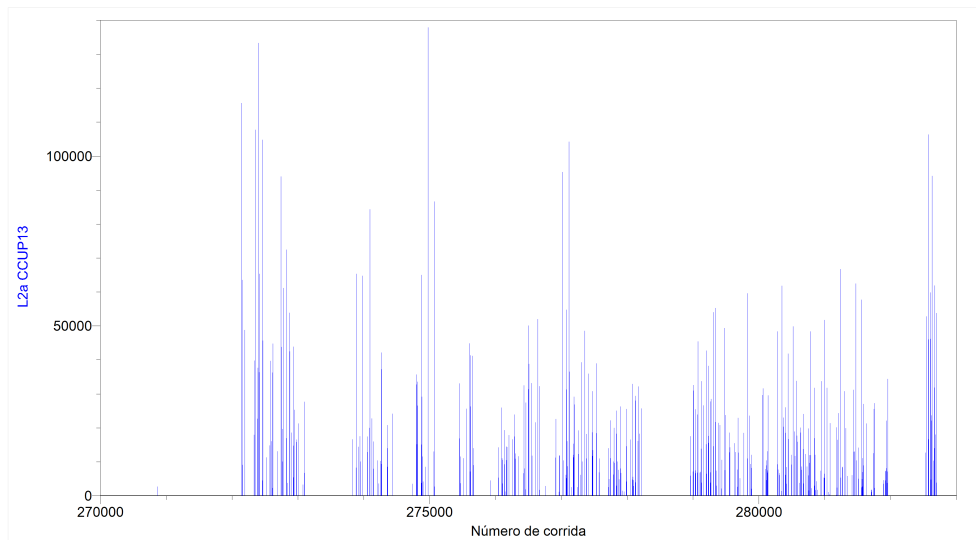


FIGURA 6.5: L2a CCUP13

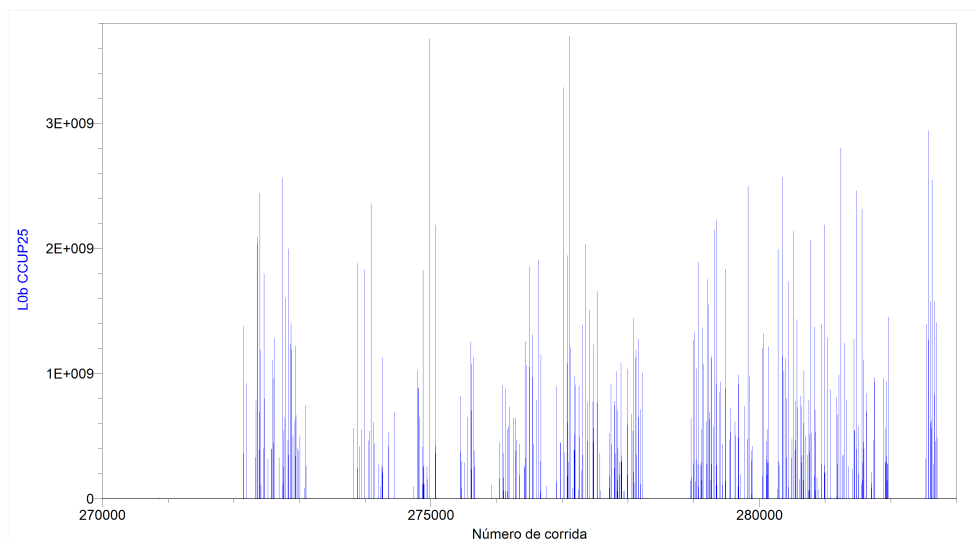


FIGURA 6.6: L0b CCUP25

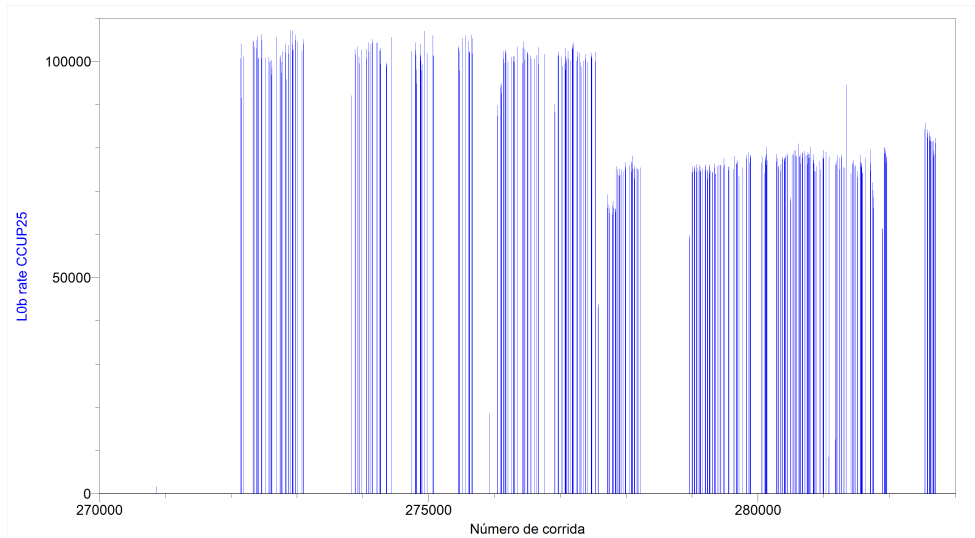


FIGURA 6.7: L0b rate CCUP25

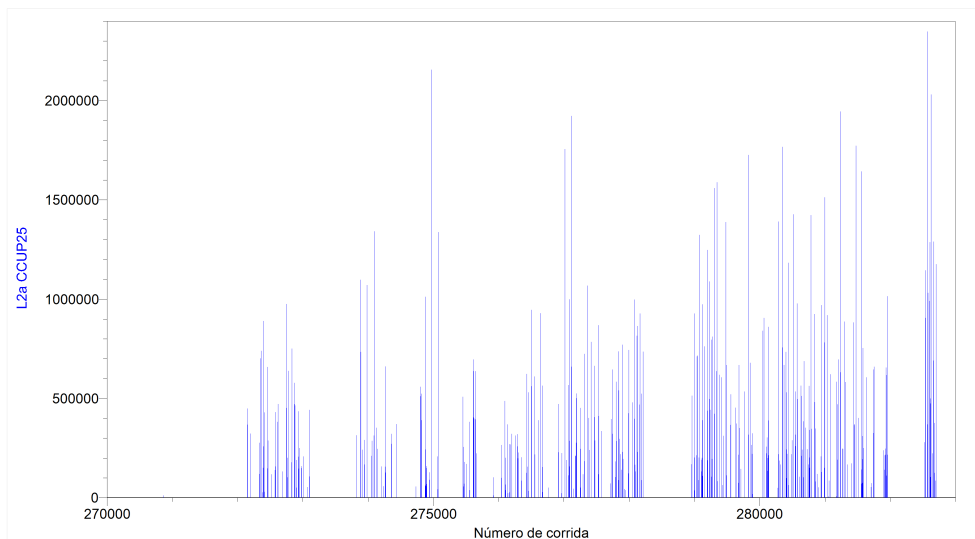


FIGURA 6.8: L2a CCUP25

6.2. ALICE GRID

La GRID del experimento ALICE es una Red de Computación Mundial la cuál está diseñada para compartir la potencia de computación y la capacidad de almacenamiento a través de Internet. En condiciones normales el experimento LHC produce unas 600 millones de colisiones /segundo, lo que se traduce en unos 15 Petabytes de información al año, y en la actualidad no hay manera de guardar toda esa información en un solo lugar, por lo cuál es necesario distribuirlos en diferentes lugares y además respaldarlos. La Grid conecta ordenadores distribuídos en todo el mundo, y además permite el acceso a los recursos de los ordenadores conectados. Estos recursos incluyen memoria de datos, energía de proceso, sensores, heramientas de la visualización entre otras, por otro lado la Web mundial permite el acceso a la información alojada en estos ordenadores. La Grid puede combinar los recursos de miles de

ordenadores para crear un recurso de gran alcance, accesibles desde la comodidad de un ordenador personal y útiles para los múltiples usos en ciencia. La Grid se basa en redes de fibra óptica dedicadas a distribuir datos desde el CERN a once centros de computación importantes en Europa, Norteamérica y Asia. De estos, los datos se envían a más de 140 centros en 33 países: Australia, Austria, Bélgica, Canadá, China, la república checa, Dinamarca, Estonia, Finlandia, Francia, Alemania, Hungría, Italia, la India, Israel, Japón, república de Corea, los Países Bajos, Noruega, Paquistán, Polonia, Portugal, Rumanía, la federación rusa, Eslovenia, España, Suecia, Suíza, Taipei, Turquía, el Reino Unido, Ucrania, y los Estados Unidos de América. La distribución de datos alrededor del mundo se hace en base a un modelo de 4 niveles, etiquetados del 0 al 3. Cada nivel se compone de varios centros computacionales que proveen un conjunto específico de servicios. El nivel 0 es el centro de datos de CERN, en el cual se almacena un primer respaldo, que incluye todos los datos crudos tomados por los detectores durante las colisiones, además en este nivel se llevan acabo a cabo los primeros pasos para la conversión de estos datos crudos en datos con información física. EL nivel 1 se conforma por grandes centros computacionales, que poseen grandes capacidades de almacenamiento también, y proporcionan soporte las 24 horas del día para la GRID, aquí también se guardan y procesan a gran escala datos crudos y reconstruidos. Los centros del nivel 1 permiten el acceso a los datos a los centros del Nivel 2 los cuales consisten una o varias asociaciones de instalaciones informáticas que pueden almacenar suficientes datos y proporcionar adecuada velocidad de procesamiento para las tareas de análisis de datos, usualmente son universidades u otros centros de investigación, y finalmente los científicos pueden acceder a los datos de los niveles anteriores a través de del nivel 3, que puede consistir de en un cluster local, en un departamento universitario o incluso una computadora personal.

Para acceder a la GRID desde una computadora personal se puede hacer cargando las variables del entorno alien (previamente descargado en linux u os), para ello se necesita un certificado otorgado por CERN a miembros del experimento. Una vez dentro, lo que se hace para obtener información de las colisiones es lanzar "jobs", un job es parte de los recursos de la GRID y se encarga de reunir los datos requeridos para un estudio en particular junto con la información física que solicitamos de esos datos. Para lanzar dichos "Jobs", se hace a partir de un código basado en c++ en el cual se especifica los datos que deben coleccionar dichos "jobs", en este código, cuyo autor es el Dr. Mario Rodríguez C. Para el propósito de este trabajo de tesis se solicitan los datos de las 667 corridas que, de acuerdo al LogBook de ALICE, podrían ser de relevancia para este estudio, y se piden solo los datos de los eventos de cada una de esas corridas en los que haya sido activado el trigger CCUP13-B-SPD1-CENTNOTRD, y además que sean eventos en los que se generan dos partículas por cada vértice primario. Posteriormente se volvieron a lanzar "jobs", modificando ligeramente el código, solicitando los eventos de las mismas 667 corridas, pero en los que ahora haya sido activado el trigger CCUP25-B-SPD1-CENTNOTRD. Una vez terminados los "Jobs", se procede a descargar los datos, lo cual también se hace con el código mencionando, cambiando la opción subir los jobs por la

de descargarlos. lo que se obtiene es un "árbol" de datos, cuyas ramas "poseen" información del evento, tal como el momento, momento transverso, pseudo-rapidez, ángulo azimutal, posición del vértice primario entre otras.

En la figuras 6.9 y 6.10 se muestra el número total de eventos por corrida que se pudieron descargar para cada trigger, el total de eventos de las 667 corridas para el disparo CCUP13-B-SPD1-CENTNOTRD fue de 552162 eventos, mientras que para el disparo CCUP25-B-SPD1-CENTNOTRD el número de eventos de las 667 corridas fue de 35 000 000 eventos, se observa que este nde eventos no coincide con el dado por LogBook , esto pude ser debido a que los datos no terminaron por ser reconstruidos del todo, o por errores al lanzar el job y/o descargar los datos, multiples errores de procesamiento se pueden sucitar mientras el job se está ejecutando, la velocidad de la red de internet también pudo ser factor. El análisis de estos datos y los resultados se presentan en la siguiente capitulo.

Adicionalmente, y previo al análisis de los datos del año 2017, se analizaron datos correspondientes al año 2016, estos datos se obtuvieron de un árbol generado por Evgeny Kryshen, dicho árbol esta basado también en el trigger CCUP13-B-SPD1-CENTNOTRD, y corresponde a 414 corridas de los periodos LHC16 k,l,o,p con un número total de eventos de 1190702. Este análisis se muestra también en el siguiente capítulo.

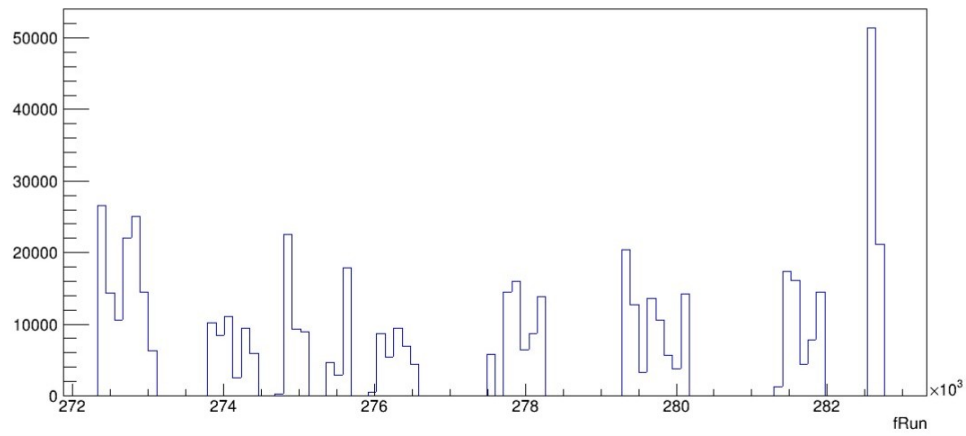


FIGURA 6.9: Eventos descargados para el disparo CCUP13

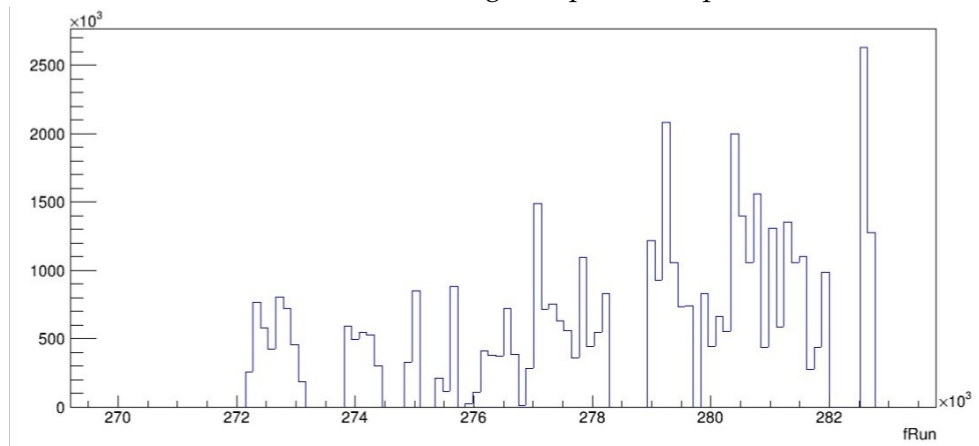


FIGURA 6.10: Eventos descargados para el disparo CCUP13

Capítulo 7

Análisis y Resultados

En este último capítulo se presentan una descripción del proceso de análisis de datos, correspondientes al disparo CCUP13 y CCUP25, el análisis para ambos conjuntos de datos se llevó a cabo de la misma manera, aunque la diferencia en la estadística obtenida para ambos triggers permitió hacer un mayor análisis para el caso del trigger CCUP25. Se presentan los resultados de este análisis, y a su vez se incluye el análisis previo de un árbol de datos correspondiente al año 2016, el cual también está destinado al estudio de la física difractiva.

7.1. Reconstrucción de variables cinemáticas

EL objetivo primordial del análisis es reconstruir un espectro de masa invariante de las partículas "madre", que se originan inmediatamente después de la colisión, que no es posible detectar debido a su corto tiempo de vida, y que decae en un π^+ y en un π^-

7.1.1. Reconstrucción del cuádrimomento

El cuádrimomento de la partícula "madre" se puede reconstruir de la siguiente manera:

$$p_M^\mu = p_{\pi^+}^\mu + p_{\pi^-}^\mu \quad (7.1)$$

Donde $p_{\pi^+}^\mu$ y $p_{\pi^-}^\mu$ denotan el cuádrimomento del pion con carga positiva y negativa respectivamente. El primer componente del cuádrimomento es la energía, la cual en este caso se obtiene a partir del momento y de la masa de los piones, y a su vez, el momento se obtiene mediante las mediciones de los detectores ITS, TPC y TOF, los cuales se encargan de obtener la traza de los piones.

7.1.2. Reconstrucción de la masa invariante

La masa invariante de la partícula X se puede reconstruir a partir del 4-momento de $\pi^+ + \pi^-$, tomando en cuenta que el cuádrimomento de una partícula cumple que:

$$p_M^\mu p_M^\mu = m_x^2 \quad (7.2)$$

Y de acuerdo a 7.1, la masa invariante de la partícula madre será:

$$m_M = \sqrt{(p_{\pi^+}^\mu + p_{\pi^-}^\mu) \cdot (p_{\pi^+}^\mu + p_{\pi^-}^\mu)} \quad (7.3)$$

Los árboles de datos obtenidos, tanto para el 2016 como para el 2017, poseen la información sobre el momento de los piones y considerando que la masa de los piones es de aproximadamente 0.13957061Gev de acuerdo al Particle Data Group, podemos hacer un análisis de estos datos, añadiendo algunas otras consideraciones, gracias a la información extra contenido en los árboles.

7.2. Análisis de datos 2016

Los datos analizados en esta sección son parte de un árbol generado por Evgeny Kryshen. Para el análisis de este árbol de datos se utilizó el software ROOT 5.34/30, para ello se generó un código basado en el lenguaje de programación C, el cuál se encuentra en el apéndice A. Mediante este código tomamos las propiedades físicas de los piones, que se encuentran en las ramas del árbol de datos y generamos el cuadrimomento del pion positivo y el cuadrimomento del pion negativo y de esta manera podemos reconstruir el cuadrimomento de la partícula madre así como su masa invariante, de acuerdo 7.3.

7.2.1. Cortes de datos 2016

A pesar de que los datos ya han sido pre seleccionados (aunque para el 2016 no hayan sido pre seleccionados por nosotros), todavía pueden contener ruido generado por procesos no deseados. Para tratar de minimizar este ruido se realizaron los cortes que se presentan en el cuadro 7.1, que muestra la cantidad de eventos después de cada corte.

Corte de datos	Número de eventos
Ninguno	1190702
$(\sigma_\pi^1)^2 + (\sigma_\pi^2)^2 < 2^2$	910469
$ z_{vtx} < 5 \ \&\& \ \eta < 0.9$	474319
$ \text{sigmapiTOF} < 2 $	6261

CUADRO 7.1: Corte de datos 2016

El primer corte se realizó usando el PID provisto por la TPC, y se hace para asegurarnos que las partículas sean piones, o por lo menos tengan una alta probabilidad de serlo; en este caso se consideran todos los pares de partículas que en conjunto, y de acuerdo al PID de la TPC, se encuentran a 2σ o menos de ser un pion. En la figura 7.1 se muestra un grafico de σ para el pion 1 y σ para el pion 2, los datos que se consideran como candidatos a ser piones son todos aquellos que están dentro de un círculo de radio 2σ centrado en el origen.

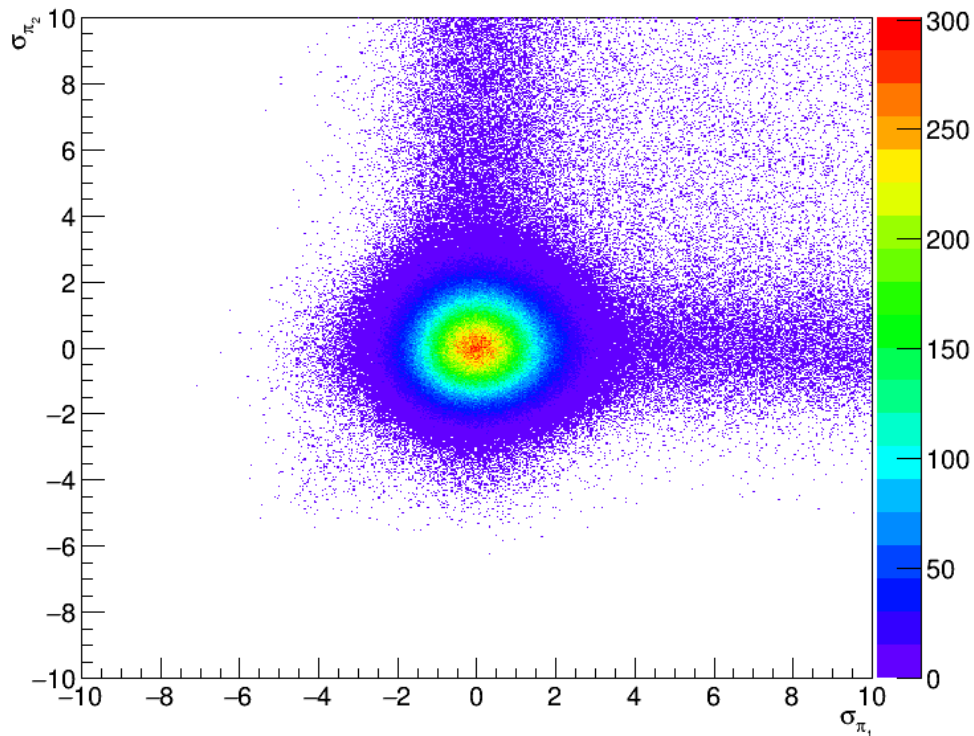
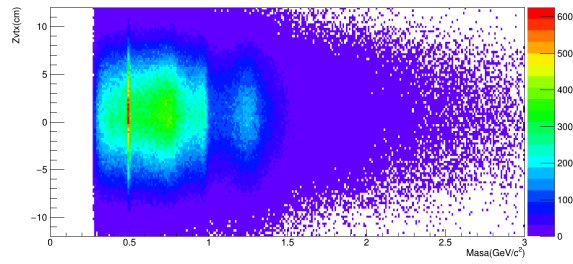


FIGURA 7.1: sigmaTPC

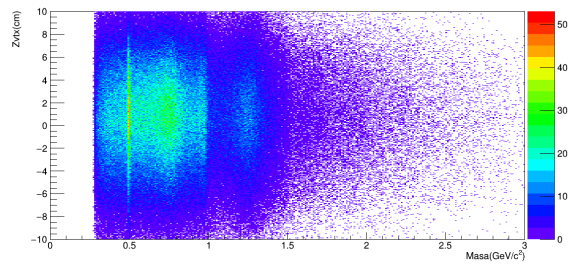
Aunque en ALICE se considera que un vértice primario puede estar en ± 10 cm del punto de interacción idealizado, en este análisis se realizó un corte en el vértice, tal que se consideran las partículas cuyo vértice primario haya sido reconstruido y se encuentre entre -5 y 5 cm del punto de interacción idealizado. En la figura 7.2 se muestra un gráfico vtx-masa, en el cual se observa que la mayoría de los eventos se encuentran en el rango escogido, lo cual justifica dicho corte de datos.

El corte en η se hace debido a las limitaciones de los detectores, específicamente de la TPC. En la figura 7.2 se muestra el gráfico de eta-masa.

Finalmente se usó el PID provisto por la TOF, y de manera análoga al PID de la TPC, se escogieron los pares de partículas que en conjunto estuvieran a 2σ o menos de ser piones. la figura 7.4, muestra la gráfica de σ para el pion 1 y σ para el pion 2, de acuerdo al PID de la TOF.

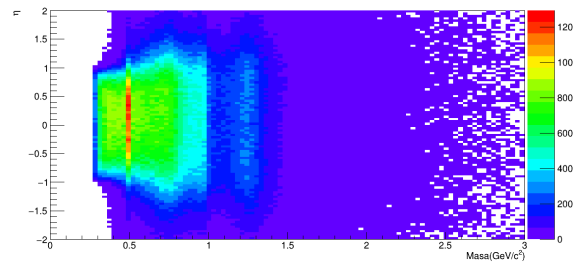


(a)

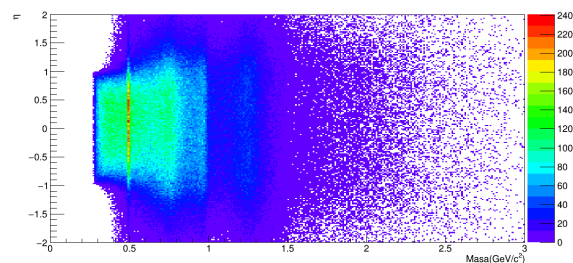


(b)

FIGURA 7.2: Gráfico vtx-masa (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC



(a)



(b)

FIGURA 7.3: Gráfico η -masa (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC

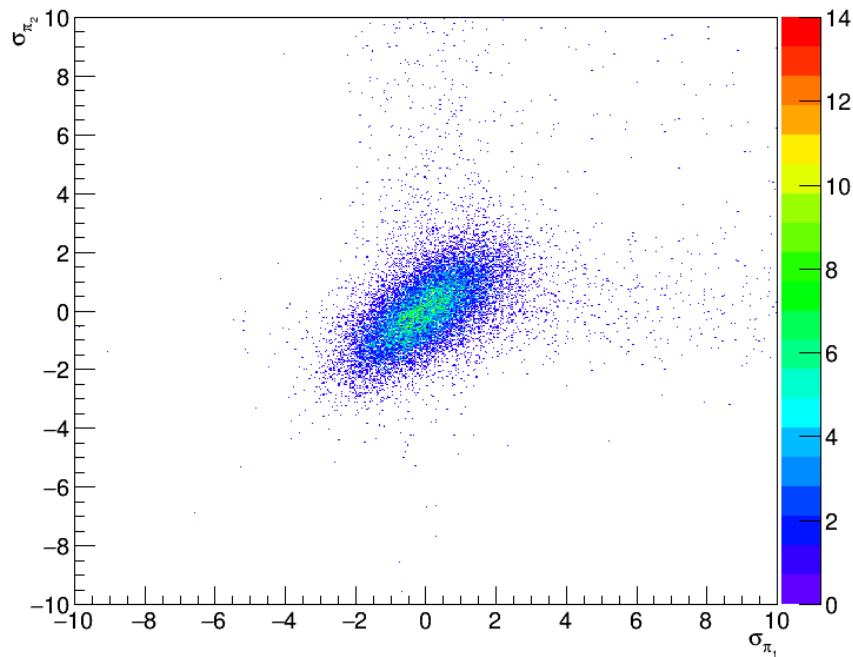


FIGURA 7.4: sigmaTOF

7.2.2. Resultados 2016

Se obtuvo un espectro de masa invariante para la muestra sin cortes, y un espectro de masa invariantes para la muestra después de cada corte, dando un total de 4 espectros de masa invariante reconstruidos. En la figura 7.5 se observa dicho espectro, para la muestra sin cortes, y para los primeros dos cortes, que corresponde al PID de la TPC y al corte en v_{tx} y η . Se observan claramente lo que podrían ser 4 resonancias.

El espectro para el último corte dado por el PID de la TOF no se alcanza a notar debido a los pocos eventos que quedaron después de aplicar este corte. El espectro de masa para este último corte de datos se muestra en la figura 7.6, en la cual se alcanza a distinguir ligeramente lo que podría ser una resonancia. Se incluyen además los gráficos del momento transverso reconstruido, así como gráficos de masa-momento, en estos últimos se puede observar también las posibles partículas (resonancias), que se observan en los gráficos de masa invariante.

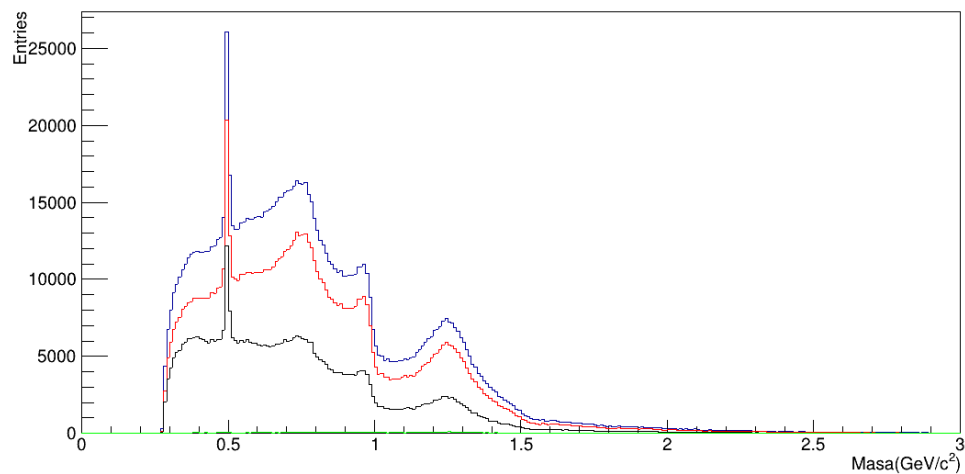


FIGURA 7.5: Masa Invariante Reconstruida;Azul:sin corte de datos, Rojo:PID TPC,Negro:PID TPC+Vtx+Eta

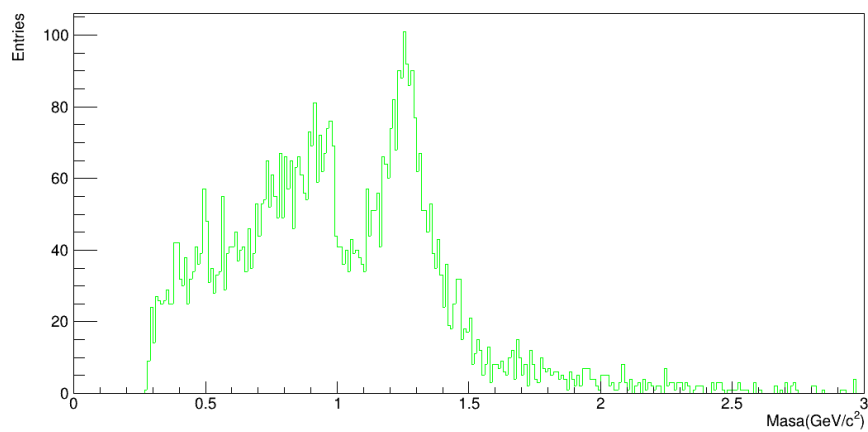


FIGURA 7.6: Masa Invariante Reconstruida; cortes datos:PID TPC + v_{tx} + eta + PID TOF

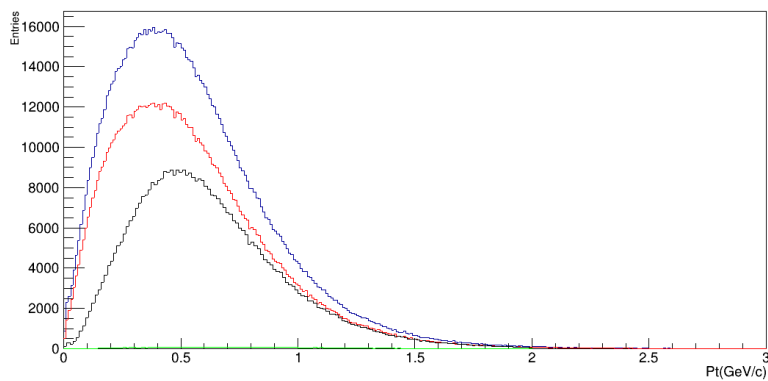


FIGURA 7.7: Momento transverso reconstruido;Azul:sin corte de datos, Rojo:PID TPC,Negro:PID TPC+Vtx+Eta

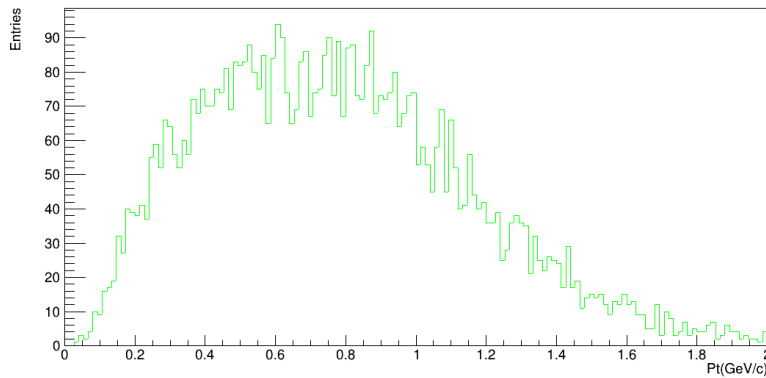


FIGURA 7.8: Momento transverso reconstruido; cortes de datos:
PID TPC+ vtx+ eta + PID TO

7.3. Análisis 2017

El análisis y resultados para los datos del 2017 se dividen en 2, recordando que se obtuvieron datos para el disparo CCUP13 y CCUP25, presentamos primero el análisis para el disparo CCUP25.

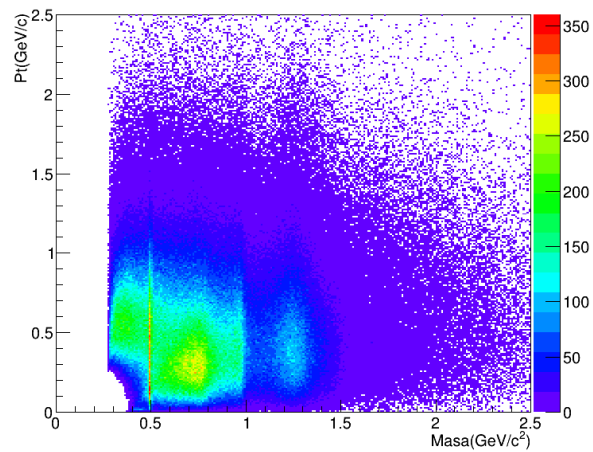
7.3.1. Análisis 2017 trigger CCUP25

El análisis para los datos de 2017 se da de la misma manera que el análisis para los datos del 2016, se realizaron cortes de datos con el fin de obtener una muestra más limpia, con la cual poder obtener resultados más precisos, en cuanto a la reconstrucción de la masa invariante, los cortes para el caso del trigger CCUP25 se muestran en el cuadro 7.2:

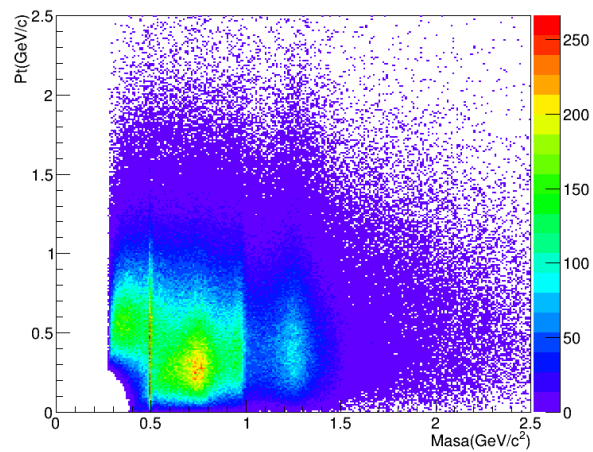
Corte de datos	Número de eventos
Ninguno	35 000 000
$(\sigma_{\pi^+})^2 + (\sigma_{\pi^-})^2 < 2^2$	24 472 390
$ z_{vtx} < 5 \ \&\& \ \eta < 0.9$	1 389 2225
$V0=0 \ \&\& \ V0_{offline}=0$	1 1211 010
$AD=0$	4 872 367

CUADRO 7.2: Corte de datos para la muestra dada por el trigger
CCUP25

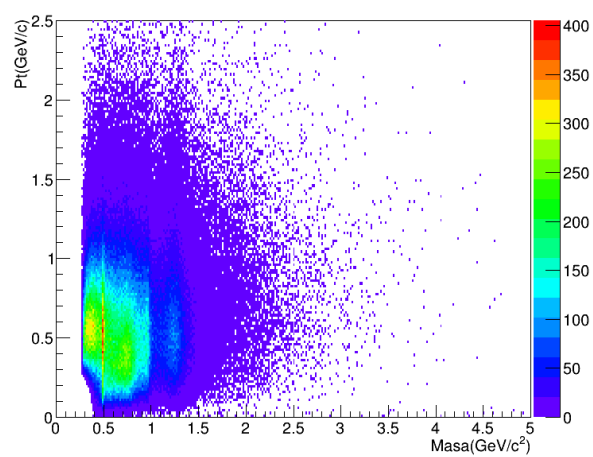
Los cortes de datos también son similares con respecto a los datos del 2016, en este caso hacemos uso nuevamente del PID de la TPC para asegurarnos de que las partículas sean un pión positivo y un pión negativo, también realizamos el corte en el vertex y en la pseudorapidez η , pero para estos datos, en lugar de tener el PID de la TOF, tenemos las decisiones de los detectores V0 y AD, ambos detectores son utilizados para el estudio de procesos difractivos; el detector V0 nos permite quitar de la muestra los procesos de colisiones centrales, pues estos se caracterizan por tener una producción de partículas "hacia adelante", mientras mayor sea la multiplicidad de partículas detectadas por el



(a)



(b)



(c)

FIGURA 7.9: Gráfico Masa-Momento (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC, (c) después del corte vtx y eta

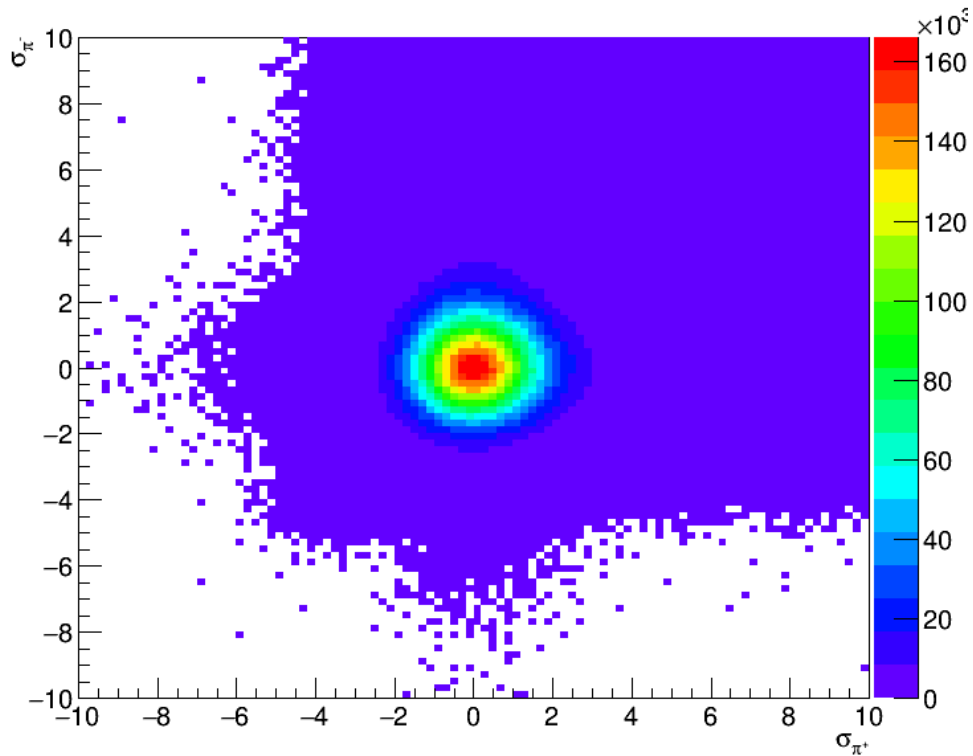


FIGURA 7.10: PID TPC para piones 2017, usando el trigger CCUP25

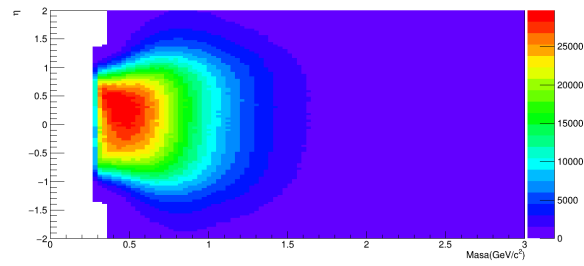
detector V0, mayor será la centralidad de la colisión. Entonces pedimos que el detector V0 no registre producción de partículas, e incluimos la decisión offline también. El último corte se hace usando el detector AD, al cuál también solicitamos que no registre producción de partículas para considerar un evento como bueno.

En la figura 7.10, se muestra el gráfico de $\sigma_{\pi^+} - \sigma_{\pi^-}$, y los datos considerados, son los que se encuentran dentro del círculo de radio 2σ .

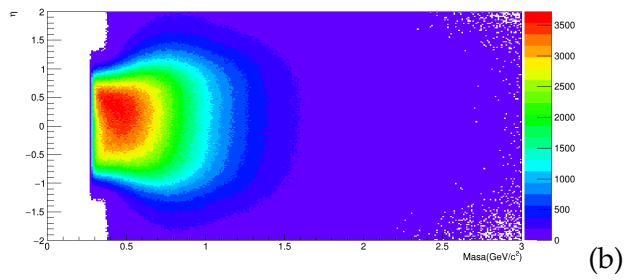
Se muestran también las graficas para el vtx-masa y eta-masa, antes y después del corte del PID.

7.3.2. Resultados 2017 CCUP25

A continuación se presenta el espectro de masa invariante obtenido para cada corte de datos, así como el momento transverso y gráficos masa-momento.

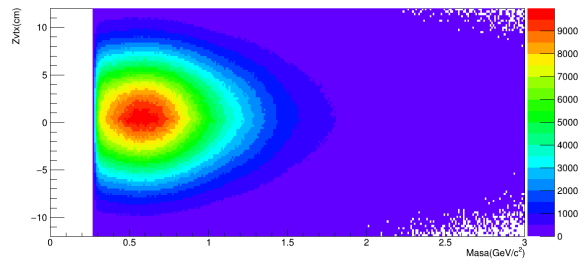


(a)

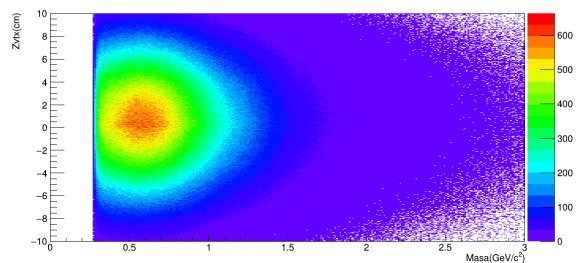


(b)

FIGURA 7.11: Gráfico η -masa (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC



(a)



(b)

FIGURA 7.12: Gráfico vtx-masa (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC 2017

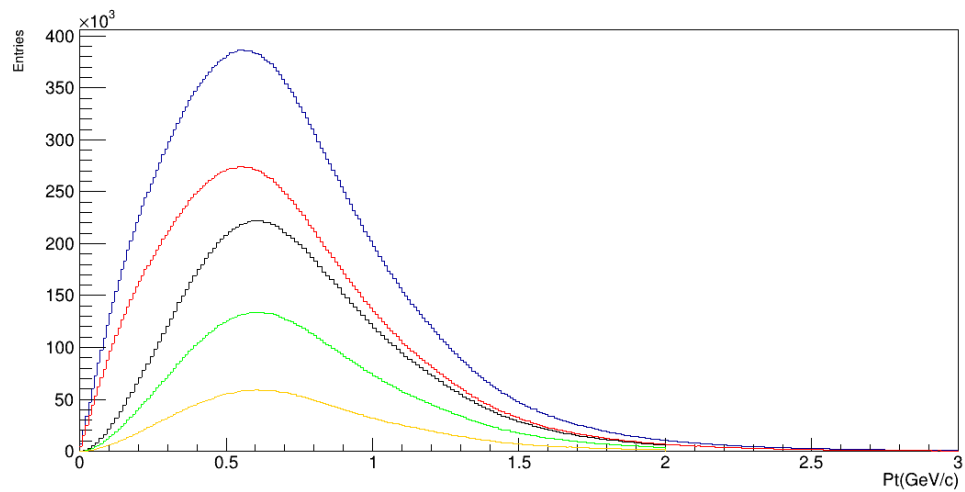


FIGURA 7.14: Momento transverso;Azul:sin corte de datos,Rojo; PID TPC,Negro:PID TPC+Vtx+Eta,Verde: PID TPC+Vtx+Eta+V0,Amarillo:PID TPC+Vtx+Eta+V0+AD

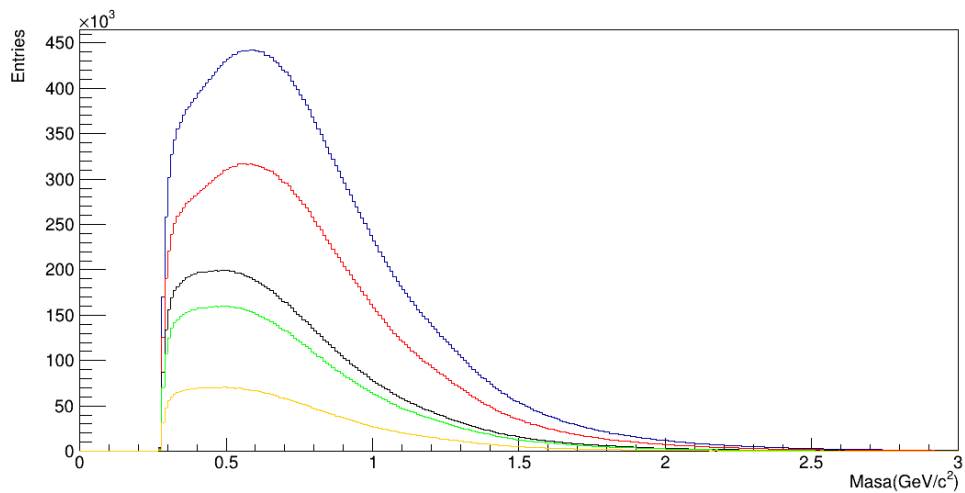


FIGURA 7.13: Masa Invariante; Azul:sin corte de datos,Rojo; PID TPC,Negro:PID TPC+Vtx+Eta,Verde: PID TPC+Vtx+Eta+V0,Amarillo:PID TPC+Vtx+Eta+V0+AD

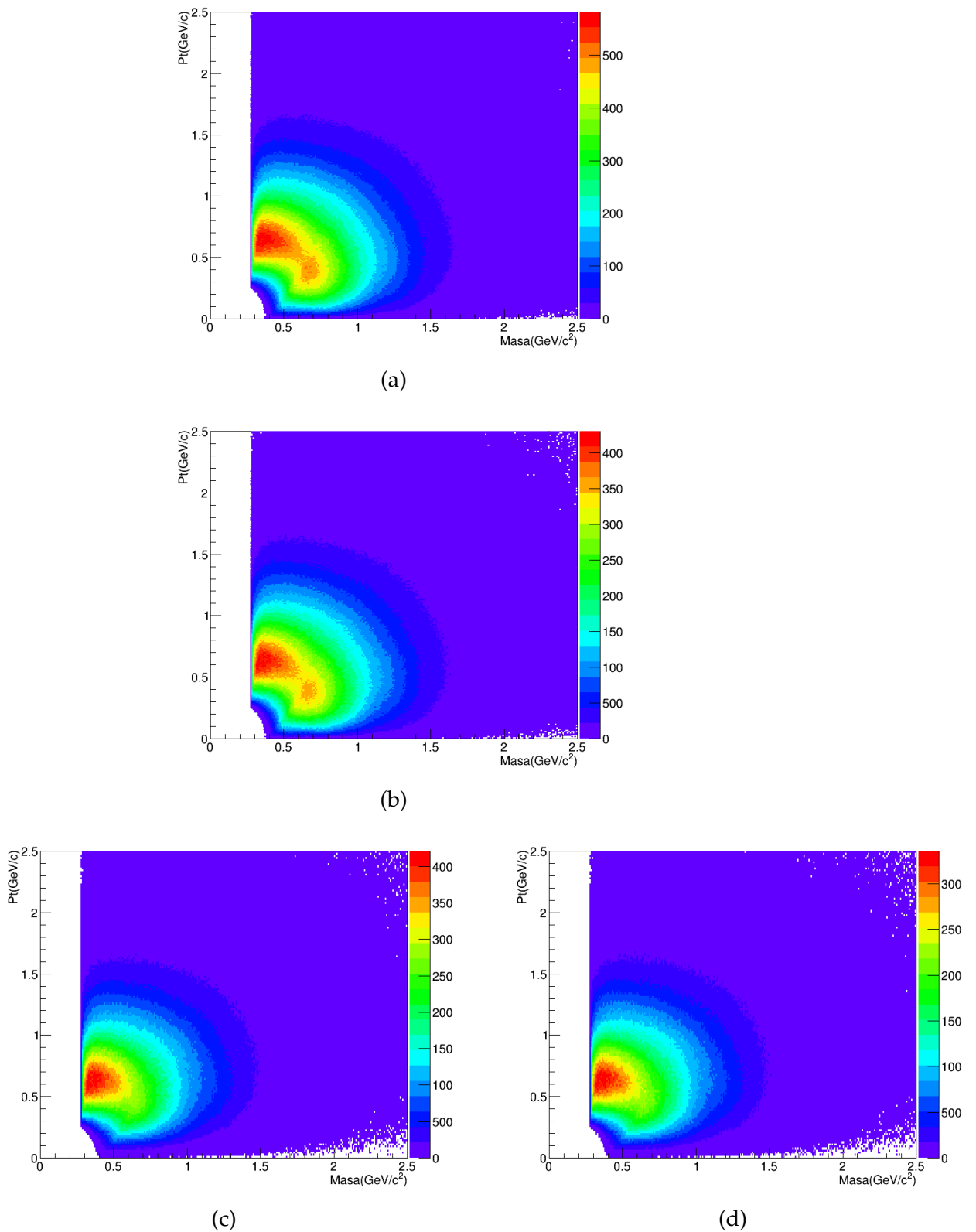


FIGURA 7.15: Gráfico Masa-Momento (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC, (c) corte extra en v_{tx} y η y (d) corte extra con AD

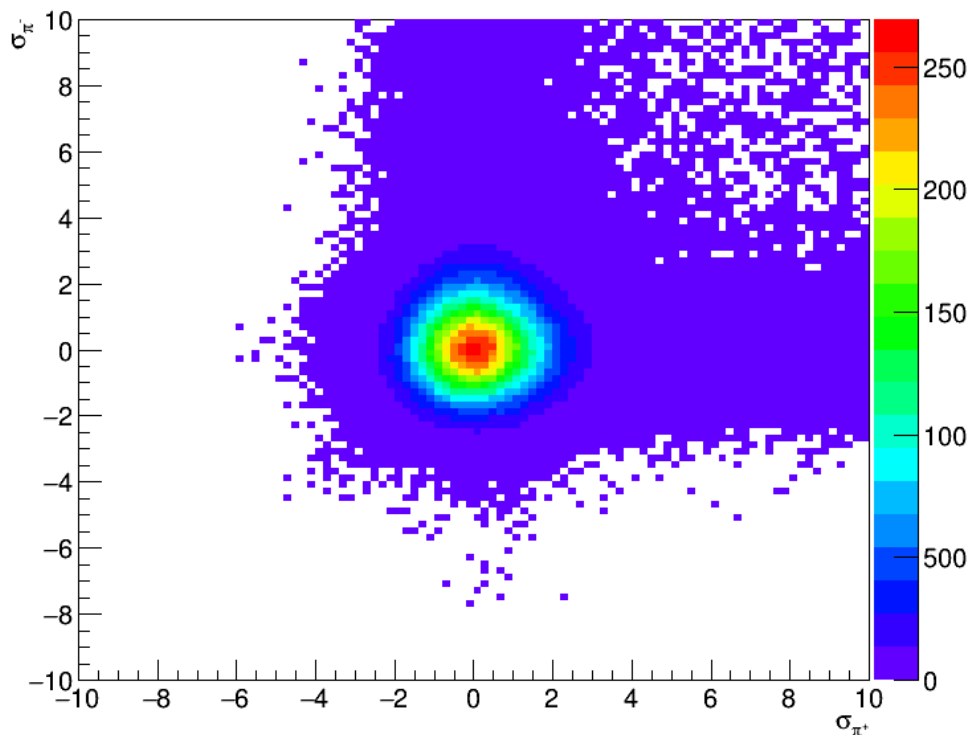


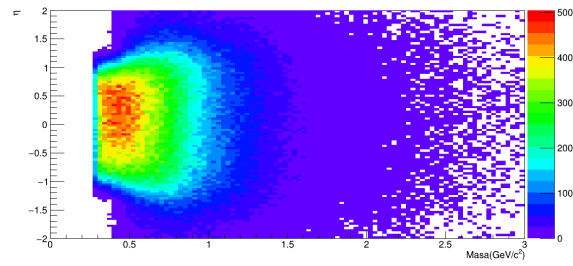
FIGURA 7.16: Sigma

7.3.3. Análisis 2017 trigger CCUP13

El mismo tipo de análisis se llevo a cabo para los datos recabados de 2017 correspondientes al el disparo CCUP13, se realizaron cortes de datos, graficando en cada caso el espectro de masa invariante reconstruido y el momento transverso. Los cortes de datos son idénticos a los hechos a la muestra del trigger CCUP25, lo único que cambia claramente es la estadística después de cada corte, pero en términos generales el espectro de masa invariante y el momento transverso para los datos del trigger CCUP13 se asemejan bastante a lo obtenido para el trigger CCUP25 a pesar de la diferencia tan grande de estadística que se tiene para ambos triggers. En el cuadro 7.3, se muestran los cortes de datos junto con el número de eventos después de cada corte.

Corte de datos	Número de eventos
Ninguno	552162
$(\sigma_{\pi^+}^+)^2 + (\sigma_{\pi^-}^+)^2 < 2^2$	389560
$ z_{vtx} < 5$ & $ \eta < 0.9$	210977
$V_0=0$ & $V_0^{offline}=0$	188250
AD=0	89706

CUADRO 7.3: Corte de datos para el trigger CCUP13



(a)

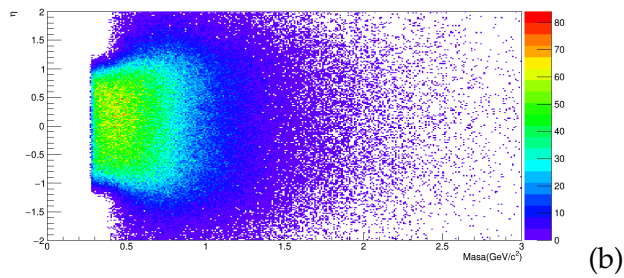
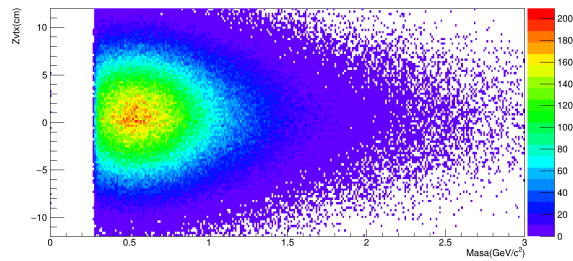
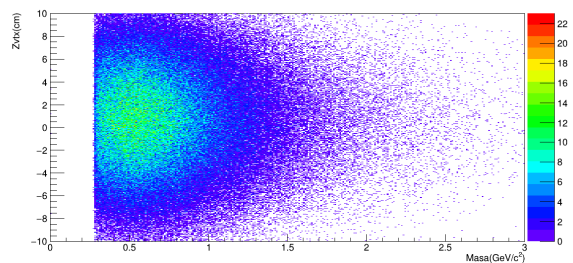


FIGURA 7.17: Gráfico η -masa (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC



(a)



(b)

FIGURA 7.18: Gráfico vtx-masa (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC 2017

7.3.4. Resultados 2017 Trigger CCUP13

Se presentan los gráficos obtenidos para el trigger CCUP13, que corresponden al espectro de masa invariante y momento transverso. Se muestran también gráficos masa-momento después de cada corte de datos.

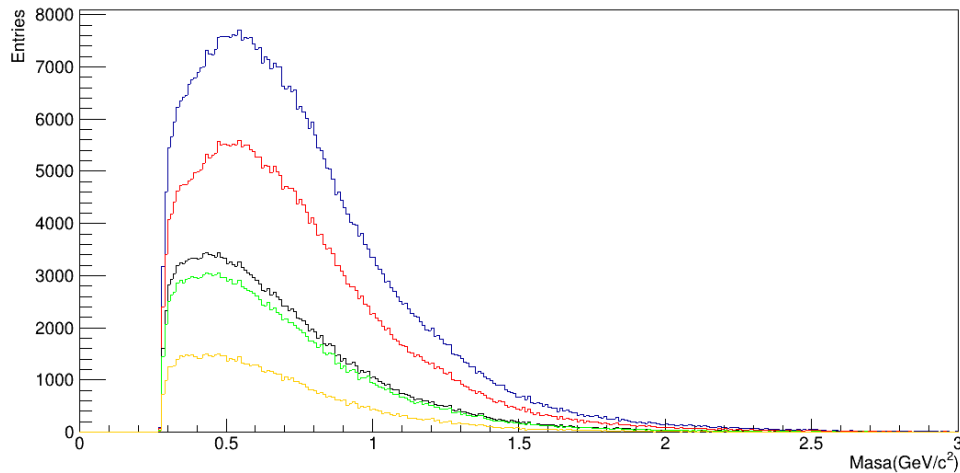


FIGURA 7.19: Masa Invariante;Azul:sin corte de datos,Rojo; PID TPC,Negro:PID TPC+Vtx+Eta,Verde: PID TPC+Vtx+Eta+V0,Amarillo:PID TPC+Vtx+Eta+V0+AD

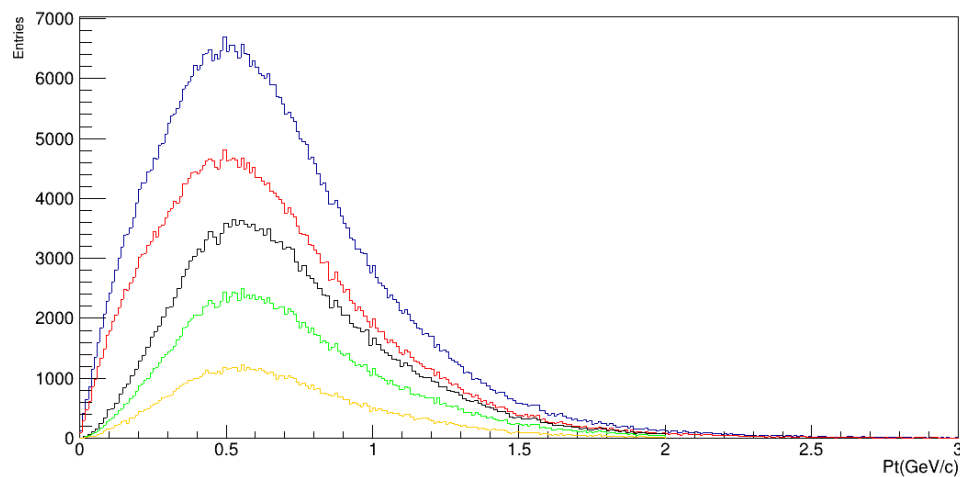


FIGURA 7.20: Momento transverso;Azul:sin corte de datos,Rojo; PID TPC,Negro:PID TPC+Vtx+Eta,Verde: PID TPC+Vtx+Eta+V0,Amarillo:PID TPC+Vtx+Eta+V0+AD

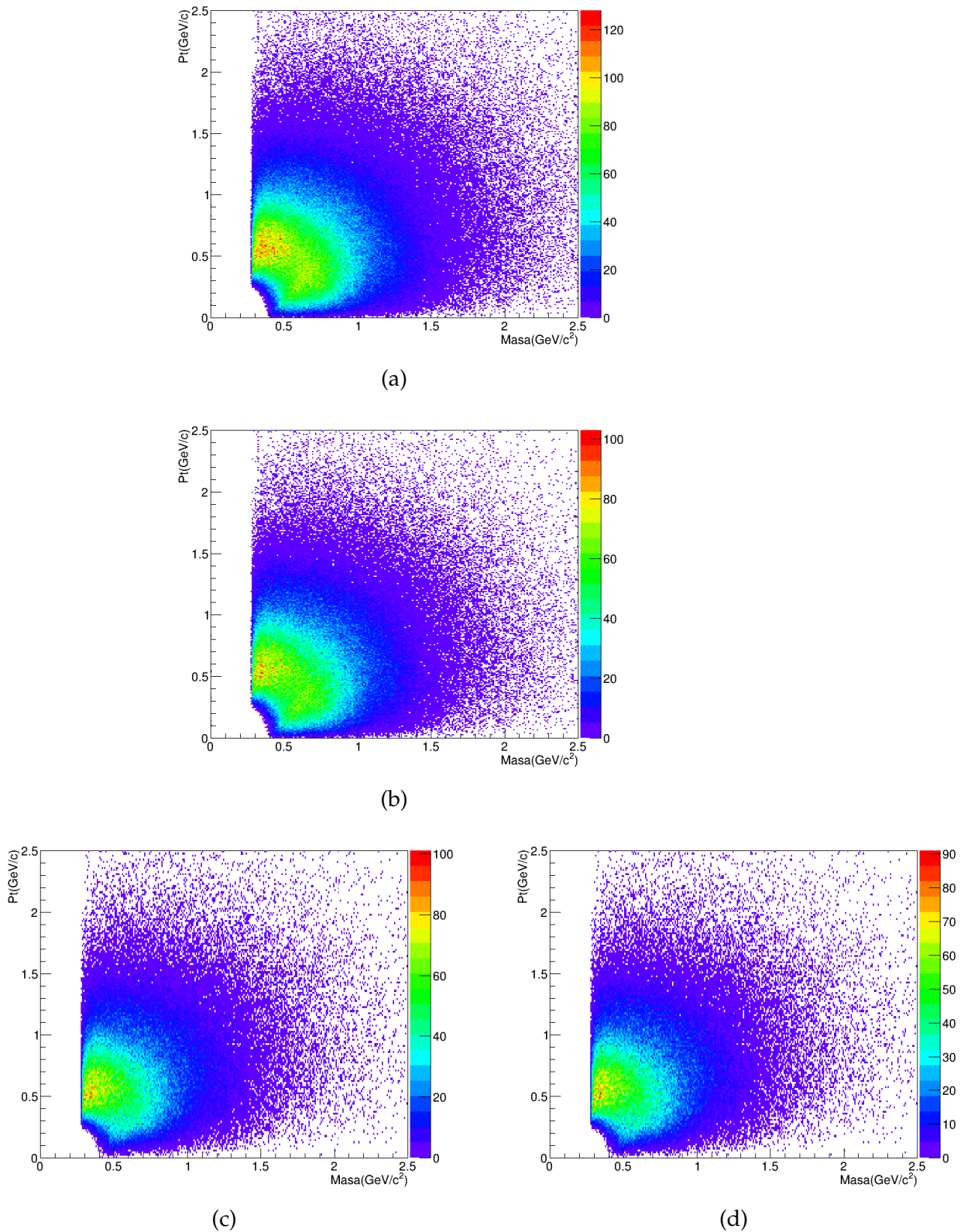


FIGURA 7.21: Gráfico Masa-Momento (a) Sin ningún corte de datos, (b) después del corte del PID de la TPC, c) corte extra en v_{tx} y η y d) corte extra con AD

Capítulo 8

Conclusiones

Se analizaron datos del año 2016 y 2017. Para el año 2016 se analizaron los periodos k, l, o, p para el disparo CCUP13-B-SPD1-CENTNOTRD. Para el año 2017 se analizaron los periodos $r, o, m, l, k, j, i, f, c$ para el disparo CCUP13-B-SPD1-CENTNOTRD y los mismo periodos para el trigger CCUP25-B-SPD1-CENTNOTRD. Los detectores usados para el veto en la región forward de ALICE (rapidity gaps) fueron V0 y AD; ambos están integrados como parte de los triggers mencionados, y también se incluyeron como parte de los cortes de datos. Para el año 2016, se observan estructuras alrededor de 0.5 GeV, 0.75 GeV, 0.95 GeV y 1.3 GeV, las cuales podrían corresponder respectivamente, al $f_0(500)$, $\rho^0(0.775\text{GeV})$, $f_0(980)$ y $f(1370)$, reportadas por el particle data group. Dichas estructuras son consistentes a pesar de los cortes de datos, y en el caso del corte más restrictivo, que es el PID de la TOF, el cual deja solo poco más de 6000 eventos, se alcanza a observar una resonancia alrededor de 1.3 GeV, la cuál podría seguir siendo la $f(1370)$. Desafortunadamente para el caso del año 2017, no hubo algo notable al reconstruir el espectro de masa invariante, pues ni para los datos del disparo CCUP13-B-SPD1-CENTNOTRD ni para los datos del disparo CCUP25-B-SPD1-CENTNOTRD se observó alguna estructura; al realizar cortes a los datos y reconstruir la masa invariante a partir de las muestras de datos reducidas, estas seguían sin presentar alguna señal de alguna estructura. A pesar de que el volumen de datos del disparo CCUP25-B-SPD1-CENTNOTRD para el año 2017 era más de 50 veces el volumen de datos que se tiene para el disparo CCUP13-B-SPD1-CENTNOTRD para el mismo año, la diferencia entre la forma de los espectros de masa invariante es muy escasa, y podemos decir que al menos lo visto en ambos disparos es congruente, pues dado que ambos están destinados a procesos difractivos, si hubiésemos obtenido algo relevante con alguno de ellos, deberíamos haberlo hecho con el otro también. En este estudio no se obtuvo ningún resultado interesante con ninguno de los 2 para el año 2017. Una posible continuación a este trabajo sería estudiar las colisiones llevadas a cabo durante el año 2018, enfocándose nuevamente en la búsqueda de procesos difractivos.

Apéndice A

Código usado para el análisis

```

void analisis2017(){
//arbol de datos 2017 CUUP25
TFile* f = new TFile(" analisislh17ccup25NC.root");
//arbol de datos 2017 CCUP13
//TFile* f = new TFile(" analisislh17ccup13.root");

Float_t fZvtx=0;
Float_t fPos1NsigPion=0;
Float_t fPos1NsigKaon=0;
Float_t fPos1P=0;
Float_t fPos1Pt=0;
Float_t fPos1Eta=0;
Float_t fPos1Phi=0;
Float_t fNeg1NsigPion=0;
Float_t fNeg1NsigKaon=0;
Float_t fNeg1P=0;
Float_t fNeg1Pt=0;
Float_t fNeg1Eta=0;
Float_t fNeg1Phi=0;
Int_t fRun=0;
Int_t fV0ADecision=0;
Int_t fV0CDecision=0;
Int_t fADADecision=0;
Int_t fADCDecision=0;
Int_t fV0ABBoffline=0;
Int_t fV0CBBoffline=0;

Tree2->SetBranchAddress(" fPos1NsigPion",&fPos1NsigPion);
Tree2->SetBranchAddress(" fPos1NsigKaon",&fPos1NsigKaon);
Tree2->SetBranchAddress(" fPos1P",&fPos1P);
Tree2->SetBranchAddress(" fPos1Pt",&fPos1Pt);
Tree2->SetBranchAddress(" fPos1Eta",&fPos1Eta);
Tree2->SetBranchAddress(" fPos1Phi",&fPos1Phi);
Tree2->SetBranchAddress(" fNeg1NsigPion",&fNeg1NsigPion);
Tree2->SetBranchAddress(" fNeg1NsigKaon",&fNeg1NsigKaon);
Tree2->SetBranchAddress(" fNeg1P",&fNeg1P);

```

```

Tree2 ->SetBranchAddress (" fNeg1Pt",&fNeg1Pt);
Tree2 ->SetBranchAddress (" fNeg1Eta",&fNeg1Eta);
Tree2 ->SetBranchAddress (" fNeg1Phi",&fNeg1Phi);
Tree2 ->SetBranchAddress (" fRun",&fRun);
Tree2 ->SetBranchAddress (" fZvtx",&fZvtx);
Tree2 ->SetBranchAddress (" fV0ADDecision",&fV0ADDecision);
Tree2 ->SetBranchAddress (" fV0CDecision",&fV0CDecision);
Tree2 ->SetBranchAddress (" fADADDecision",&fADADDecision);
Tree2 ->SetBranchAddress (" fADCDecision",&fADCDecision);
Tree2 ->SetBranchAddress (" fV0ABBoffline",&fV0ABBoffline);
Tree2 ->SetBranchAddress (" fV0CBBoffline",&fV0CBBoffline);

///  

//Definicion de histogramas
TH1F *masspi0 = new TH1F("masspi0","Invariant Mass for the 2 pions;  

Masa(GeV/c ^{2}); Entries",300,0,3);
TH1F *Ptpi0 = new TH1F("Ptpi0","Pt for the 2 pions;  

Pt(GeV/c);# scale [0.8]{ Entries}",300,0,3);
TH2D *MPtpi0= new TH2D("MPtpi0", "Mass-Pt; Masa(GeV/c ^{2});  

Pt(GeV/c)", 250, 0, 2.5, 250, 0, 2.5);
TH2D *vtxmpi0 = new TH2D("vtxmpi0", "Mass-Zvtx;  

Masa(GeV/c ^{2}); Zvtx(cm)", 300, 0, 3, 100, -12, 12);
TH2D *etampi0 = new TH2D("etampi0", "Mass-eta;  

Masa(GeV/c ^{2}); #eta", 100, 0, 3, 100, -2, 2);
TH2D *Thetapi0 = new TH2D("Thetapi0", "Theta;  

#theta_{#pi^{+}}; #theta_{#pi^{-}}", 300, 0, 3,300, 0, 3);
TH2D *P1P2pi0 = new TH2D("P1P2pi0", "Pt cada pion;  

Ptpi1; Ptpi2", 200, 0, 2, 200, 0, 2);
TH2D *sigmapi0 = new TH2D("sigmapi0", "sigma0; #sigma_{#pi^{+}};  

#sigma_{#pi^{-}}", 100, -10,10, 100, -10, 10);
TH2D *EtaEtapi0 = new TH2D("EtaEtapi0", "Eta;#eta_{#pi^{+}};  

#eta_{#pi^{-}}", 300, -1.5, 1.5, 300, -1.5, 1.5);
TH2D *PhiPhipi0 = new TH2D("PhiPhipi0", "Phi;#phi_{#pi^{+}};  

#phi_{#pi^{-}}", 400, -4, 4, 400, -4,4);
TH2D *P1P2Totpi0 = new TH2D("P1P2Totpi0", "P; P_{#pi^{+}};  

P_{#pi^{-}}", 200, 0, 2, 200, 0, 2);
TH1F *masspi1 = new TH1F("masspi1","Masa I.(sigma);  

Masa(GeV/c ^{2}); Entries",300,0,3);
TH1F *Ptpi1 = new TH1F("Ptpi1","Pt (sigma);  

Pt(GeV/c); Entries",300,0,3);
TH2D *MPtpi1 = new TH2D("MPtpi1", "Mass-Pt(sigma);  

Masa(GeV/c ^{2}); Pt(GeV/c)", 250, 0, 2.5, 250, 0, 2.5);
TH2D *P1P2pi1 = new TH2D("P1P2pi1", "Pt each pion(sigma);  

Pt_{#pi^{+}};Pt_{#pi^{-}}", 100, 0, 1, 100, 0, 1);
TH2D *Thetapi1 = new TH2D("Thetapi1", "Theta(sigma);  

#theta_{#pi^{+}}; #theta_{#pi^{-}}", 300, 0, 3,300, 0, 3);
TH2D *EtaEtapi1 = new TH2D("EtaEtapi1", "Eta(sigma,V0);  

#eta_{#pi^{+}};#eta_{#pi^{-}}", 300, -1.5, 1.5, 300, -1.5, 1.5);

```

```

TH2D *PhiPhipi1 = new TH2D("PhiPhipi1", "Phi(sigma,V0);
#phi_{#pi^{+}};#phi_{#pi^{-}}", 400, -4, 4, 400, -4,4);
TH2D *vtxmpi1 = new TH2D("vtxmpi1", "mass-vtx(sigma,V0);
Masa(GeV/c^{2}); Zvtx(cm)", 300, 0, 3, 1000, -10, 10);
TH2D *etampi1 = new TH2D("etampi1", "mass-eta(sigma,V0);
Masa(GeV/c^{2}); #eta", 300, 0, 3, 200, -2, 2);
TH2D *P1P2Totpi1 = new TH2D("P1P2Totpi1", "P(sigma,V0);
P_{#pi^{+}};P_{#pi^{-}}", 200, 0, 2, 200, 0, 2);
TH1F *masspi2 = new TH1F("masspi2", "Masa I.(sigma,V0,Vtx,Eta);
Masa(GeV/c^{2}); Entries", 300,0,3);
TH1F *Ptpi2 = new TH1F("Ptpi2", "Pt(sigma,V0,Vtx,Eta);
Pt(GeV/c); Entries", 150,0,2);
TH2D *MPtpi2 = new TH2D("MPtpi2", "Mass-Pt(sigma,V0,Vtx,Eta);
Masa(GeV/c^{2}); Pt(GeV/c)", 300, 0, 2.5, 150, 0, 2.5);
TH2D *P1P2pi2 = new TH2D("P1P2pi2", "Pt each pion (sigma,V0,Vtx,Eta);
Pt_{#pi^{+}};Pt_{#pi^{-}}", 100, 0, 1, 100, 0, 1);
TH2D *Thetapi2 = new TH2D("Thetapi2", "Theta(sigma,V0,Vtx,Eta);
#theta_{#pi^{+}}; #theta_{#pi^{-}}", 300, 0, 3,300, 0, 3);
TH2D *EtaEtapi2 = new TH2D("EtaEtapi2", "Eta(sigma,V0,Vtx,Eta);
#eta_{#pi^{+}};#eta_{#pi^{-}}", 100, -1.5, 1.5, 100, -1.5, 1.5);
TH2D *PhiPhipi2 = new TH2D("PhiPhipi2", "Phi(sigma,V0,Vtx,Eta);
#phi_{#pi^{+}};#phi_{#pi^{-}}", 100, -4, 4, 100, -4,4);
TH2D *vtxmpi2 = new TH2D("vtxmpi2", "masa-vtx(sigma,V0,Vtx,Eta);
Masa(GeV/c^{2});Zvtx(cm)", 300, 0, 3, 1000, -10, 10);
TH2D *etampi2 = new TH2D("etampi2", "masa-eta(sigma,V0,Vtx,Eta);
Masa(GeV/c^{2});#eta", 300, 0, 3, 200, -2, 2);
TH2D *P1P2Totpi2 = new TH2D("P1P2Totpi2", "P(sigma,V0,Vtx,Eta);
P_{#pi^{+}};P_{#pi^{-}}", 200, 0, 2, 200, 0, 2);
TH1F *masspi3 = new TH1F("masspi3", "Masa I.(sigma,V0,Vtx,EtA,V0);
Masa(GeV/c^{2}); Entries", 300,0,3);
TH1F *Ptpi3 = new TH1F("Ptpi3", "Pt(sigma,V0,Vtx,Eta,V0);Pt(GeV/c);
Entries", 200,0,2);
TH2D *MPtpi3 = new TH2D("MPtpi3", "Mass-Pt(sigma,V0,Vtx,Eta,V0);
Masa(GeV/c^{2}); Pt(GeV/c)", 300, 0, 2.5, 150, 0, 2.5);
TH1F *masspi4 = new TH1F("masspi4", "Masa I.(sigma,V0,Vtx,EtA,V0,AD);
Masa(GeV/c^{2}); Entries", 300,0,3);
TH1F *Ptpi4 = new TH1F("Ptpi4", "Pt(sigma,V0,Vtx,Eta,V0,Ad);Pt(GeV/c);
Entries", 200,0,2);
TH2D *MPtpi4 = new TH2D("MPtpi4", "Mass-Pt(sigma,V0,Vtx,Eta,V0,AD);
Masa(GeV/c^{2}); Pt(GeV/c)", 300, 0, 2.5, 150, 0, 2.5);
  for (Int_t ev=0;ev<Tree2->GetEntries();ev++){
    Tree2->GetEntry(ev);
  }
//piones
  TLorentzVector u1; //definicion del cuadrimomento
                        //pion positivo
  u1.SetPtEtaPhiM(fPos1Pt, fPos1Eta, fPos1Phi, 0.13957061);
  TLorentzVector u2; //definicion del cuadrimomento

```

```

// pion negativo0
u2.SetPtEtaPhiM(fNeg1Pt,fNeg1Eta,fNeg1Phi,0.13957061);
TLorentzVector u3=u1+u2; //definicion del cuadrimomento
//de la partícula madre
masspi0->Fill(u3.M()); //llenado de histohramas
Ptpi0->Fill(u3.Pt());
MPtpi0->Fill(u3.M(),u3.Pt());
vtxmpi0->Fill(u3.M(),fZvtx);
etampi0->Fill(u3.M(),u3.Eta());
sigmapi0->Fill(fPos1NsigPion,fNeg1NsigPion);
// Thetapi0->Fill(u1.Theta(),u2.Theta()); //histogramas extra
// P1P2pi0->Fill(u1.Pt(),u2.Pt());
// EtaEtapi0->Fill(u1.Eta(),u2.Eta());
// PhiPhipi0->Fill(u1.Phi(),u2.Phi());
// P1P2Totpi0->Fill(u1.P(),u2.P());

if((fPos1NsigPion)**2+(fNeg1NsigPion)**2<(2)**2){
    masspi1->Fill(u3.M());
    Ptpi1->Fill(u3.Pt());
    MPtpi1->Fill(u3.M(),u3.Pt());
    vtxmpi1->Fill(u3.M(),fZvtx);
    etampi1->Fill(u3.M(),u3.Eta());
    // Thetapi1->Fill(u1.Theta(),u2.Theta());
    // P1P2pi1->Fill(u1.Pt(),u2.Pt());
    // EtaEtapi1->Fill(u1.Eta(),u2.Eta());
    // PhiPhipi1->Fill(u1.Phi(),u2.Phi());
    // P1P2Totpi1->Fill(u1.P(),u2.P());
    if(fZvtx<5 && fZvtx>-5){
        if(u3.Eta()<0.9 && u3.Eta()>-0.9){
            masspi2->Fill(u3.M());
            Ptpi2->Fill(u3.Pt());
            MPtpi2->Fill(u3.M(),u3.Pt());
        }
    }

if(fV0ADDecision==0 && fV0CDDDecision==0){
if(fV0ABBoffline==0 && fV0CBBoffline==0){
    masspi3->Fill(u3.M());
    Ptpi3->Fill(u3.Pt());
    MPtpi3->Fill(u3.M(),u3.Pt());
if(fADADDecision==0 && fADCDDDecision==0){
    masspi4->Fill(u3.M());
    Ptpi4->Fill(u3.Pt());
    MPtpi4->Fill(u3.M(),u3.Pt());}}}}
}
}

```

```

    }
}
gStyle->SetOptStat(0); // decomentar para mostrar estadística
gStyle->SetOptTitle(0); // descomentar para ,ostar titulo
TCanvas *c0 = new TCanvas("c0","Masa I",1200,600);
TCanvas *c7= new TCanvas("c7","sigma",750,650);
sigmapi0->Draw("colz");
c7->Print("sigmapi0.png");
masspi0->Draw();
masspi1->SetLineColor(kRed);
masspi1->Draw("same");
masspi2->SetLineColor(kBlack);
masspi2->Draw("same");
masspi3->SetLineColor(kGreen);
masspi3->Draw("same");
masspi4->SetLineColor(kOrange);
masspi4->Draw("same");
c0->Print("MasaI.png");
TCanvas *c1 = new TCanvas("c1","Momento",1200,600);
Ptpi0->Draw();
Ptpi1->SetLineColor(kRed);
Ptpi1->Draw("same");
Ptpi2->SetLineColor(kBlack);
Ptpi2->Draw("same");
Ptpi3->SetLineColor(kGreen);
Ptpi3->Draw("same");
Ptpi4->SetLineColor(kOrange);
Ptpi4->Draw("same");
c1->Print("Pt.png");
TCanvas *c2 = new TCanvas("c2","Masa-momento",750,650);
MPtpi0->Draw("colz");
c2->Print("Mpt.png");
TCanvas *c3 = new TCanvas("c3","vtx-m",1200,600);
vtxmpi0->Draw("colz");
c3->Print("vtxm.png");
TCanvas *c4 = new TCanvas("c4","eta-m",1200,600);
etampi0->Draw("colz");
c4->Print("etam.png");
TCanvas *c13 = new TCanvas("c13","masa-momento(TPC)",750,650);
MPtpi1->Draw("colz");
c13->Print("MPt(TPC).png");
TCanvas *c18 = new TCanvas("c18","vtxm(TPC)",1200,600);
vtxmpi1->Draw("colz");
c18->Print("vtxm(TPC).png");
TCanvas *c19 = new TCanvas("c19","etam(TPC)",1200,600);
etampi1->Draw("colz");
c19->Print("etam(TPC).png");

```

```

TCanvas *c23 = new TCanvas(" c23 ", "MPT(TPC, vtx-eta)", 750, 650);
MPtpi2->Draw(" colz ");
c23->Print(" MPt(TPC, vtx-eta).png");
TCanvas *c28 = new TCanvas(" c28 ", "masa(TPC, vtx-eta, V0)", 1200, 600);
masspi3->Draw();
c28->Print(" masaI(TPC, vtx-eta, V0).png");
TCanvas *c29 = new TCanvas(" c29 ", "Pt(TPC, vtx-eta, V0)", 1200, 600);
Ptpi3->Draw();
c29->Print(" Pt(TPC, vtx-eta, v0).png");
TCanvas *c30 = new TCanvas(" c30 ", "MPT(TPC, vtx-eta, V0)", 750, 650);
MPtpi3->Draw(" colz ");
c30->Print(" MPt(TPC, vtx-eta, v0).png");
TCanvas *c28a = new TCanvas(" c28a ", "masa(TPC, vtx-eta, V0)", 1200, 600);
masspi4->Draw();
c28a->Print(" masaI(TPC, vtx-eta, V0, AD).png");
TCanvas *c29a = new TCanvas(" c29a ", "Pt(TPC, vtx-eta, V0, AD)", 1200, 600);
Ptpi4->Draw();
c29a->Print(" Pt(TPC, vtx-eta, v0, AD).png");
TCanvas *c30a = new TCanvas(" c30a ", "MPT(TPC, vtx-eta, V0, AD)", 750, 650);
MPtpi4->Draw(" colz ");
c30->Print(" MPt(TPC, vtx-eta, v0, Ad).png");
/*
TCanvas *c5 = new TCanvas(" c5 ", "Angulo Theta cada pion
sin cortes", 750, 650);
Thetapi0->Draw(" colz ");
c5->Print(" ThetaTheta.png");
TCanvas *c6 = new TCanvas(" c6 ", "Pt de cada pion sin cortes", 750, 650);
P1P2pi0->Draw(" colz ");
c6->Print(" Ptpi1pi2.png");
TCanvas *c8 = new TCanvas(" c8 ", "EtaEta sin cortes", 750, 650);
EtaEtapi0->Draw(" colz ");
c8->Print(" EtaEta.png");
TCanvas *c9 = new TCanvas(" c9 ", "PhiPhi sin cortes", 750, 650);
PhiPhipi0->Draw(" colz ");
c9->Print(" PhiPhi.png");
TCanvas *c10 = new TCanvas(" c10 ", "momento total sin cortes", 750, 650);
P1P2Totpi0->Draw(" colz ");
c10->Print(" Ptot.png");
TCanvas *c11 = new TCanvas(" c11 ", "masa(TPC)", 1200, 600);
masspi1->Draw();
c11->Print(" MasaI(TPC, V0's, vtx, eta, p).png");
TCanvas *c12 = new TCanvas(" c12 ", "momento(TPC)", 1200, 600);
Ptpi1->Draw();
c12->Print(" Pt(TPC, V0's, vtx, eta, p).png");
TCanvas *c14 = new TCanvas(" c14 ", "ThetaPi(TPC)", 750, 650);
Thetapi1->Draw(" colz ");
c14->Print(" Thetapi(TPC, V0's, vtx, eta, p).png");

```

```
TCanvas *c15 = new TCanvas("c15","Pt cada pion(TPC)",750,650);
P1P2pi1->Draw("colz");
c15->Print("Ptpi1pi2(TPC,V0's,vtx,eta,p).png");
TCanvas *c16 = new TCanvas("c16","EtaEta(TPC)",750,650);
EtaEtapi1->Draw("colz");
c16->Print("EtaEta(TPC,V0's,vtx,eta,p).png");
TCanvas *c17 = new TCanvas("c17","PhiPhi(TPC)",750,650);
PhiPhipi1->Draw("colz");
c17->Print("PhiPhi(TPC,V0's,vtx,eta,p).png");
TCanvas *c20 = new TCanvas("c20","momento total (TPC)",750,650);
P1P2Totpi1->Draw("colz");
c20->Print("Ptot(TPC,V0's,vtx,eta,p).png");
TCanvas *c21 = new TCanvas("c21","masa(TPC,vtx-eta)",1200,600);
masspi2->Draw();
c21->Print("MasaI(TPC,vtx-eta).png");
TCanvas *c22 = new TCanvas("c22","momento(TPC,vtx-eta)",1200,600);
Ptpi2->Draw("colz");
c22->Print("Pt(TPC,vtx-eta).png");
*/
}
```


Bibliografía

- Barone, V. Predazzi E. (2002). *High Energy Particle Diffraction*. Alemania: SPRINGER.
- Beole, S. (2011). «The ALICE Inner Tracking System: performance with proton and lead beams». En: *Technology and Instrumentation in Particle Physics*, págs. 1-2.
- Cabanillas J, C. Martínez M.I. y León I. (2016). *ALICE Diffractive Detector Control System for RUN-II in the ALICE Experiment*. URL: <https://arxiv.org/abs/1609.08056>.
- Collaboration, CMS (2015). *Measurement of the inclusive 3-jet production differential cross section in proton-proton collisions at 7 TeV and determination of the strong coupling constant in the TeV range*. URL: <https://arxiv.org/pdf/1412.1633.pdf>.
- Collaboration, The ALICE (2008). «The alice experiment at the LHC CERN». En: *Journal of Instrumentation* 8, págs. 1-2.
- Collins, P. (1977). *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press.
- Cottingham, W. N. (2012). *And introduction to the Standard Model of particle physics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press.
- CPEP (2014). *Fundamental Particles and Interactions*. URL: <http://www.cpepweb.org/images/2014-fund-chart.jpg> (visitado 30-09-2018).
- Daw, E. (2012). *Rapidity and Pseudorapidity*. URL: http://www.hep.shef.ac.uk/edaw/PHY206/Site/2012_course_files/phy206rlec7.pdf.
- Donnachie, S (2002). *Pomeron Physics an QCD*. Cambridge,United Kingdom: Cambridge University Press.
- Griffiths, D (2004). *And introduction to elementary particle physics*. Morlenbach,Alemania: WILEY-VCH.
- Lippmann, C. (2011). «Performance of the ALICE Time Projection Chamber». En: *Technology and Instrumentation in Particle Physics*.
- Navin, S. (2010). «Diffraction in PYTHIA». En: URL: <https://arxiv.org/pdf/1005.3894.pdf>.
- Růžička, P. (2012). «Diffraction in the ATLAS Experiment». Tesis doct. Czech Technical University in Prague Faculty of Nuclear Sciences y Physical Engineering.
- Tanabashi, et al (2018). «Review of Particle Physics». En: *Phys. Rev.* D98.030001. DOI: [10.1088/1674-1137/40/10/100001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/40/10/100001).
- Zoccarato, Y. et al (2010). «Front end electronics and first results of the ALICE V0 detector». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*.