



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

---

POSGRADO EN FÍSICA APLICADA

Detección de muones atmosféricos en el experimento  
ALICE-LHC

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:

Mario Rodríguez Cahuantzi

ASESORADO POR:

Dr. Arturo Fernández Tellez

Dr. Eleazar Cuautle Flores

Puebla, México  
29 de Agosto de 2012



*Dedicado a  
mi esposa Diana y mi hija Yari por el tiempo que me prestaron para realizar este trabajo  
mi mamá Rosa, mi papá Mario Aurelio y mi hermana Rocío por todo su cariño y apoyo*

# Agradecimientos

Al Dr. Arturo Fernández Téllez por la confianza que depositó en mi persona al invitarme a este proyecto dentro del grupo ACORDE y por todo el apoyo humano y profesional que me ha brindado a lo largo de los últimos cinco años. Gracias por compartir su experiencia y conocimientos.

Al Dr. Eleazar Cuautle Flores del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM por sus sabios consejos así como su apoyo y paciencia a lo largo de los últimos cinco años; así como su calidad humana y profesional. Gracias por su tiempo, consejos y enseñanza.

A los doctores Humberto Salazar, Oscar M. Martínez y Mario I. Martínez Hernández por sus comentarios tanto en los avances de tesis como en la presentación final de este trabajo. Gracias por su retroalimentación y la discusión que de ella emanó.

A los doctores Gerardo Herrera Corral (CINVESTAV-D.F.) y Bruno Alessandro (INFN, Torino-Italia) por sus valiosas aportaciones y tiempo que han dedicado durante cuatro años a los resultados fruto de este trabajo de tesis.

Al Dr. Daniel Tapia Takaki (Orsay) por las discusiones informales y de trabajo que enriquecieron mi aprendizaje durante el último año de mis estudios de doctorado.

Al proyecto HELEN y ePlanet encabezado por el Dr. Luciano Maiani y la Dra. Verónica Riquer mediante los cuales me fue posible estar en el CERN alrededor de 3 años para la realización de este trabajo.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo financiero brindado durante mis estudios de doctorado.

Al Ing. Luciano Díaz González (ICN-UNAM) por todo el apoyo computacional brindado.

Al Dr. Carlos I. Robledo por todo el apoyo que me ha brindado desde la licenciatura hasta mi recorrido por el posgrado. Gracias.

A los ciudadanos mexicanos. Sin sus impuestos nada sería posible.

GRACIAS.

# Resumen

El experimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment) del LHC en CERN, registró en los años 2009, 2010, 2011 y 2012 un número grande de eventos procedentes de muones atmosféricos, durante las diferentes sesiones de toma de datos para calibración y alineación de sus detectores. Para estas tareas, fue necesario implementar diferentes sistemas de disparo, los cuales no son usados durante las colisiones p-p o Pb-Pb en ALICE, a excepción del año 2012. Se configuró al sistema de disparo para seleccionar muones atmosféricos, con ángulos zenitales entre  $0^0$  y  $60^0$  y azimutales de  $0^0$  a  $360^0$ , que son aquellos que logran atravesar la parte central del espectrómetro de ALICE y por tanto son reconstruidos por la TPC (Time Projection Chamber).

En este trabajo se presenta un estudio de las muestras de datos mencionados anteriormente. Como primer punto, se ha desarrollado un Monte Carlo específico, basado en el código CORSIKA, con el cual se caracterizó la respuesta del detector con eventos atmosféricos. En segundo lugar, originalmente ALICE no contempló un análisis de estos eventos, fue necesario implementar un algoritmo de reconstrucción de los muones atmosféricos que fueran disparados por el detector ACORDE (A Cosmic Ray Detector). En tercer lugar, con las herramientas desarrolladas se realizó un análisis de los datos reales, midiendo las cantidades físicas tales como el momento, signo de la carga, distribuciones angulares de arribo, así como también se midió el cociente entre el número de muones respecto al número de antimuones ( $R_\mu = \mu^+/\mu^-$ ) y la distribución de multiplicidad de los mismos donde se encontraron eventos anómalos que no logran ser reproducidos por el Monte Carlo en cascadas normales producidas por rayos cósmicos primarios de alta energía.

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>III</b>
<b>Resumen</b>	<b>IV</b>
<b>Índice general</b>	<b>V</b>
<b>Introducción</b>	<b>VI</b>
<b>1. Los rayos cósmicos</b>	<b>1</b>
1.1. Breve historia . . . . .	1
1.2. Generalidades de los rayos cósmicos . . . . .	2
1.2.1. Espectro de rayos cósmicos . . . . .	3
1.2.2. Rayos cósmicos en la atmósfera . . . . .	8
1.2.3. Rayos cósmicos en la superficie de la Tierra . . . . .	10
1.2.4. Rayos cósmicos bajo tierra . . . . .	12
1.2.5. Cascadas atmosféricas . . . . .	13
<b>2. El experimento ALICE-LHC del CERN</b>	<b>17</b>
2.1. Consideraciones de diseño . . . . .	18
2.2. Ambiente de ALICE . . . . .	19
2.2.1. Ubicación de arreglo experimental ALICE . . . . .	20
2.2.2. Sistema de referencia . . . . .	21
2.3. Detectores de trayectorias . . . . .	22
2.4. Identificación de partículas . . . . .	23
2.5. Calorímetros Electromagnéticos . . . . .	23
2.6. Detectores delanteros y de disparo . . . . .	23
2.7. Sistema Interno de Trayectorias (ITS) . . . . .	24
2.8. TPC de ALICE . . . . .	25
2.8.1. Jaula del campo . . . . .	25
2.8.2. Sistema de deriva para el gas . . . . .	26
2.9. Sistemas de disparo para rayos cósmicos . . . . .	26
2.9.1. Configuración de ALICE para la detección de muones atmosféricos . . . . .	26
2.9.2. El detector TOF . . . . .	27
2.9.3. Medición del tiempo con TOF . . . . .	29
2.9.4. Detector ACORDE . . . . .	30
2.10. Marco de análisis en ALICE . . . . .	33

2.10.1. Entorno de simulación . . . . .	35
2.10.2. Entorno de Reconstrucción . . . . .	38
2.10.3. AliRoot para Datos Reales . . . . .	39
<b>3. La física de rayos cósmicos en el experimento ALICE-LHC</b>	<b>41</b>
3.1. Modelo de interacción hadrónica en rayos cósmicos . . . . .	41
3.2. Efectos sobre los muones atmosféricos . . . . .	45
3.2.1. Tópicos de interés en física . . . . .	45
3.2.2. Alineación y calibración de los subdetectores en ALICE . . . . .	50
<b>4. Muones atmosféricos en el experimento ALICE-LHC</b>	<b>55</b>
4.1. Estudios de Monte Carlo . . . . .	55
4.1.1. Técnica de MonteCarlo . . . . .	56
4.1.2. Multiplicidad de muones atmosféricos y consideraciones experimentales	56
4.2. Parámetros de calidad en la TPC de ALICE . . . . .	58
4.2.1. Conceptos básicos . . . . .	58
4.2.2. Criterios de calidad en cósmicos . . . . .	64
4.3. Reconstrucción de muones atmosféricos . . . . .	68
4.3.1. Trayectorias reconstruidas por la TPC . . . . .	69
4.3.2. Análisis de los datos reconstruidos: <i>multiplicidad de <math>\mu</math></i> . . . . .	70
4.3.3. Análisis de los datos reconstruidos: <i>la razón <math>\mu^+/\mu^-</math> (<math>R_\mu</math>)</i> . . . . .	79
4.4. Análisis de los datos de 2010 y 2011 . . . . .	82
<b>5. Discusión de resultados y conclusiones</b>	<b>91</b>
<b>A. Lista de publicaciones y presentaciones</b>	<b>98</b>
A.1. Presentaciones . . . . .	98
A.2. Publicaciones . . . . .	100
<b>Bibliografía</b>	<b>101</b>

# Introducción

Los rayos cósmicos son partículas que se originan fuera de la atmósfera terrestre dentro de nuestra galaxia o para el caso de rayos cósmicos que poseen una gran energía, en otras galaxias. La energía de los rayos cósmicos que alcanzan nuestro planeta tienen energías desde pocos GeV por partícula hasta al menos  $10^{20}$  eV. Considerando que a bajas energías estas partículas son en su mayoría protones y un porcentaje pequeño de núcleos de helio, la contribución nuclear comienza a incrementarse a altas energías. Para energías mayores a  $10^{14}$  eV, los grupos de **C-N-O** comienzan a incrementar su contribución. A muy altas energías los núcleos de **Mg**, **Si** y **Fe** comienzan a aparecer.

La cantidad principal observable en la física de rayos cósmicos son los espectros de energía, la evolución de la cascada de partículas generada por estos procesos así como la composición del rayo cósmico primario. Estas variables contienen información sobre los procesos de aceleración para las partículas desde las fuentes y sobre su propagación a través del medio interestelar. En diferentes lugares del planeta existen diferentes arreglos experimentales para el estudio de rayos cósmicos siendo el más importante el experimento Pierre Auger. Por otra parte, en la era del acelerador LEP en el CERN (Centro Europeo de Investigaciones Nucleares) los experimentos ALEPH, DELPHI y L3+C hicieron estudios en física de rayos cósmicos con los muones atmosféricos que colectaron durante las sesiones para calibración y alineación de sus detectores centrales.

En los años recientes, con la puesta en marcha del LHC a las energías que ha logrado desde 2009; los resultados que reporten los experimentos ayudaran a un mejor conocimiento y entendimiento de la física de altas energías. Particularmente, el propósito principal de la colaboración ALICE es explorar los fenómenos que se registran en las colisiones entre iones pesados a las energías que ha alcanzado el LHC del CERN para estudiar la física de las interacciones fuertes en la materia a energías que no se habían explorado antes, donde se espera la formación del estado de confinamiento de materia conocido como *plasma de quarks y gluones* de acuerdo a los resultados reportados por los experimentos de RHIC y SPS. Sin duda alguna, una de las principales resultados reportados por el experimento ALICE-LHC es el descubrimiento de que la materia creada en colisiones entre iones pesados presenta propiedades de un líquido perfecto.

Siguiendo el esfuerzo de los experimentos de LEP, la colaboración ALICE incluyó en su programa de física el estudio de los muones atmosféricos producidos por rayos cósmicos primarios muy energéticos que cruzan la zona de detección de ALICE y que se están colectando durante la alineación y calibración de los detectores centrales con el objetivo de mejorar las mediciones reportadas por los experimentos previos en LEP así como incrementar la estadística para poder dar una conclusión definitiva respecto a los eventos que muestran altas multiplicidades de muones atmosféricos y que no logran ser entendidos con los modelos propuestos hasta ahora. Se espera que los resultados de LHC ayuden a entender mejor el origen de estos eventos de rayos cósmicos.

El presente trabajo reporta un estudio sobre los rayos cósmicos secundarios (muones atmosféricos) que fueron colectados por el detector ALICE y disparados por los detectores ACORDE y TOF. El análisis está desglosado de la siguiente forma: en el capítulo 1 se explican los aspectos generales en la física de los rayos cósmicos. El capítulo 2 muestra un panorama general de los detectores que se han construido dentro del experimento ALICE haciendo hincapié en los detectores centrales y de disparo que son usados en la detección de muones atmosféricos así como en las herramientas computacionales usadas para el análisis de los datos. En el capítulo 3 se discute el aporte del experimento ALICE a la física de rayos cósmicos y se da una descripción de las condiciones experimentales. En el capítulo 4 se presentan los principales resultados respecto a las mediciones realizadas sobre los muones atmosféricos. A lo largo del capítulo 5 se presenta una discusión y conclusión de los resultados obtenidos en este trabajo de tesis.



# Capítulo 1

## Los rayos cósmicos

En este capítulo se exponen las ideas generales en la física de partículas haciendo especial hincapié en aquellas referentes a la física de rayos cósmicos y la detección de los mismos en arreglos experimentales bajo tierra.

### 1.1. Breve historia

Sin lugar a dudas, uno de los momentos más importantes en la historia del ser humano como especie dominante en el planeta Tierra fue aquel momento en el cual comenzó a organizarse en pequeñas sociedades sedentarias dedicadas a la agricultura. La necesidad de supervivencia en un planeta hostil fomentó constantemente el desarrollo del cerebro de la nueva especie que ahora conocemos como *homo sapiens* para que sus individuos crearan primitivas armas de defensa y caza. Posteriormente, el ser humano creó las herramientas necesarias para el desarrollo de la agricultura y por ende el nacimiento de las primeras culturas humanas. ¿Qué es lo que provocó la acelerada evolución del cerebro del *homo sapiens* respecto a la del cerebro de las otras especies en el planeta?, ¿la necesidad de no ser exterminados por especies que físicamente son superiores al ser humano? o ¿la capacidad de asombro y curiosidad fomentada por la misma necesidad de supervivencia? Si bien este trabajo de tesis doctoral no pretende dar respuesta a estas preguntas; sí pretende rescatar una técnica que el ser humano primitivo desarrolló para la creación de todas las herramientas que garantizaron su dominio en el planeta Tierra: la observación. En aquellos años, la observación permitió entender los ciclos de la vida de los vegetales. Años más tarde, se entendió la relación existente entre dichos ciclos y el movimiento de las estrellas; y muchos años más tarde, estas observaciones sentaron las bases para los primeros conocimientos *a priori* del ser humano.

Dentro de las culturas, existieron algunos individuos que dedicaron su vida a la observación de los diferentes fenómenos de la naturaleza y posteriormente a intentar explicar la naturaleza de dichos ciclos. Esta situación llevó a formulación de muchas preguntas, que no pudieron ser

respondidas sino hasta pasados cientos de años. Algunas otras, se han llevado más tiempo o no han podido ser respondidas. Una de las preguntas fundamentales que se han formulado es: ¿de qué está compuesto el universo?. Las preguntas más complejas a veces tienen respuestas sencillas, pero el camino elaborado para la respuesta es largo y muy complejo.

Si nos remontamos al pensamiento griego, ellos concebían que todo lo que nos rodea está formado por pequeños objetos indivisibles (llamémosles *fundamentales*) llamados átomos. Esta idea fue aceptada como verdadera por muchos años, hasta el desarrollo de experimentos e ideas por personajes como Lavoisier, Dalton, Avogadro, Thompson y Mendeléyev las cuales ayudaron a crear las bases para las observaciones e ideas que harían Rutherford y Bohr. A principios del siglo XX, el átomo dejó de ser considerado como fundamental y se entendió que él mismo está compuesto por otras partículas (ahora nombradas *subatómicas*) tales como los neutrones, protones y electrones. La audacia llevó a intuir que estas partículas subatómicas descubiertas no eran fundamentales, sino que estaban compuestas de quarks, los cuales en la actualidad se les considera fundamentales en el sentido de que no poseen una estructura. En esta misma categoría están los leptones, dentro de la cuál existen los muones. Estos últimos son el objeto de estudio de esta tesis (ver tabla 1.1)

## 1.2. Generalidades de los rayos cósmicos

Al final del siglo XIX, se observó que dentro de los electroscópios (previamente aislados) existían pérdidas de carga eléctrica. Esta pérdida se atribuyó a algún tipo de radiación penetrante posiblemente de origen extra terrestre, según Wilson en el año 1900. Posteriormente, entre 1912 y 1913, V.F. Hess y W. Kolhörster hicieron experimentos con la ayuda de globos aerostáticos los cuales permitieron evidenciar fehacientemente la existencia de las radiaciones mencionadas por Wilson; además, observaron que la intensidad de dicha radiación se incrementaba conforme la altura de observación se hacía más grande. Cuando incluyeron electroscópios en los globos que alcanzaron 30,000 metros de altura, notaron que la radiación observada se conforma de partículas con alta energía originadas de la interacción de algún tipo de radiación proveniente del espacio exterior con los núcleos existentes en la atmósfera de la Tierra; a esta radiación se le conoce ahora como rayos cósmicos<sup>1</sup>. Realizando el mismo tipo de mediciones para diferentes lugares del planeta, se observa que la intensidad de los rayos cósmicos depende de la dirección del campo magnético de la Tierra; esto es debido a que el campo magnético defleca en diferentes direcciones a las partículas cargadas que conforman a los rayos cósmicos.

En 1929 V. Skobeltsyn pudo registrar el paso de un rayo cósmico dentro de una cámara de niebla dentro de la cual observó la trayectoria de partículas cargadas que eran desviadas por un campo magnético. En 1930, Millikan y Anderson descubrieron al positrón. Este des-

---

<sup>1</sup>Término utilizado por Millikan en 1925.

---

Generación	1	2	3	Carga eléctrica [ $e$ ]
Quarks	$u$ (up)	$c$ (charm)	$t$ (top)	$+2/3$
	$d$ (down)	$s$ (strange)	$b$ (bottom)	$-1/3$
Leptones	$e$	$\mu$	$\tau$	$-1$
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	$0$

Cuadro 1.1: Generación de leptones y quarks. La carga eléctrica se expresa en términos de la carga eléctrica del electrón.

cubrimiento coincidía con la formulación de la mecánica cuántica hecha por Dirac respecto a las soluciones que encontraba con signo negativo para la energía de las partículas. Además, Anderson observó el mismo efecto que Skobeltsyn para partículas cuya trayectoria tenía una curvatura diferente a la curvatura de las trayectorias debidas al paso de electrones y protones. Se había descubierto al muón ( $\mu$ ). Posteriormente C.F. Powell desarrolló la técnica conocida como cámara de emulsión fotográfica. La primera partícula descubierta mediante esta técnica fue el pión ( $\pi$ ) en 1947. Adicionalmente, mediante el estudio de rayos cósmicos, se descubrieron otras dos partículas:  $\Xi^-$  y  $\Sigma^+$  en 1952 y 1953 respectivamente. Después de los experimentos de la primera generación de aceleradores, el estudio de rayos cósmicos fue relegado para el descubrimiento de partículas subatómicas. Cabe resaltar que varias partículas fueron descubiertas antes de que se tuviera un marco teórico formal al respecto. En el cuadro 1.1 se resumen las 3 generaciones de quarks y de leptones que ahora es considerado dentro del marco teórico del **Modelo Estándar** de la física de partículas.

### 1.2.1. Espectro de rayos cósmicos

En las décadas recientes, las cascadas de rayos cósmicos originadas por las colisiones de protones o núcleos ultra energéticos en la atmósfera han sido estudiadas mediante extensos arreglos experimentales sobre la superficie de nuestro planeta y bajo de ella. La medición precisa del espectro de energía de los rayos cósmicos, en particular, de la composición química del rayo cósmico primario en una vecindad de la rodilla (en el rango entre  $10^{15}$  eV y  $10^{17}$  eV) pueden brindar un conocimiento del origen del rayo cósmico y por lo tanto del mecanismo de su aceleración. Esta composición es conocida directamente de las mediciones realizadas por satélites y globos, pero solo para energías por debajo de  $10^{14}$  eV. Para altas energías éstos deben ser estudiados por grandes detectores de superficie o bajo tierra. La determinación de la partícula primaria depende fuertemente de un entendimiento detallado de los mecanismos de interacción para las cascadas de partículas con el aire. La producción de partículas, tanto a altas energías como en la dirección frontal, hoy en día puede ser estimada por la extrapolación de aquellos modelos basados en datos provenientes de los aceleradores. De hecho, no existen datos de los aceleradores para la producción de partículas a ángulos muy pequeños en la

dirección frontal y en la región relevante de energía alrededor de la rodilla. Más aún, nuevos fenómenos en una región muy frontal a altas energías en las interacciones hadrónicas, tales como producción coherente de piones o producción de sabores pesados pueden tener una influencia significativa en la cascada hadrónica y por lo tanto en las observables sobre la superficie.

La interpretación de los datos registrados a la detección de rayos cósmicos depende crucialmente de la extrapolación de los modelos más allá del rango para el cual han sido ajustados o evaluados. Mientras algunos de los modelos convergen en una interpretación común, estos pueden carecer de predictibilidad a escalas de energía grande. Es por esto que se requiere la mayor cantidad de mediciones posibles para lograr un entendimiento más amplio respecto a la producción frontal de partículas y por lo tanto sobre el espectro cósmico.

Las cascadas de rayos cósmicos están caracterizadas por la componente electromagnética y muónica a nivel de la superficie terrestre y por distribuciones de muones a diferentes profundidades de la misma. Cabe enfatizar la importancia de las correlaciones entre estas componentes; a varias profundidades la componente electromagnética y hadrónica son completamente absorbidas y el momento de los muones tiene un corte de alrededor de 70 GeV.

La importancia de estos estudios se deriva de dos consideraciones:

- Los eventos de alta multiplicidad no han sido estudiados con cámaras de muones de precisión alta.
- Es un estudio energético de particular interés desde el punto de vista del desarrollo de la cascada de rayos cósmicos, ya que crudamente corresponde a la energía característica a la cual la trayectoria libre de decaimiento iguala a la trayectoria libre de interacción para los piones producidos en la interacción original.

## Espectro de energía

Un rayo cósmico primario tendrá, en promedio, su primera interacción con un núcleo de aire a 20 km sobre la superficie terrestre, comenzando una cascada electromagnética y hadrónica la cual se desarrolla en una densidad aproximada de  $1000 \text{ g/cm}^2$ . Los fotones, electrones y muones son las partículas dominantes que llegarán a la superficie; bajo tierra únicamente los muones no serán absorbidos por la roca. El flujo del rayo cósmico primario, como se ha medido por una variedad de experimentos en décadas recientes, se muestra en la figura 1.1.

Para bajas energías, donde se tiene una frecuencia alta, las mejores mediciones han sido realizadas con globos y satélites usando pequeños detectores sobre ellos. Estos experimentos pueden observar directamente la interacción primaria, y estudiar la composición de las partículas del rayo cósmico primario. El espectro de rayos cósmicos en la parte más alta de la atmósfera ha sido bien establecido sobre varios órdenes de magnitud para energías por

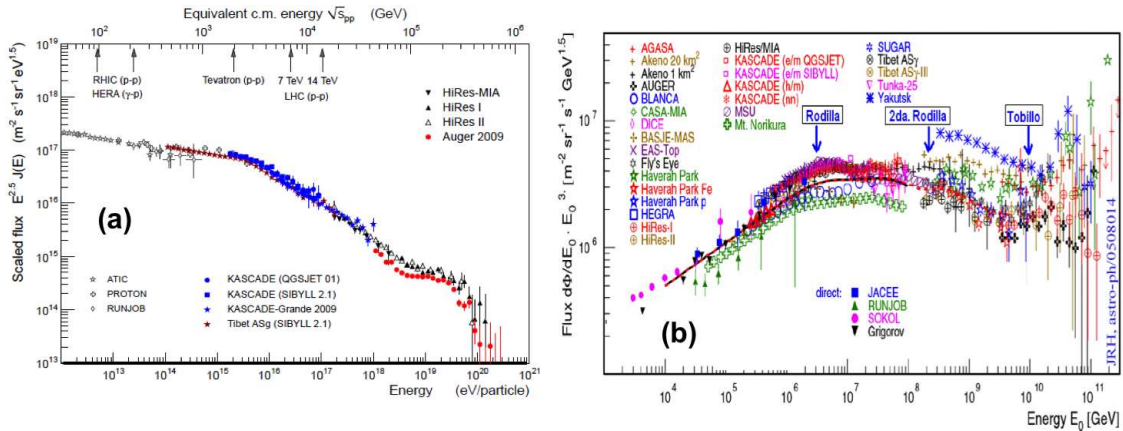


Figura 1.1: Espectro de energía de los rayos cósmicos primarios medido por varios experimentos: comparado con la energía del centro de masa en varios aceleradores (a) y donde se muestra la rodilla, la segunda rodilla y el tobillo (b) [1]. A energías entre  $10^{15}$  y  $10^{16}$  eV, aparece una ruptura en la rodilla.

debajo de  $10^{14}$  eV. Para altas energías, la frecuencia de los eventos llega a ser muy pequeña para los globos y la mayoría de los satélites. La estación espacial internacional ha diseñado un experimento, ACCESS, con el propósito específico de estudiar la composición de los rayos primarios sobre  $10^{14}$  eV por observación directa [2].

Se cree que los rayos cósmicos más energéticos tienen un origen galáctico, y por lo tanto la rodilla presumiblemente representa algunos de los mecanismos de aceleración que alcanzan su máximo de energía. Este rango es también el rango de energía que corresponde al límite del confinamiento de los rayos cósmicos en el campo magnético galáctico. Para el caso de los rayos cósmicos cuya energía se encuentra en una vecindad centrada en la segunda rodilla o incluso en el tobillo, el origen de los mismos puede ser extra galáctico.

Los datos actuales sobre la composición de los rayos cósmicos en función de la energía incidente se muestra en la figura 1.2, donde el promedio del logaritmo de la masa del rayo cósmico primario se grafica respecto a su energía. Para energías por debajo de la rodilla, los protones y núcleos ligeros son los que predominan. Alrededor de la rodilla pareciera existir una transición a núcleos pesados, pero existen discrepancias entre varios experimentos.

Ya que los núcleos pesados con la misma energía total tienen un radio de curvatura menor que los núcleos ligeros en un campo magnético dado, de manera cualitativa se espera que el confinamiento galáctico falle para protones y núcleos ligeros a bajas energías más que para núcleos pesados, permitiendo un natural incremento en  $\langle \ln A \rangle$  a lo largo de esta región.

Entre las mejores mediciones en los últimos tiempos se encuentran aquellas hechas por el experimento KASCADE en Karlsruhe, el cual consiste de un arreglo superficial de detectores electromagnéticos y de muones desplegados sobre un área de  $200 \times 200 \text{ m}^2$  [31]. Una de las dificultades básicas en la interpretación de estos datos en términos de la masa y energía del

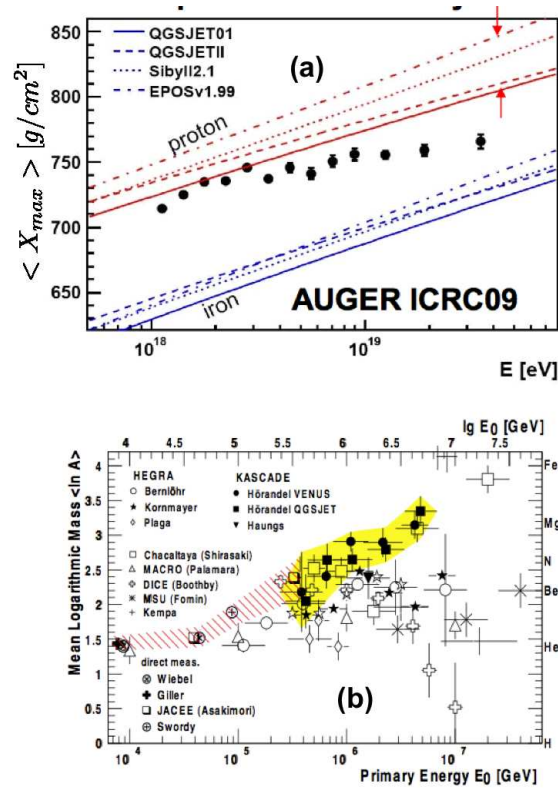


Figura 1.2: Composición del rayo cósmico primario respecto a su energía: reportado por el experimento Auger (a) y por otros experimentos previos (b)[3].

rayo cósmico primario es la fluctuación en el desarrollo del chubasco en la atmósfera, y en particular en la modelación de la producción frontal de partículas en la interacción primaria. Por otra parte, los resultados de HEGRA, MACRO, DICE y MSU [5], [6], [7], [8] muestran una independencia entre la energía y la composición de la partícula, en contradicción con las mediciones de KASCADE [9]. Estas discrepancias pueden ser debidas a que tanto HEGRA como MACRO exploraron diferentes regiones cinemáticas o bien al corte del momento en 1.3 TeV.

Los rayos cósmico primarios principalmente están compuestos por electrones, protones, helio, carbón, hierro y oxígeno. Por otra parte, los rayos cósmicos secundarios (resultado de la interacción de los primarios con el gas interestelar) se componen por núcleos de litio, berilio y boro en menor medida.

### Características del espectro de rayos cósmicos

De acuerdo con [10], el espectro de rayos cósmicos puede ser descrito de 4 formas diferentes:

- propagación y posible aceleración a través de los campos magnéticos cósmicos las cuales

dependen del giro radio y de la intensidad del campo:

$$R = r_L B \quad (1.1)$$

- número de partículas respecto a la energía de cada nucleón: la fragmentación de los núcleos que se propagan a lo largo del gas interestelar depende de la energía de cada nucleón, ya que esta cantidad es conservativa durante el proceso de fragmentación del núcleo en las interacciones con el gas.
- número de nucleones respecto a la energía de cada nucleón: la producción de rayos cósmicos secundarios en la atmósfera terrestre depende de la intensidad de los nucleones respecto a la energía de los mismos.
- número de partículas respecto a la energía del núcleo: los experimentos que usan a la atmósfera como calorímetro generalmente miden una cantidad relacionada directamente con la energía total por partícula.

La intensidad de los nucleones primarios está dada de manera aproximada por

$$I_N(E) \approx 1,8 \times 10^4 (E/1 \text{ GeV})^{-\alpha} \frac{\text{nucleones}}{m^2 \text{ s sr GeV}} \quad (1.2)$$

donde  $E$  representa a la energía por nucleón y  $\alpha = 2,7$  es el índice diferencial del espectro del flujo de rayos cósmicos. Cerca del 79% de los nucleones primarios son protones libres y alrededor del 70% del resto son nucleones unidos en núcleos de helio. La figura 1.3 muestra la composición de los rayos cósmicos en función de la energía por partícula en el núcleo.

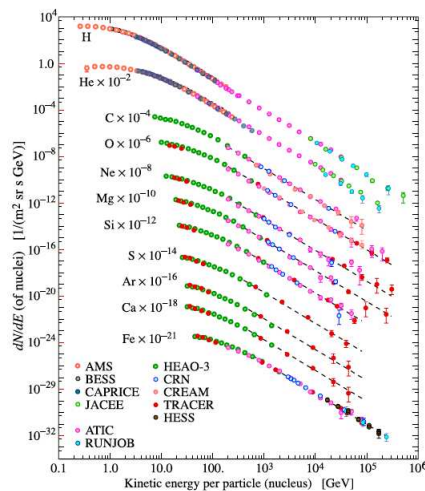


Figura 1.3: Composición del rayo cósmico respecto a su energía ( $> 2 \text{ GeV} / \text{nucleón}$ ) [10].

Es importante resaltar que los espectros de energía y composición de los núcleos se interpretan en términos de los modelos de propagación, en los cuales la radiación cósmica primaria se localiza dentro de la galaxia. Por otra parte, la cantidad de rayos cósmicos secundarios respecto a los primarios disminuye cuando la energía se incrementa; esto conlleva a pensar que el tiempo de vida de los rayos cósmicos en la galaxia disminuye respecto a la energía [11].

### 1.2.2. Rayos cósmicos en la atmósfera

En la figura 1.4 se muestra el flujo vertical de la mayor parte de los elementos que forman a los rayos cósmicos detectados a nivel de la atmósfera en la región de energía donde las partículas son más numerosas. A excepción de los protones y electrones cercanos a la parte más alta de la atmósfera, todas las partículas son producto de las interacciones del rayo cósmico primario con las moléculas de aire. Lo muones y neutrinos son producto de los decaimientos de mesones cargados, mientras que los electrones y fotones se origina de los decaimientos de mesones neutros (ver figura 1.5)

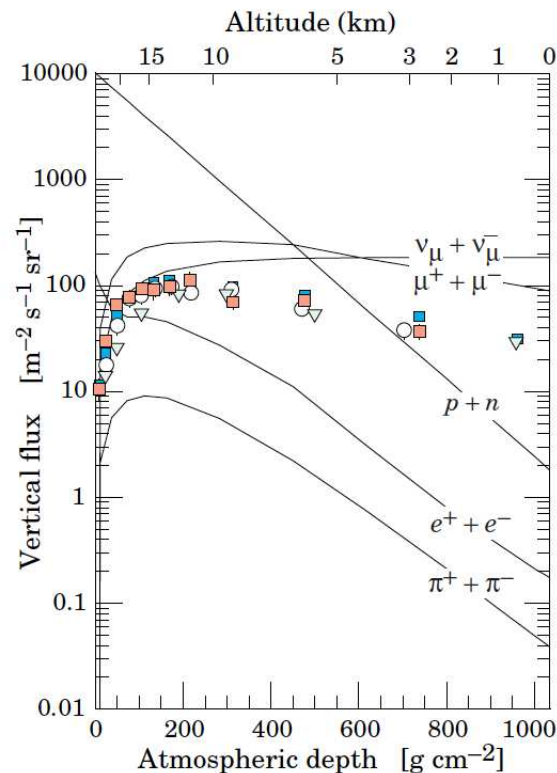


Figura 1.4: Flujo vertical de los rayos cósmicos con energías mayores a 1 GeV en la atmósfera. Los puntos hacen referencia a las mediciones de los muones con carga negativa y energías mayores a 1 GeV reportadas en [12], [13], [14], [15] y [16].

El nivel de observación de los *EAS* normalmente es realizado a nivel de la superficie o



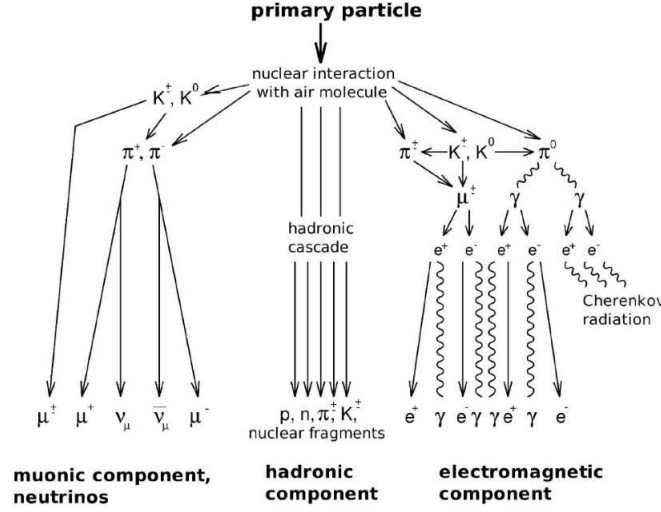


Figura 1.5: Vista esquemática del desarrollo de una cascada *EAS* (Extensive Air Shower).

en la región más alta de la atmósfera; con la ayuda de aeroplanos y globos aerostáticos es posible realizar observaciones de los muones (antimuones) y electrones. Ya que  $\mu^+$  y el ( $\mu^-$ ) son producidos en asociación con  $\nu_\mu$  y el  $\bar{\nu}_\mu$ , la medición de las observables físicas de los muones cercanos al máximo de la curva de intensidad para los piones primarios sirven para calibrar el haz de  $\nu_\mu$  atmosféricos [17].

El flujo de rayos cósmicos en la atmósfera se describe mediante un conjunto de ecuaciones acopladas con condiciones de frontera referentes a la parte alta de la misma las cuales no tienen una solución analítica. Se necesitan estimaciones de Monte Carlo (o numéricas) para explicar con precisión los procesos de decaimiento y pérdida de energía. En las referencias [18] y [19] se proponen soluciones analíticas aproximadas para algunos rangos de energía. Por ejemplo, la intensidad<sup>2</sup> de los piones verticales cargados con energías  $E_\pi \ll 115$  GeV esta determinada por:

$$I_\pi(E_\pi, X) \approx \frac{Z_{N\pi}}{\lambda_N} I_N(E_\pi, 0) e^{-X/\Lambda} \frac{X E_\pi}{\epsilon_\pi} \quad (1.3)$$

donde  $\Lambda$  es la longitud de atenuación (tipo exponencial) del flujo de nucleones primario en la atmósfera.  $I_\pi(E_\pi, X)$  es máxima cuando  $X = \Lambda \approx 212 \pm 4 \text{ g cm}^{-2}$  [20]; esta estimación corresponde a una altitud de 15 kilómetros. La cantidad  $Z_{N\pi}$  es el momento ponderado de la distribución inclusiva de piones cargados las interacciones entre nucleones y moléculas de la atmósfera. La intensidad de los piones de baja energía es mucho menor que la de los nucleones ya que  $Z_{N\pi} \approx 0,079$ ; además, la mayoría de los piones poco energéticos (con energías menores

<sup>2</sup>Cantidad directamente proporcional al número de  $\pi$

a la energía crítica  $\epsilon_\pi$ ) decaen antes de interaccionar.

### 1.2.3. Rayos cósmicos en la superficie de la Tierra

De la figura 1.5, podemos clasificar en dos partes a la *EAS* a nivel de la superficie terrestre: la componente muónica y electromagnética. En esta sección se describirá brevemente a cada ambas componentes.

#### Componente muónica

Los muones son las partículas cargadas que son más abundantes a nivel del mar (ver figura 1.4). La mayoría de los muones se producen a una altura de 15 kilómetros y pierden alrededor de 2 GeV debido a la ionización antes de alcanzar la superficie. Tanto su energía como su distribución angular reflejan una convolución en los espectros de producción, pérdida de energía en la atmósfera y decaimiento. Por ejemplo, cuando la energía del muón es de 2.4 GeV, la longitud de decaimiento de 15 Km. se reduce a 8.7 Km. por pérdida de energía. Para energías menores a 1 GeV, el espectro de energía prácticamente es plano, el cual se agudiza gradualmente entre 10 y 100 GeV al espectro primario; a altas energías se agudiza aún más, ya que los piones con  $E_\pi > \epsilon_\pi$  tienden a interactuar en la atmósfera antes de su decaimiento. Asintóticamente ( $E_\mu \gg 1 \text{ TeV}$ ), el espectro de energía de los muones atmosféricos se describe por una ley de potencias. La intensidad integrada de los muones verticales por encima de 1 GeV/c al nivel del mar es aproximadamente igual a  $70 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  [21], [22]<sup>3</sup>. La distribución angular total de los muones a nivel de la superficie es directamente proporcional a  $\cos^2\theta$  para  $E_\mu \approx 3 \text{ GeV}$ . A bajas energías, la distribución angular se incrementa, mientras que para altas energías se vuelve plana aproximándose a una distribución de tipo  $\sec\theta$  para  $E_\mu \gg \epsilon_\pi$  y  $\theta < 70^\circ$ .

La figura 1.6 muestra el espectro de energía de los muones a nivel del mar para dos valores de  $\theta$ . Para  $\theta$  grande, los muones con poca energía decaen antes de alcanzar la superficie y los piones altamente energéticos decaen antes de que interactúen, por esta razón la energía promedio de los muones se incrementa. La ecuación 1.4, muestra una extrapolación aproximada que es válida cuando el decaimiento del muón es despreciable ( $E_\mu > 100/\cos\theta$ ) GeV y la curvatura de la Tierra ( $\theta < 70^\circ$ ).

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu d\Omega} \approx \frac{0,14 E_\mu^{-2,7}}{\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}} \times \Sigma_{E_\mu, \theta} \quad (1.4)$$

donde

$$\Sigma_{E_\mu, \theta} = \frac{1}{1 + \frac{1,1 E_\mu \cos\theta}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0,054}{1 + \frac{1,1 E_\mu \cos\theta}{850 \text{ GeV}}} \quad (1.5)$$

<sup>3</sup>Es equivalente a  $I \approx 1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-2}$  para detectores horizontales

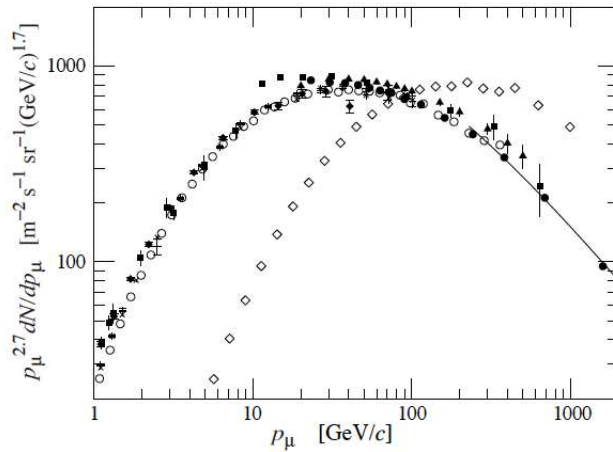


Figura 1.6: Espectro de muones para  $\theta = 0^0$  [23] (círculos vacíos, cuadros, rombos y triángulos negros) y  $\theta = 75^0$  (rombos vacíos) [24]

Por otra parte, la razón  $\mu^+/\mu^-$  refleja el exceso de  $\pi^+$  respecto a  $\pi^-$  y  $K^+$  respecto a  $K^-$  en la región frontal de fragmentación de los protones junto con el hecho de que existen más protones que neutrones en el espectro primario. El incremento de dicha razón (ver figura 1.7) respecto a la energía refleja un exceso en el número de kaones ( $K^+$ ) en el rango de TeV [25] e indica una contribución significativa de la producción asociada de rayos cósmicos con protones ( $p \rightarrow \Lambda + K^+$ ).

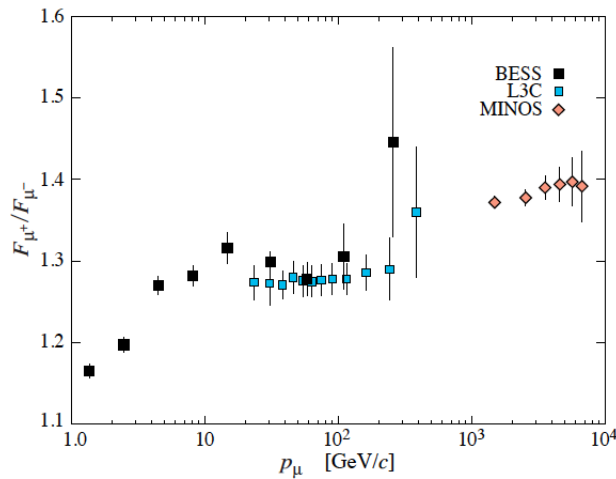


Figura 1.7:  $\mu^+/\mu^-$  en función del momento [25]

### Componente electromagnética

A nivel de la superficie terrestre, la parte electromagnética del *EAS* consiste de electrones, positrones y fotones que provienen de cascadas producto del decaimiento de mesones cargados

$E_\mu$ (GeV)	R (km.w.e)	$a$ (MeV $g^{-1} cm^2$ )	$b_{brems}$	$b_{pair}$ ( $10^{-6}g^{-1} cm^2$ )	$b_{nucl}$	$\Sigma b_i$	$\Sigma b(hielo)$
10	0.05	2.17	0.70	0.70	0.50	1.90	1.66
100	0.41	2.44	1.10	1.53	0.41	3.04	2.51
1000	2.45	2.68	1.44	2.07	0.41	3.92	3.17
10000	6.09	2.93	1.62	2.27	0.46	4.35	3.78

Cuadro 1.2: Valores de  $R$ ,  $a$  y  $b$  para la roca [27] y la energía total perdida para el hielo.  $[R]=10^5 g cm^{-2}$ .

y neutros. El decaimiento del muón es la principal fuente de electrones de baja energía a nivel del mar. La intensidad vertical integrada de los electrones más positrones es aproximadamente 30, 6 y 0.2  $m^{-2} s^{-1} sr^{-1}$  por encima de 10, 100 y 1000 MeV respectivamente [10]. La razón del número de fotones respecto al número de electrones más los positrones es aproximadamente igual a 1.3 alrededor de 1 GeV y de 1.7 por debajo de la energía crítica [26].

#### 1.2.4. Rayos cósmicos bajo tierra

En general, la componente electromagnética de los *EAS* es absorbida cuando atraviesa el material de la superficie terrestre. Solo los muones y neutrinos penetran significativamente profundidades bajo la Tierra. Los muones al atravesar la superficie de la Tierra producen cascadas de fotones, electrones y hadrones.

Como se discutió en la sección anterior, los muones tienen un proceso de pérdida de energía debido a procesos de ionización y radiativos: Bremsstrahlung, producción directa de pares  $e^+e^-$  e interacciones fotonucleares. La pérdida de energía total de los muones puede ser expresada en términos de la cantidad de material atravesado como:

$$-\frac{dE_\mu}{dX} = a + bE_\mu \quad (1.6)$$

donde  $a$  representa la pérdida por ionización y  $b$  es la fracción de la energía perdida por los tres procesos mencionados anteriormente. La cantidad  $\epsilon = a/b$ <sup>4</sup> ayuda a definir una energía crítica donde la pérdida por ionización continua es más importante que los procesos radiativos. En el cuadro 1.2, se muestran algunos valores de  $a$  y  $b$  para la roca y el hielo en términos de la energía del muón. Estos parámetros son muy sensibles a la composición química de la roca, por lo tanto, ésta debe ser estudiada para cada ubicación del arreglo experimental.

La intensidad de los muones bajo tierra puede ser estimada de la intensidad en la atmósfera y la frecuencia de pérdida de energía. Para despreciar  $a$  y  $b$ , se puede integrar a la ecuación 1.6 para establecer una relación entre la energía del muón cuando se ha producido en la atmósfera ( $E_{\mu,0}$ ) y su energía promedio ( $E_\mu$ ) después de atravesar un grosor de roca (agua o hielo)  $X$ .

<sup>4</sup> $\epsilon \approx 500$  GeV para la roca.

Esta relación se muestra en la ecuación 1.7.

$$E_{\mu,0} = (E_{\mu} + \epsilon)e^{bK} - \epsilon \quad (1.7)$$

Cabe resaltar que para altas energías, las fluctuaciones son importantes. Por esta razón, es necesario un cálculo preciso mediante simulaciones que permitan cuantificar en base a un número alto de procesos de pérdida de energía la probabilidad de que dichas fluctuaciones existan [28].

Si la distancia que atraviesan los muones es  $X \ll b^{-1} \approx 2.5$  km equivalentes de agua, entonces  $E_{\mu,0} \approx E_{\mu}(X) + aX$ , mientras que si  $X \gg b^{-1}$ ,  $E_{\mu,0} \approx (\epsilon + E_{\mu}(X))\exp(bX)$ . Por lo tanto, a poca profundidad el diferencial del espectro de energía del muón es aproximadamente constante para  $E_{\mu} < aX$  y se agudiza para reflejar el espectro del muón en la superficie para  $E_{\mu} > aX$ , mientras que para  $X < 2,5$  km equivalentes de agua, el espectro diferencial bajo tierra es constante para pequeñas energías del muón pero agudizado para reflejar el espectro del muon en la superficie cuando  $E_{\mu} > \epsilon \approx 0.5$  TeV.

### 1.2.5. Cascadas atmosféricas

Como se ha mencionado anteriormente, una cascada atmosférica se genera cuando un rayo cósmico primario interactúa con las moléculas de aire en la atmósfera. El núcleo de la cascada es de tipo hadrónico, el cual funge con una fuente colimada de sub cascadas electromagnéticas, generadas principalmente de los decaimientos de tipo  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Los electrones y positrones son las partículas que se encuentran en mayor abundancia dentro de la cascada. El número de muones, producidos por el decaimiento de mesones cargados, es de un orden de magnitud menor. La extensión de las cascadas atmosféricas es grande a nivel de la superficie terrestre, por lo cual, arreglos de detectores que funcionan por largos periodos de tiempo son muy útiles para el estudio de los rayos cósmicos con energías primarias  $E_0 > 100$  TeV.

En la referencia [29] se propone una expresión para la cuantificación de los muones con energías mayores a 1 GeV (ecuación 1.8).

$$N_{\mu}(> 1 \text{ GeV}) \approx 0,95 \times 10^5 (N_e/10^6)^{3/4} \quad (1.8)$$

donde  $N_e$  es número total de partículas cargadas en la cascada. El número de muones por metro cuadrado ( $\rho_{\mu}$ ) en términos de la distancia lateral ( $r$ ) medida en metros desde el centro de la cascada se muestra en la ecuación 1.9

$$\rho_{\mu} = \frac{1,25N_{\mu}}{2\pi\Gamma(1,25)}(0,003125)^{1,25}r^{-0,75}(1 + r/320)^{-2,5} \quad (1.9)$$

donde  $\Gamma$  es la función gamma. Por otra parte, la densidad de partículas cargadas está dada por la ecuación 1.10.

$$\rho_e = C_1(s, d, C_2)x^{(s-2)}(1+x)^{s-4,5}(1+C_2x^d) \quad (1.10)$$

donde  $s$ ,  $d$  y  $C_2$  son parámetros en términos de los cuales está dada la normalización constante de  $C_1(s, d, C_2)$  (ecuación 1.11).

$$C_1(s, d, C_2) = \frac{N_e}{2\pi r_1^2} [B(s, 4,5-2s) + C_2 B(s+d, 4,5-d-2s)]^{-1} \quad (1.11)$$

donde  $B(m, n)$  es la función beta. Los valores de los parámetros dependen del tamaño de la cascada ( $N_e$ ), la profundidad en la atmósfera, etc. Para las cascadas con  $N_e \approx 10^6$  al nivel del mar,  $s = 1,25$ ,  $d = 1$  y  $C_2 = 0,088$  [29]. Además,  $x$  está dada por  $r/r_1$ , donde  $r_1$  es el radio de Molière, el cual depende de la densidad de la atmósfera y por lo tanto también de la altitud a la cual la cascada es detectada. A nivel del mar  $r_1 \approx 78$  metros. Se incrementa con la altitud a medida que la densidad del aire disminuye.

La extensión lateral de una cascada está determinada en gran medida por la dispersión de Coulomb de aquellos electrones con baja energía y está caracterizada también por el radio de Molière. Para el caso de los muones ( $\rho_\mu$ ) es más grande y depende del momento transversal de los muones al momento de su producción así como de la múltiple dispersión.

Existen grandes fluctuaciones en el desarrollo de la cascada, incluso para aquellas con la misma masa y energía primarias. De esta forma, el tamaño de la cascada  $N_e$  y su energía primaria  $E_0$  se relacionan entre sí en promedio. Esta relación se muestra en la ecuación 1.12 [30] para el caso  $10^{14} < E < 10^{17}$  eV a 965 metros sobre el nivel del mar ( $920 \text{ g cm}^{-2}$ ).

$$E_0 \sim 3,9 \times 10^6 \text{ GeV } (N_e/10^6)^{0,9} \quad (1.12)$$

esta relación no siempre es válida ya que, al momento del máximo desarrollo de la cascada, existen únicamente 2/3 del número de partículas original por GeV.

Para la detección de cascadas atmosféricas, se han desarrollado varias técnicas basadas en tres tipos de detectores:

- *arreglos de detectores*: que son usados para estudiar el tamaño ( $N_e$ ) y distribución lateral a nivel de la superficie.
- *detectores Cherenkov*: que son usados para estudiar la radiación Cherenkov emitida por las partículas cargadas de la cascada.
- *detectores de fluorescencia* : usados para detectar la fluorescencia del nitrógeno excitado por las partículas cargadas de la cascada.

La luz proveniente de la fluorescencia es emitida isotrópicamente de tal manera que las cascadas pueden ser observadas de forma lateral. La figura 1.8 muestra el espectro de las

partículas en la cascada respecto a la energía. El diferencial del espectro de energía se ha multiplicado por  $E^{2.6}$  para mostrar los quiebres del mismo; los cuales se presentan entre  $10^{15}$  y  $10^{16}$  eV (*rodilla* del espectro) y alrededor de  $10^{18.5}$  eV (*tobillo*).

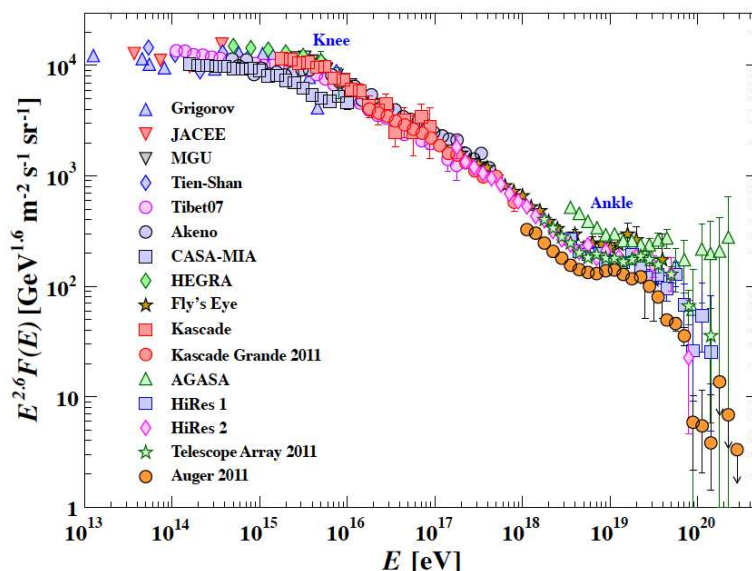


Figura 1.8: Espectro de partículas respecto a la energía por núcleo [10]

La medición del flujo de partículas de rayos cósmicos alrededor de la rodilla del espectro difieren a lo más en un factor de dos, claro indicativo de los errores sistemáticos en la interpretación de los datos. Para establecer el espectro mostrado en la figura 1.8, se ha intentado minimizar la dependencia de los datos registrados respecto a la composición del rayo cósmico primario. Para el rango de energía por encima de  $10^{17}$  eV, la técnica de fluorescencia es muy útil ya que permite establecer la energía del rayo cósmico primario mediante la observación del desarrollo longitudinal para cada cascada. Sin embargo este resultado depende de una forma importante de la absorción de la luz en la atmósfera y la aceptación geométrica del detector.

Si se asume que el espectro de rayos cósmicos por arriba de  $10^{18}$  eV corresponde a aquellos de origen extragaláctico, la *rodilla* refleja el hecho de que la mayor parte de los mecanismos de aceleración cósmicos dentro de la galaxia han alcanzado el máximo de su energía. Algunos remanentes de supernova que se siguen expandiendo, se cree que no son capaces de acelerar a los protones con energías por encima del rango de  $10^{15}$  eV [10]. El experimento KASCADE-Grande [31] ha reportado la observación de un segundo quiebre del espectro cercano a  $8 \times 10^{16}$  eV, con evidencia de que también existe una transición en la composición del rayo cósmico primario a núcleos pesados.

Respecto al *tobillo*, una posible explicación se basa en el hecho de que éste se manifieste por el hecho de que el número de partículas con alta energía sea mayor al número de partículas

con baja energía, por ejemplo, que el flujo de rayos cósmicos primarios extragalácticos se haga más cuantioso al flujo de origen galáctico. Otra posibilidad radica en el hecho de que la estructura en la región del tobillo es debida a la pérdida de energía en procesos  $\gamma p \rightarrow e^+ e^-$  de protones extragalácticos en 2.7 K de radiación cósmica de microondas (CMB) [32]. Se piensa que dicha estructura es una clara señal de la contribución de protones extragalácticos al flujo de rayos cósmicos [33]. Si esta interpretación es correcta, los rayos cósmicos extragalácticos no contribuyen significativamente al flujo por encima de  $10^{18}$  eV, lo cual es consistente con el máximo rango de aceleración esperado por los remanentes de supernovas.



## Capítulo 2

# El experimento ALICE-LHC del CERN

El propósito general del experimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) es estudiar las colisiones de iones pesados que ocurren dentro del acelerador LHC (*Large Hadron Collider*), enfocándose principalmente en fenómenos de QCD en un medio de materia de confinada. Se diseñó principalmente para analizar las interacciones fuertes de la materia y el plasma de quark y gluones a valores extremos de densidad de energía y temperatura en colisiones tipo núcleo-núcleo. Al mismo tiempo, los resultados de este experimento permitirán tener un entendimiento más amplio del estudio de hadrones, electrones, muones y fotones producidos en colisiones de núcleos pesados. El programa de física de ALICE también contempla el estudio de colisiones entre iones ligeros a bajas energías.

El detector ALICE (figura 2.1) ha sido diseñado y construido por una colaboración aproximada de 1300 personas provenientes de 120 institutos de 35 países de 4 continentes. La parte central consta de detectores cilíndricos concéntricos en su mayoría; tales como el sistema interno de trayectorias (ITS), la cámara de proyección en tiempo (TPC), el sistema que mide el tiempo de vuelo de las partículas cargadas (TOF), detectores tipo Cherenkov (HMPID), detectores de radiación (TRD) y calorímetros electromagnéticos (PHOS y EMCAL). Todos estos detectores, excepto el HMPID, EMCAL y PHOS cubren totalmente el ángulo azimutal. En la figura 2.2 se muestra la aceptación de cada detector en función de la rapidez ( $\eta$ ).

Por otra parte, ALICE posee un arreglo complejo de absorbentes: un gran dipolo magnético, y catorce cámaras planas de disparo para muones. Existen también varios detectores de tamaño menor a los antes mencionados: calorímetro a cero grados respecto al haz del LHC (ZDC), un detector para medir la multiplicidad de fotones (PMD), uno para medir la multiplicidad de partículas en la región delantera (FMD), detector de nivel tiempo cero (T0), detector de vértices (V0); estos detectores son usados como sistemas de disparo para diferentes tipos de configuración y estudios (ayudan a caracterizar los eventos de colisión globales). Existe

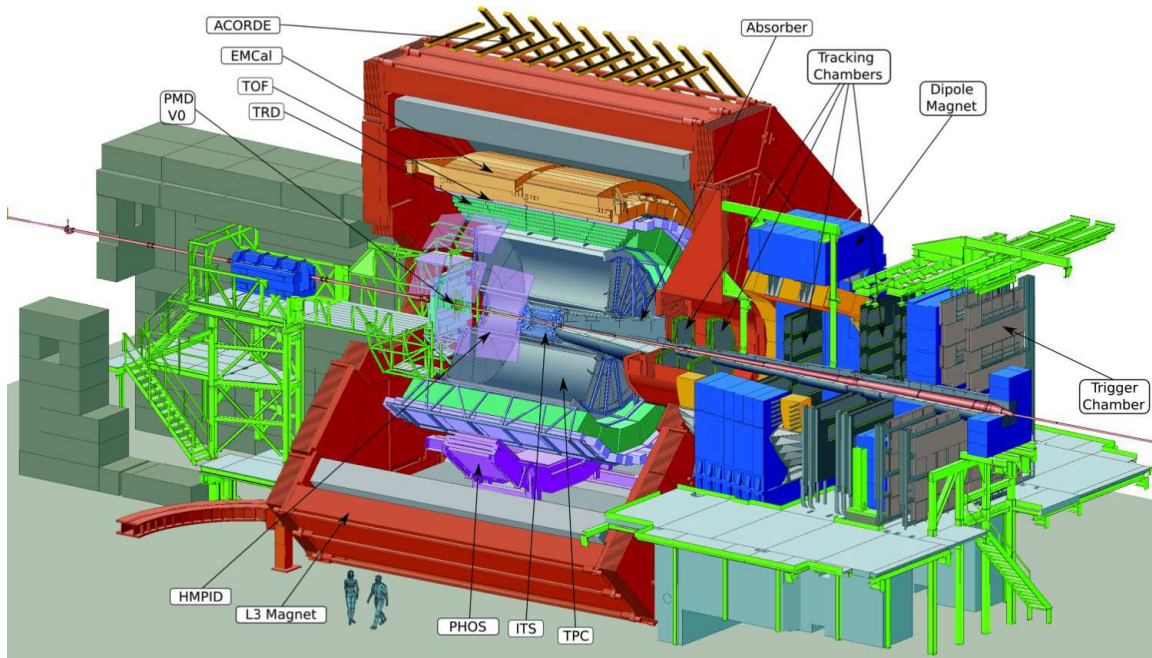


Figura 2.1: Esquema general del detector ALICE.

también un arreglo de centelladores ubicados en la parte superior del magneto de ALICE, los cuales son usados para generar una señal de disparo al paso de muones atmosféricos. Estos eventos son utilizados para la alineación y calibración de los detectores centrales de ALICE. También son usados para estudios en física de rayos cósmicos para detectores bajo tierra[34].

## 2.1. Consideraciones de diseño

Ya que ALICE está diseñado principalmente para el estudio de colisiones entre iones pesados, la elección y el diseño de los subdetectores se realizó en base a los requerimientos físicos de la mano con las condiciones experimentales esperadas en las colisiones núcleo-núcleo en el LHC. El diseño más riguroso está sometido a la extrema multiplicidad de partículas que se espera en este tipo de colisiones, la cual podría ser arriba de tres órdenes de magnitud mayor a la esperada en colisiones protón-protón a las mismas energías del LHC y un factor de dos a cinco por arriba de la multiplicidad medida en RHIC[34]. Originalmente se estima que las partículas cargadas tendrán una densidad de multiplicidad en la región de rapidez media en colisiones centrales  $Pb-Pb$  en un rango de  $dN/d\eta = 2000$  a  $dN/d\eta = 4000$ . El sistema de trayectorias se ha construido de manera particularmente segura y robusta con la presencia de un campo magnético de 0.5 Teslas. Se ha requerido también un gran rango dinámico para la medición del momento a lo largo de tres órdenes de magnitud (de 10 MeV/c a 100 GeV/c). La identificación de partículas (PID) en estos rangos de momento es esencial; para esta tarea,

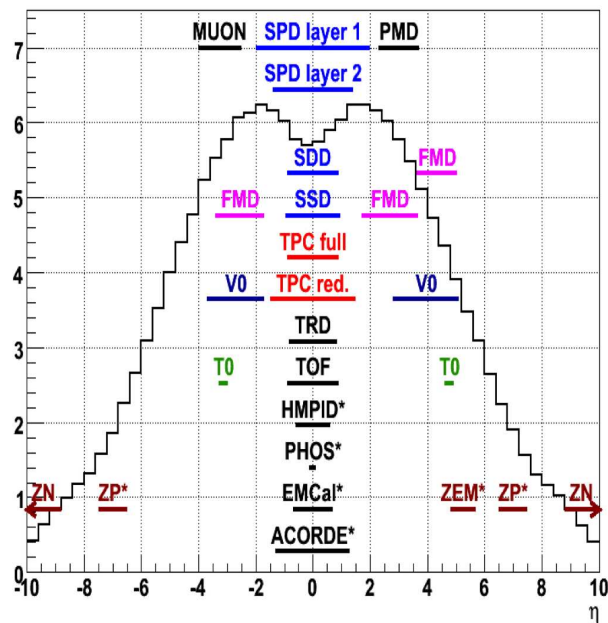


Figura 2.2: Aceptancia de los detectores de ALICE en términos de la rapidez ( $\eta$ ).

ALICE utiliza las siguientes técnicas: medición de la pérdida de energía debida a ionización ( $dE/dx$ ), tiempo de vuelo, transición y radiación Cherenkov, calorímetros electromagnéticos, filtros de muones y reconstrucción de la topología de decaimientos.

Por otra parte, la frecuencia de colisión entre los dos haces de iones pesados del LHC es baja (10 kHz) y la dosis de radiación es moderada (menor a 3000 Gy). Esto permite el uso de detectores lentos pero con una alta granularidad como la TPC y el SDD<sup>1</sup>.

## 2.2. Ambiente de ALICE

Antes de describir las contribuciones directas de ALICE a la física de rayos cósmicos es necesario analizar los efectos del ambiente sobre los muones atmosféricos y clarificar las diferencias con los detectores estándares bajo tierra convencionales. El flujo de rayos cósmicos está blindado en la ubicación de ALICE por 30 metros de roca. Esto es suficiente para que tanto la componente electromagnética como la hadrónica del EAS sean absorbidas, dejando únicamente a muones con energías por encima de los 15 GeV. La cubierta del magneto y la bobina actúan como absorbentes adicionales. Este umbral es mucho más bajo que para grandes experimentos bajo tierra, los cuales usualmente detectan muones con energías del orden de TeV's.

<sup>1</sup>Silicon Drift Detector

La composición de roca sobre el experimento es conocido de las pruebas geológicas realizadas por el experimento L3-LEP. La superficie sobre la ubicación de ALICE es localmente euclídeana dentro de un radio de al menos 200 metros por encima del centroide del aparato, de tal manera que, su efecto sobre la absorción y pérdida de energía pueden ser evaluados adecuadamente. En contraste, los laboratorios ubicados bajo tierra por debajo de grandes montañas tiene que hacer frente al poco conocimiento de la composición de la roca, y por ende tener dificultades en la estimación de la pérdida de energía.

La medición bajo tierra de cantidades físicas en rayos cósmicos requiere de un conocimiento detallado del detector involucrado y de sus alrededores. Efectos físicos significantes debidos al material entre la superficie y el aparato incluyen en la pérdida de energía en los muones y su dispersión. Estos efectos deben ser simulados cuidadosamente para tener una buena reconstrucción de los eventos registrados. Los aspectos relevantes del ambiente de ALICE son (figura 2.3):

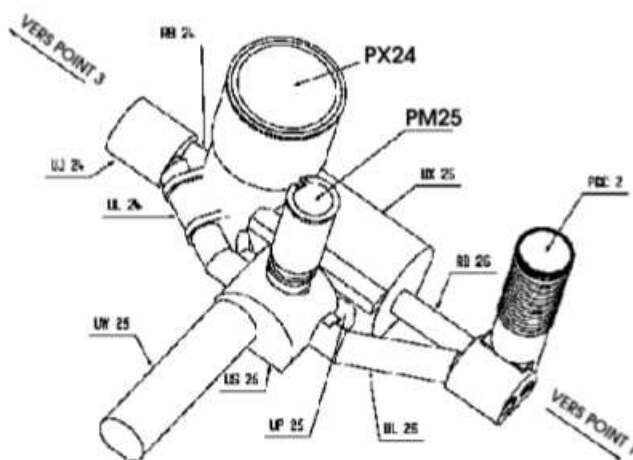


Figura 2.3: Vista general del punto 2: mostrando el espacio geométrico donde están los túneles y en el centro ALICE.

Latitud	46,25 <sup>0</sup> N
Longitud	6,02 <sup>0</sup> E
Altitud	449 m.s.n.m.
Ubicación del vértice	44.8 metros bajo tierra
Grozor de la roca sobre el detector	30 metros
Umbral mínimo de energía para muones	Aproximadamente 15 GeV

Cuadro 2.1: Características principales del ambiente de ALICE en el punto LHC-2.

Elemento	H	C	O	Na	Mg	Al	Si	K	Ca	Fe
Porcentaje (%)	0.8	4.3	48.5	0.7	4.2	3.7	21.5	2.3	10.0	4.0

Cuadro 2.2: Composición de la roca sobre ALICE. Densidad de este material 2.40 g/cm<sup>3</sup>.

### 2.2.2. Sistema de referencia

En la figura 2.4 se presenta un esquema del sistema de referencia en ALICE. Este es un sistema de coordenadas rectangulares ( $\mathbb{R}^3$ ), donde el eje Z está alineado con el tubo del haz del LHC y el vector (0,0,0) está en el centroide del magneto de ALICE.

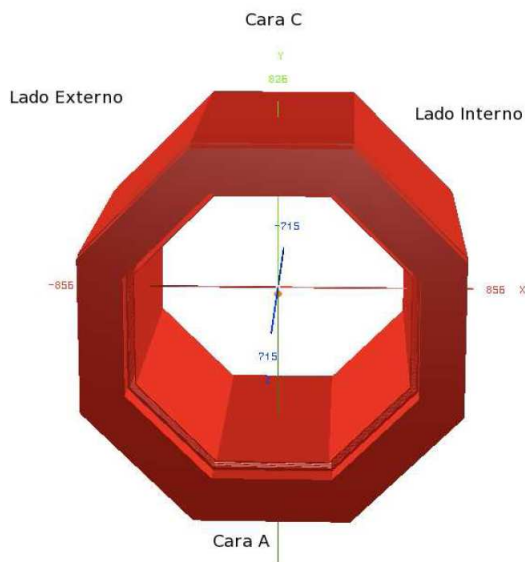


Figura 2.4: Esquema del sistema de referencia de ALICE.

Para el estudio de los muones atmosféricos se utilizó una transformación de coordenadas para estimar la dirección zenital y azimutal de los mismos. En este sistema el ángulo azimutal se mide en el plano XZ y se incrementa del eje Z al X. La coordenada zenital está medida en el plano YZ y se incrementa desde  $z = 0$  hasta  $y = 0$  (ver figura 2.5).

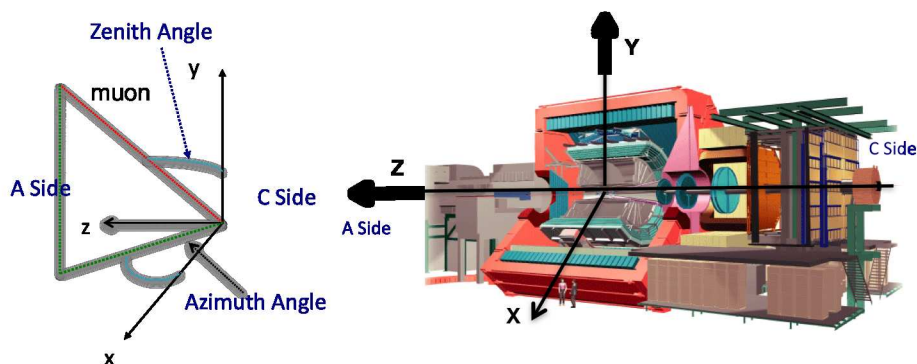


Figura 2.5: Esquema del sistema de referencia de ALICE.

### 2.3. Detectores de trayectorias

Los detectores de trayectorias en el cilindro central de ALICE, están divididos en seis capas de silicio (ITS) y la TPC.

Las funciones básicas del ITS son:

- ★ reconstrucción del vértice secundario en decaimientos de quarks pesados y partículas extrañas.
- ★ identificación de trayectorias para partículas con bajo momento.
- ★ refinamiento en la resolución de los parámetros de impacto y momento.

Debido a la alta densidad de partículas, las capas más internas necesariamente son dispositivos bidimensionales, es decir, detectores de silicio tanto pixeleados como de deriva. Las otras capas están equipadas con una doble cara de detectores de silicio (*silicon micro-strip detectors*). Las cuatro capas exteriores cuentan con un sistema de lectura análogo para la identificación de partículas independientes midiendo la  $dE/dx$  en la región no relativista; esta característica hace del ITS un espectrómetro para partículas de bajo momento.

En ALICE se eligió a la TPC como el principal detector de trayectorias. A pesar de sus desventajas relacionadas con la velocidad y volumen de datos, sólo un detector como la TPC de ALICE puede garantizar un funcionamiento aceptable ante la presencia de alrededor de 10,000 partículas cargadas por evento de colisión. El radio interno de la TPC está determinado por la densidad de partículas en el detector. El radio externo tiene una medida de 2.5 metros, el cual garantiza una resolución de  $dE/dx$  mayor al 7%. Con esta resolución la TPC puede servir como un detector para la identificación de partículas en el comienzo de la región relativista<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Partículas con momento cercano a 50 GeV/c

## 2.4. Identificación de partículas

Para la identificación de partículas a lo largo de todo el espacio fase, dentro de ALICE se han desarrollado subdetectores especiales: el TOF es un arreglo optimizado para una gran aceptación, cubre un área de 140 metros cuadrados con 160,000 células individuales; el detector HMPID está dedicado a la detección de partículas en un rango más amplio de momento que el cubierto por otros detectores. El TRD identifica a los electrones con momento arriba de 1 GeV/c para estudiar la frecuencia de producción de *quarkonia* y *quarks pesados* cercanos a la región de rapidez media.

## 2.5. Calorímetros Electromagnéticos

Cuando los fotones provenientes de mesones neutros atraviesan el rango de emisión térmica en procesos duros de QCD, estos son detectados por el calorímetro electromagnético PHOS. Este detector está localizado a una distancia de 4.6 metros del vértice de interacción. La interacción y pérdida de energía de partones altamente energéticos en materia densa juega un rol primordial en estudios de colisiones nucleares en el LHC. Con el afán de mejorar la capacidad en la medición de las propiedades de jets de fotones, se instaló un segundo calorímetro electromagnético (EMCal). El EMCal está optimizado para la medición de dos cosas: la frecuencia en la producción de jets y las funciones de fragmentación usando resultados conjuntos de la medición de trayectorias con los detectores del cilindro principal. A pesar de que el PHOS es más pequeño que el EMCal, éste tiene mejor granularidad y resolución.

## 2.6. Detectores delanteros y de disparo

Dentro de ALICE existen detectores especializados usados como sistemas de disparo y sistemas para registrar las características globales en los eventos:

- Detector T0: mide el tiempo de cada evento con una resolución menor a 25 pico segundos. Está conformado por dos conjuntos de 12 contadores tipo Cherenkov montados alrededor del tubo del haz.
- Detector V0: es usado principalmente como sistema mínimo de disparo para los detectores centrales. Se forma por dos arreglos de contadores de centelleo segmentados. También es usado para registrar información sobre luminosidad y multiplicidad de partículas.
- Detector ACORDE: se usa como sistema de disparo para rayos cósmicos. Está conformado por un arreglo de 60 centelladores colocados sobre las tres caras superiores del magneto de ALICE. Principalmente ayuda en la calibración y alineación de los detectores internos de ALICE.

- Detector FMD: registra la información relacionada con la multiplicidad sobre una gran fracción del espacio fase.
- Detector PMD: mide la multiplicidad y distribución espacial de los fotones, evento por evento en la región  $2,3 < \eta < 3,7$ .

## 2.7. Sistema Interno de Trayectorias (ITS)

La tarea principal del sistema interno de trayectorias (figura 2.6) es ubicar al vértice primario de la colisión con una resolución mejor a  $100 \mu\text{m}$  para reconstruir el vértice secundario usando los decaimientos de hyperones y mesones ( $D$  y  $B$ ). También se usa para identificar las trayectorias de las partículas con momentos inferiores a  $100 \text{ MeV}/c$  para mejorar la resolución angular y de momento de las partículas reconstruidas por la TPC. De la misma manera, es capaz de reconstruir las trayectorias de aquellas partículas que atraviesan la región entre el ITS y la TPC.

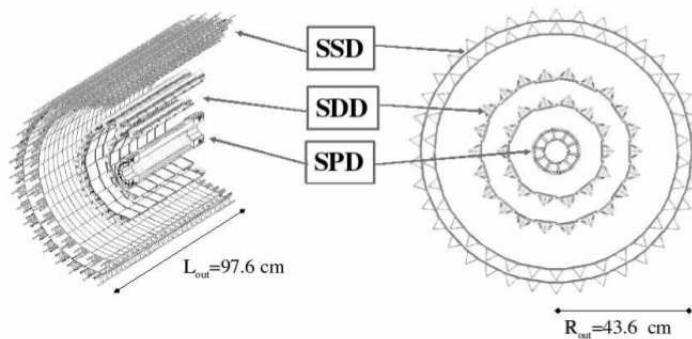


Figura 2.6: Vista del ITS.

Ya que la densidad de partículas esperada es alta en las colisiones de iones pesados en el LHC, se han elegido a los detectores de silicio agrupados en capas. Para las capas más internas se ha elegido al SPD (*silicon pixel detector*), para las siguientes dos capas se usan los SDD (*silicon drift detectors*). Para las dos capas exteriores, donde la densidad de partículas cargadas se espera que esté por debajo de una partícula por centímetro cuadrado, están equipadas con una capa de doble cara conformada por SSD (*silicon strip detector*). Las cuatro capas más externas tienen una lectura analógica y por ende pueden ser usadas para la identificación de partículas midiendo  $dE/dx$  en la región no relativística [35]. La lectura analógica posee un rango dinámico suficiente para proveer la medición de  $dE/dx$  para regiones de bajo momento, con partículas altamente ionizadas. Esto caracteriza al ITS como un espectrómetro de partículas con bajo  $p_t$ .



La resolución del momento y los parámetros de impacto para partículas de bajo momento son dominados por los efectos de múltiple dispersión en el material del detector. Los detectores de silicio usados para medir las densidades de ionización deben tener un grosor de  $300\ \mu m$ . Además, los detectores deben sobreponerse para cubrir totalmente el ángulo sólido.

La granularidad de los detectores fue optimizada para cubrir una densidad de 8000 trayectorias por unidad de rapidez en la región de rapidez media. Bajo estas condiciones, el ITS detecta simultáneamente más de 15 000 trayectorias [36].

## 2.8. TPC de ALICE

Como se ha mencionado, la TPC de ALICE es el detector principal de trayectorias que ha sido optimizado para proveer, junto con los demás detectores centrales, la medición del momento de partículas cargadas con una buena separación de trayectorias, además de la determinación de vértices.

El espacio fase que cubre la TPC en la región de pseudorapidez es de  $|\eta| < 0,9$  [37]. Este detector cubre completamente el ángulo azimutal.

Dada la luminosidad en el LHC para colisiones  $Pb-Pb$ , se espera una frecuencia de interacción de 8 kHz, de las cuales el 10% se considera como de colisiones centrales [38]. En el diseño de la TPC se considera una densidad de multiplicidad extrema ( $dN_{ch}/d\eta = 8000$ ), lo cual implica que la aceptación de la TPC es de 20,000 partículas primarias cargadas.

La TPC es un detector cilíndrico (figura 2.7) de dos radios, el radio interno mide 85 centímetros, el radio externo mide 250 centímetros y la longitud del cilindro es de 500 centímetros. Este detector contiene en su interior 90 metros cúbicos de  $Ne/CO_2/N_2$  para transportar electrones primarios a una distancia por arriba de 2.5 metros sobre cualquier lado del electrodo central hasta las placas laterales.

### 2.8.1. Jaula del campo

La jaula del campo está conformada por un electrodo central de alto voltaje y dos divisores de potencia axiales opuestos los cuales crean un gran campo electrostático uniforme en el volumen de la TPC que contiene al gas antes mencionado (figura 2.8). El electrodo central es una hoja estirada de Mylar creada para satisfacer los requerimientos de mínimo material necesario. El potencial eléctrico en la región de deriva está definido por tiras aluminizadas de Mylar ubicadas en alrededor de 18 barras de soporte externas e internas. Las barras están alineadas con las zonas en las cuales no hay sensores entre las cámaras de lectura. Debido a la mezcla de gas usada en la TPC, la jaula del campo es operada a altos gradientes de voltaje, alrededor de 400 V/cm, con un alto voltaje de 100kV en el electrodo central, lo cual provoca un tiempo máximo de deriva de  $90\mu s$ .

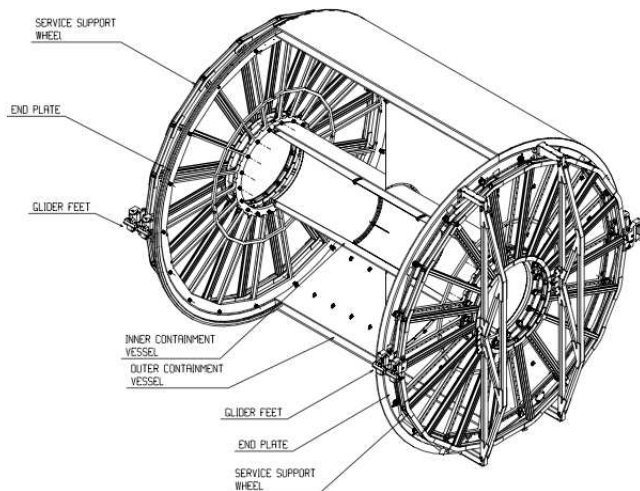


Figura 2.7: Esquema de la TPC.

### 2.8.2. Sistema de deriva para el gas

El gas  $Ne/CO_2/N_2$  está optimizado para velocidades de deriva, baja difusión, baja longitud de radiación y por ende baja multiplicidad de dispersión. La presencia de  $N_2$  mejora el amortiguamiento. La desventaja del  $Ne/CO_2$  es que la mezcla es fría, con una escarpada dependencia de la velocidad de deriva con la temperatura. Por esta razón, la estabilidad de la TPC se obtiene con  $\Delta T \leq 0,1K$  en el volumen de deriva [39].

El sistema de gas permite la purificación de las mezclas existentes. Las fracciones de  $CO_2$  y  $N_2$  se mantienen estables al 0.1 %, necesario para asegurar estabilidad en la velocidad de deriva.

## 2.9. Sistemas de disparo para rayos cósmicos

Para la detección de muones atmosféricos se configuraron dos sistemas de disparo principalmente con los detectores TOF y ACORDE. En esta sección se muestran las características más importantes de ambos detectores que se estudiaron para el análisis de datos de rayos cósmicos.

### 2.9.1. Configuración de ALICE para la detección de muones atmosféricos

En la figura 2.9, se muestra un esquema general del experimento ALICE. Los nombres de los detectores usados en la física de rayos de rayos cósmicos están marcados en rojo. Algunos de ellos son usados como sistemas de disparo y otros son usados para la detección de partículas cargadas.

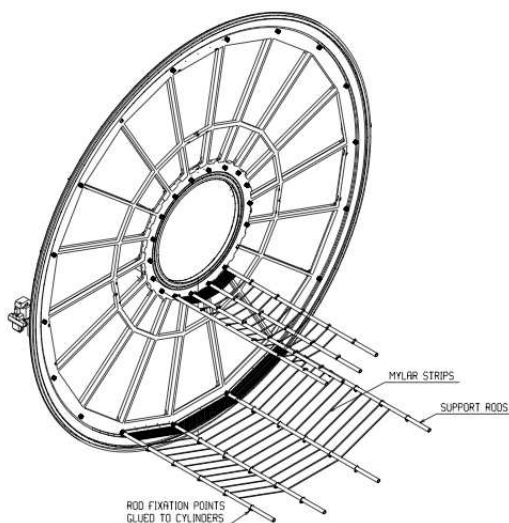


Figura 2.8: Esquema de la Jaula de campo de la TPC de ALICE.

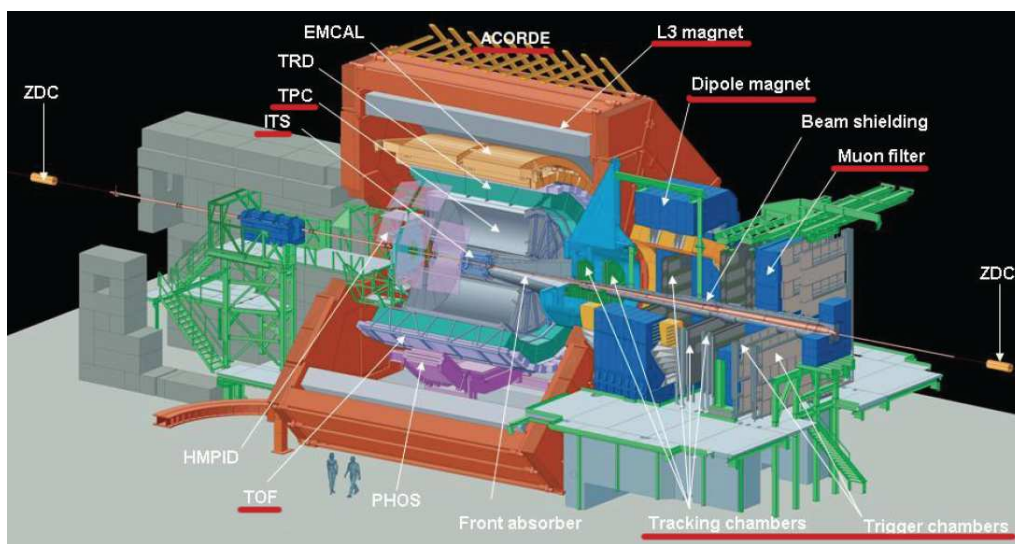


Figura 2.9: Configuración de ALICE, las líneas rojas resaltan a los detectores usados en toma de datos para rayos cósmicos.

### 2.9.2. El detector TOF

El detector TOF ( que cubre un área efectiva de  $141 \text{ m}^2$ , ver figura 2.10 ) está localizado a una distancia de 3.7 metros respecto al eje del haz del LHC cubriendo la región  $|\eta| \leq 0,9$  con una aceptación azimutal total. Está construido por 1593 MRPC's <sup>3</sup>. Además está dividido en 18 sectores (a lo largo de la componente azimutal) cada uno de los cuales contiene un super

<sup>3</sup>Multi-gap Resistive Plate Chambers

módulo (SM) con 9 metros de longitud. Cada uno de los SM contiene 91 MRPCs. Un total de 152928 tabletas lectoras ( $2.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$ ) se agrupan para formar el área efectiva de detección [63].

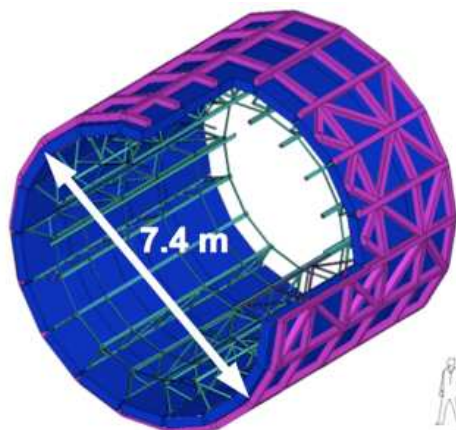


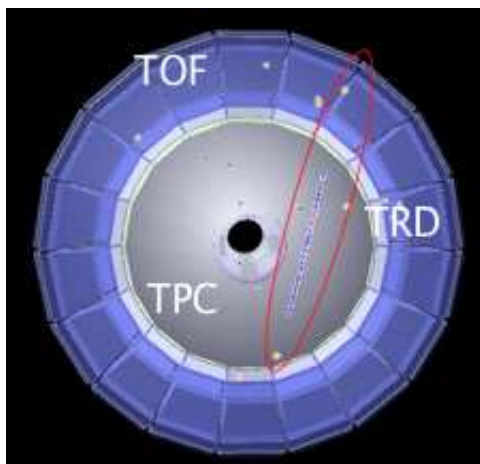
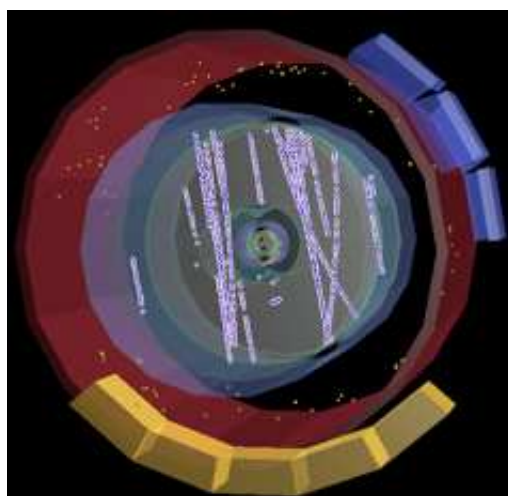
Figura 2.10: Esquema del detector TOF. Cubre un área efectiva de 160 metros cuadrados, toda la región de  $\phi$  y  $45 \leq \theta \leq 135$ . Se espera que ayude a identificar partículas cargadas con una resolución temporal menor a 100 picosegundos con una eficiencia mayor al 95 % .

La meta principal en el diseño del detector TOF es medir el tiempo de vuelo con una resolución del orden de 100 picosegundos para la identificación de piones y kaones con momentos hasta de 2.5 GeV/c y protones con momentos hasta 4 GeV/c en la región de pseudorapidez definida anteriormente.

El detector TOF consta de 1728 canales, cada uno de ellos cubre un área efectiva de 888 centímetros cuadrados. Esta información se procesa y es enviada en una ventana de tiempo menor a 800 nanosegundos al sistema central de disparo de ALICE. Durante 2009, el detector TOF se configuró para brindar una señal de disparo en la toma de datos de rayos cósmicos, seleccionando trayectorias solitarias o múltiples en toda la región del detector y/o en alguna región específica del mismo [63].

Para eventos de rayos cósmicos, TOF se desempeñó con dos configuraciones como sistema de disparo: *TOF single* y *TOF cosmic*. El primero se produce cuando existe coincidencia de dos canales opuestos en dirección por lo cual es viable para la detección de muones solitarios; la frecuencia de disparo es de alrededor de 10 Hz, ver figura 2.11. El segundo, se produce debido a la coincidencia de cuatro canales localizados en cualquier parte del detector con el propósito de registrar eventos con alta multiplicidad de muones; la frecuencia de disparo es de alrededor de 100 Hz, ver figura 2.12.

Durante el periodo de Agosto a Noviembre de 2009, el detector TOF recolectó pocos cientos de millones de eventos de rayos cósmicos con los cuales se estimó en principio una resolución

Figura 2.11: Ejemplo de la configuración *TOF single*.Figura 2.12: Ejemplo de la configuración *TOF cosmic*.

de 110 pico segundos, un refinamiento del análisis ha permitido estimar la resolución en 88 pico segundos [63].

### 2.9.3. Medición del tiempo con TOF

La técnica de medición que usa TOF consiste en la medición del factor  $\beta$  de una partícula mediante mediciones independientes de la longitud de la trayectoria. Como la información del momento está disponible, es posible obtener una medición indirecta de la masa de las partículas. Una partícula con momento  $p$ , que se mueve a largo de una trayectoria de longitud  $L$  con un tiempo de vuelo  $t$  tiene una masa de:

$$m = p \sqrt{\frac{t^2}{L^2} - \frac{1}{c^2}} \quad (2.1)$$

además, el error en la medición de la masa está dado por:

$$\frac{\delta m}{m} = \frac{E^2}{m^2} * \frac{\delta L}{L} \quad (2.2)$$

Si se consideran dos partículas con masas  $m_1$  y  $m_2$  respectivamente con el mismo momento  $p$ , la diferencia de tiempo está dada por:

$$\Delta t \approx \frac{L}{2c} \frac{(m_1^2 - m_2^2)}{p^2} \quad (2.3)$$

siempre que

$$\frac{(m_1^2 - m_2^2)}{p^2} << 1 \quad (2.4)$$

donde  $L$  es la longitud de la trayectoria. Además, la desviación estándar está dada como

$$n_{L,m_{1,2}} = \frac{\Delta t}{\sigma} = \frac{L(m_1^2 - m_2^2)}{2p^2 c \sigma} \quad (2.5)$$

#### 2.9.4. Detector ACORDE

El sistema principal de disparo para muones atmosféricos está dado por el detector ACORDE; el cual consiste de un arreglo de 60 módulos centelladores ubicados en la parte superior del magneto de ALICE<sup>4</sup> (ver figura 2.13).

Cada módulo consiste de dos plásticos centelladores superpuestos cada uno con un área efectiva de 0.376 metros cuadrados (ver figura 2.14).

La electrónica de ACORDE genera una señal rápida de disparo nivel cero en base a la coincidencia entra las señales individuales de cada plástico centellador en una ventana de tiempo de 40 nanosegundos[56]. Dicha señal es enviada al sistema central de disparo de ALICE cuando algún muón atmosférico impacta a alguno de los módulos de ACORDE. A pesar de que esta configuración de disparo se ha usado principalmente en la detección de muones para alinear y calibrar a los detectores centrales de ALICE, la muestra experimental puede ser usada para estudios en física de rayos cósmicos [64].

#### Simulación del detector ACORDE

En la referencia [52] se hizo la generación de muones a nivel de la superficie de la tierra (en el punto 2 de ALICE) con una distribución angular uniforme y con una función parametrizada

---

<sup>4</sup>antes magneto del experimento L3

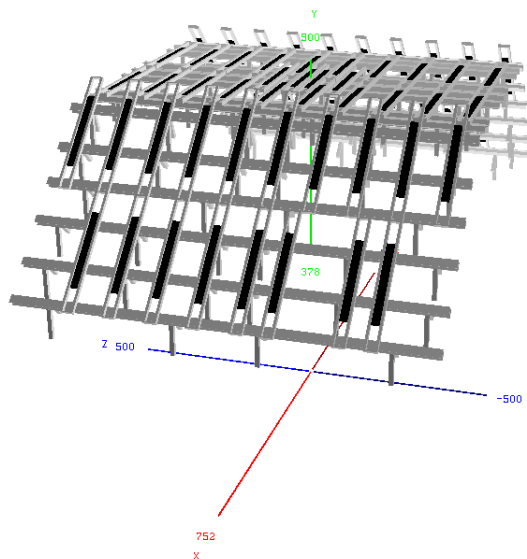


Figura 2.13: Configuración del detector ACORDE. Se puede observar una mayor densidad de módulos en la parte superior central; esto mejora las tareas de alineación y calibración para el sistema interno de trayectorias (ITS-ALICE).

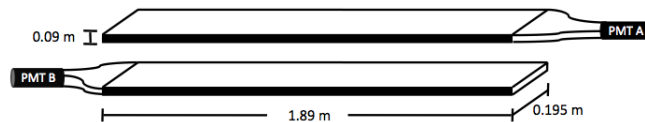


Figura 2.14: Esquema de un módulo de ACORDE.

para la distribución de momento inicial [51] (figura 2.15). Para esta tarea se usó la interfaz entre GEANT y AliRoot para propagar a los muones a lo largo de 30 metros de roca. Debido a que el arreglo de los módulos ACORDE trabaja como un detector de rayos cósmicos, también calcularon la eficiencia de ACORDE para muones atmosféricos. En la figura 2.16 se muestra la distribución angular de muones que alcanzan el hemisferio superior del magneto. Los dos picos corresponden a los muones que cruzan los ejes PX24 y PM25.

### Electrónica de ACORDE

La electrónica de ACORDE debe cumplir con los siguiente requisitos [52]:

1. Generar una señal de disparo cuando los muones atmosféricos impacten uno o más módulos del detector. Esta información se usa para calibrar la TPC de ALICE y algunos otros detectores centrales.

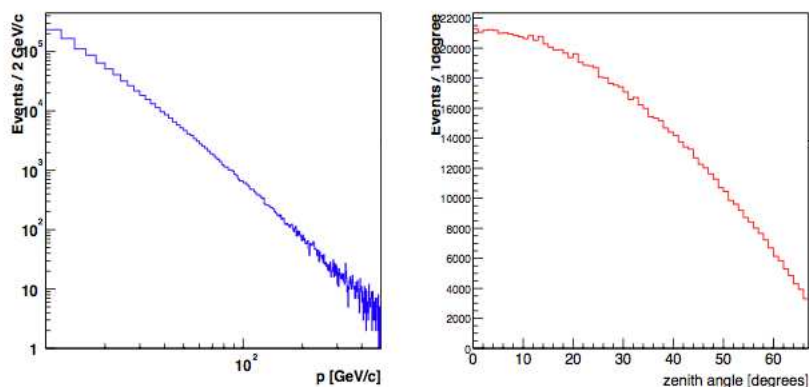


Figura 2.15: Distribuciones de momento (izquierda) y de dependencia zenital (derecha) [44].

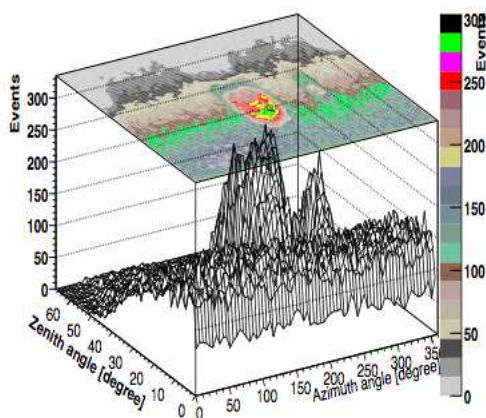


Figura 2.16: Distribución angular de los muones que alcanzan el salón de ALICE.

2. Supervisar el funcionamiento del arreglo de contadores de centelleo.

Para la generación de la señal de disparo ACORDE es capaz de:

- Escanear los 60 módulos ACORDE.
- Producir una coincidencia entre los dos centelladores de cada módulo.
- Generar una señal de disparo cuando los muones inciden sobre ACORDE.
- Recuperar el reloj del LHC y decodificar los mensajes del sistema central de disparo.
- Crear el encabezado de los datos para mandar la información al DAQ de ALICE.

Durante el verano de 2009, los módulos de ACORDE fueron actualizados para optimizar su funcionamiento. Después de esta tarea, se puede observar claramente la frecuencia medida



por el detector en diferentes circunstancias: sin campo magnético, campo magnético de 0.2 Teslas y campo magnético de 0.5 Teslas generado por el magneto de ALICE (ver figura 2.17).

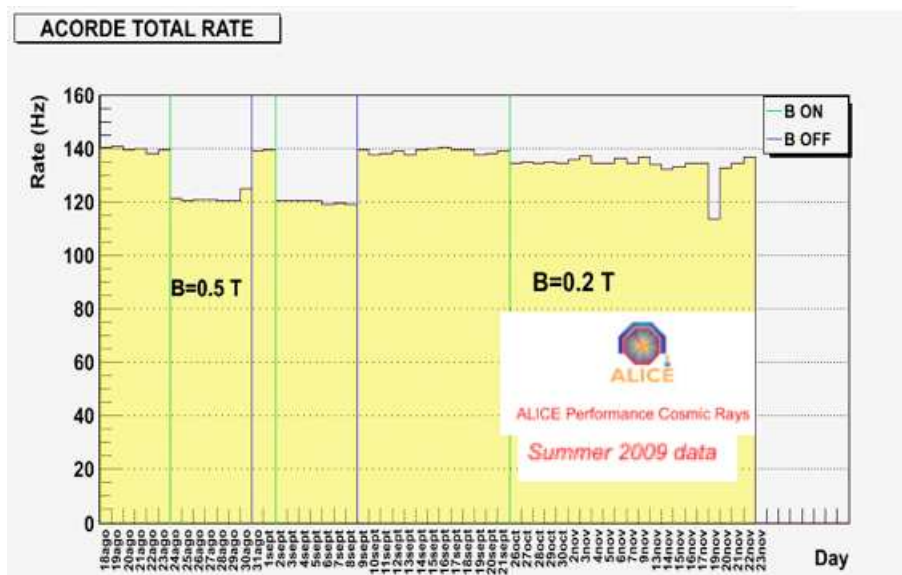


Figura 2.17: Frecuencia de muones atmosféricos que arriban al sitio de detección de ALICE medida por ACORDE respecto al tiempo.

## 2.10. Marco de análisis en ALICE

Las colisiones de iones pesados producen un gran número de partículas en su estado final. Esto representa un verdadero reto para los algoritmos de análisis y reconstrucción. El diseño de los detectores y el desarrollo de estos algoritmos requieren de simulaciones precisas y predictivas de la respuesta de los mismos. El experimento ALICE fue diseñado cuando era posible únicamente alcanzar energías para el centro de masa de 20 GeV (300 veces menor a lo esperado en el LHC). Dadas estas condiciones, tanto el software como el hardware en ALICE debe ser rediseñado para soportar una alta multiplicidad [40].

Para el procesamiento de la información que se generará en los cuatro experimentos del LHC, cada uno ha diseñado y desarrollado tecnología de manera independiente que le permitirá el manejo de esta información. ALICE ha diseñado un sistema de adquisición de datos (DAQ) que opera satisfactoriamente durante las colisiones del LHC (protones e iones pesados). Además, el DAQ de ALICE tiene un equilibrio entre su capacidad de grabación de eventos de colisiones centrales y eventos con secciones eficaces de eventos raros. Para esta tarea, este sistema tiene la capacidad de procesar 2.5 Gb/segundo de información y de grabar 1.25 Gb/segundo (más de 1 PByte por año, ver figura 2.18)

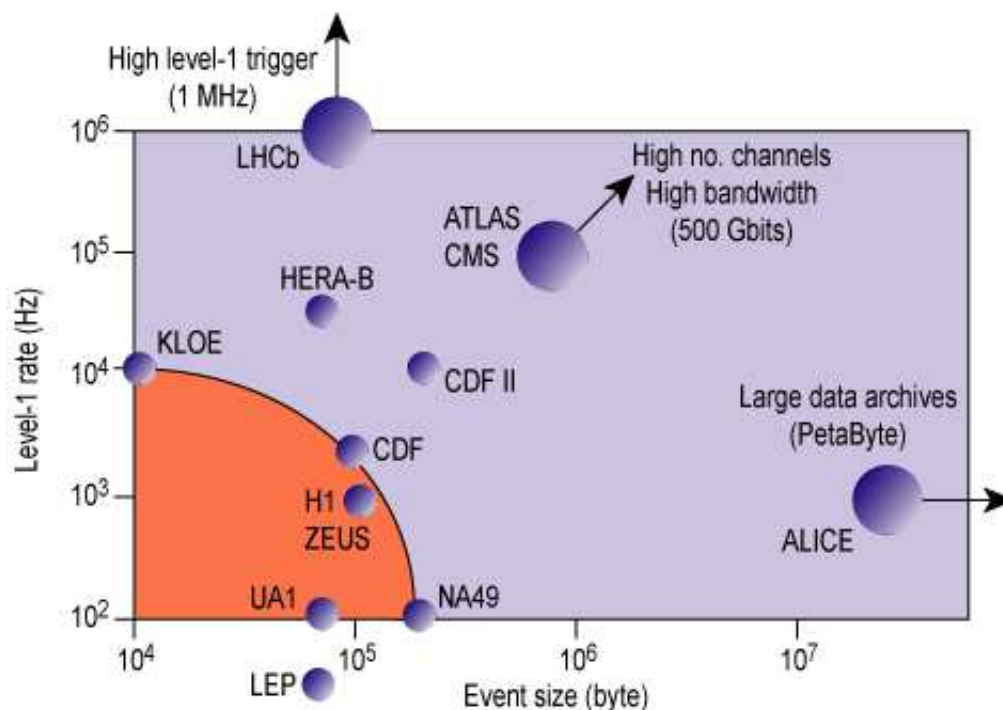


Figura 2.18: Frecuencia de los eventos de colisión respecto al tamaño del mismo para varios experimentos.

Los procesos de simulación involucrados en el transporte de partículas a través del detector llevan a algunos problemas:

- Los generadores de eventos existentes dan diferentes respuestas.
- La mayoría de las señales físicas no se reproducen exactamente.

Para mejorar las situaciones anteriores dentro del marco de simulación en ALICE se han adoptado las siguientes medidas:

- Interfaz con simuladores externos, por ejemplo, HIJING y DPMJET.
- Parametrización de señales.
- Generación de señales raras usando interfaz con generadores como PYTHIA o parametrizaciones simples del momento transversal.
- Un marco de programación para montar eventos de diferentes señales provenientes de diferentes generadores.

Todo el entorno de simulación usado en ALICE se conoce como **AliRoot**, el cual tiene como plataforma al entorno **root**. De manera general, el trabajo de software se puede dividir en dos problemas: simulación y reconstrucción de eventos<sup>5</sup>.

### 2.10.1. Entorno de simulación

Los diferentes tipos de simulación que se hacen en ALICE son: colisiones primarias (protones e iones pesados), generación de partículas, transporte de estas a través del detector, simulación de la energía depositada en cada uno de ellos, la respuesta de los detectores y la generación de señales digitales.

Para la simulación de los diferentes eventos físicos, se usa la clase *AliSimulation* (ver figura 2.19):

1. Se realiza la generación de eventos mediante algún generador.
2. En base a la generación anterior, las partículas simuladas se transportan a los diferentes detectores considerados en la simulación.
3. Se registra la energía depositada por las partículas a lo largo de su paso por los diferentes detectores considerados en la simulación.
4. Se registra la respuesta del detector al paso de partículas (summable digits).
5. Se hace un compendio de los datos generados en los procesos anteriores por evento generado.
6. Esta información se registra en objetos conocidos como *digits* o *raw digits*.

### Generación de Partículas

Como se ha mencionado, se pueden usar diferentes generadores de eventos para la producción simulada de partículas provenientes de la colisión. La clase *AliGenerator* es la clase base que define la interfaz virtual a nivel software.

Existen varias interfaces para la generación de eventos:

- **AliGenHIJIGParam**: este es un ejemplo de un generador interno de AliRoot basado en la parametrización de la densidad de pseudorapidez y la distribución de momento transversal de piones y kaones cargados y neutros. La primera distribución fue obtenida de la simulación de colisiones centrales tipo *Pb-Pb* y escalada a la multiplicidad de partículas cargadas de 8000 en el intervalo de pseudorapidez  $|\eta| < 0,5$  [42]. Por otro lado,

---

<sup>5</sup>Tanto simulados como experimentales

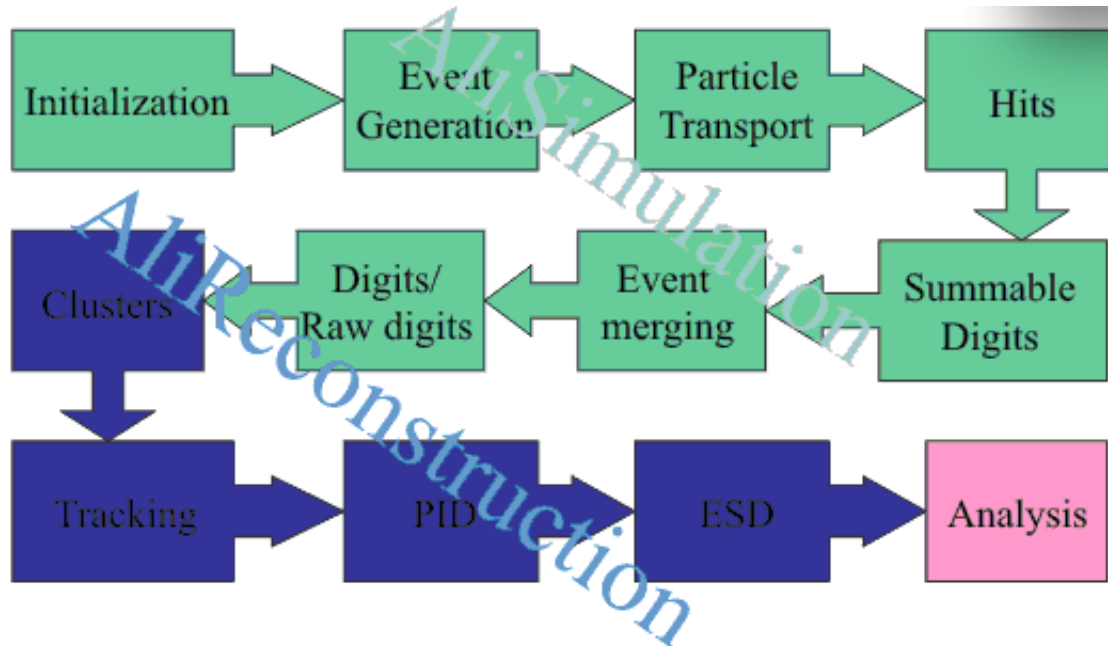


Figura 2.19: Esquema de simulación en AliRoot (verde) y reconstrucción (Azul).

la distribución de momento transversal es parametrizada de las mediciones obtenidas por CDF para distribuciones de piones  $p_t$  a  $\sqrt{s} = 1,8$  TeV.

- **Pythia6** [57]: usado para la simulación de interacciones protón-protón y para la generación de jets. Este generador es base para las simulaciones en ALICE.
- **HIJING** [58]: *Heavy-ion Jet Interaction Generator* combina un modelo inspirado en QCD de producción de jets usando el modelo de Lund [43] para la fragmentación de jets basado en pythia. Este modelo ha sido desarrollado con especial énfasis en mini jets de reacciones p-p, p-A y A-A.
- **AliGenDPMjet**: implementación del modelo dual de partones [41].
- **AliGenIsajet**: generador Monte Carlo para interacciones p-p,  $\bar{p}$ -p y  $e^+e^-$ .
- **AliGenHerwing**: paquete de Monte Carlo para simular las reacciones de emisiones de hadrones con interferencia de gluones, es muy similar a pythia.
- **MeVSim**: generador desarrollado para producir de manera rápida un gran número de colisiones tipo A-A.
- **GeVSim**: basado en el generador MeVSim.
- **AliGenCocktail**: este combina una serie de procesos para tener la mayor cantidad de eventos de todo tipo tratando de ser lo más realista al experimento.

- **AliGenCosmicsParam**: basado en la parametrización del flujo de muones dada por los experimentos de LEP y Hebbeker [51].
- **AliGenCorsikaMRC**: basada en las simulaciones de *EAS* de Corsika [59]

## Virtual Monte Carlo

Dentro de AliRoot existe la clase *TVirtualMC* que se usa para transportar a las partículas por los diferentes detectores. También brinda una interfaz para construir la geometría de los mismos. El método Monte Carlo para simular el detector en AliRoot está desarrollado en GEANT y FLUKA.

Como se ha venido mencionando, la estrategia dentro de AliRoot se basa en el desarrollo de una interfaz virtual del detector al código de simulación. Esta interfaz la nombraron como **virtual Monte Carlo**. Está implementada mediante clases en **C++** y clases envueltas con interfaz de programas en **FORTRAN** (figura 2.20).

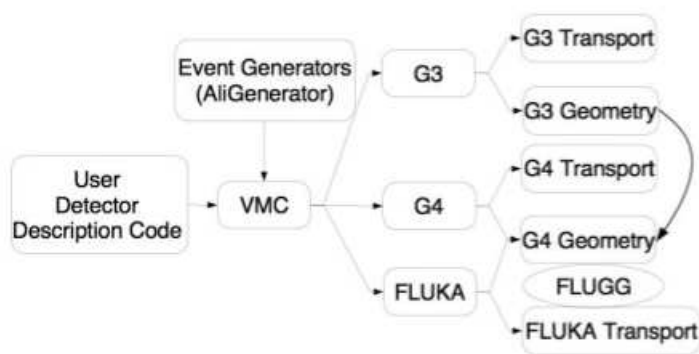


Figura 2.20: Esquema del método Virtual Monte Carlo.

## Módulos y detectores

Existe dentro de AliRoot la clase *AliModule* la cual describe a cada detector de ALICE.

## Configuración de la simulación (Config.C)

El archivo de configuración es una macro codificada en lenguaje C++, este archivo es procesado antes de que comience la simulación. Esta macro genera y configura el objeto Monte Carlo, el objeto generador, el mapa del campo magnético y los módulos del detector.

### Hits y trayectorias de referencia

El método Monte Carlo simula el transporte de una partícula paso por paso. Después de cada paso se llama al método virtual *StepManager* del módulo en el cual la partícula está localizada. En este método, se genera la información de la energía depositada en cada detector. Opcionalmente se pueden crear las trayectorias de las partículas.

### Summable Digits

Un método crea una base de dígitos. Este método realiza un ciclo sobre todos los eventos, suma a todos los dígitos de la información proveniente de la energía depositada en los detectores y los almacena en un archivo.

### Digitalización

Las clases derivadas de *AliDigitizer* son usadas para la conversión de los *summable digits* en *digits*. Ya que *AliDigitizer* es del tipo *TTask*, esta conversión es realizada por el método *Exec*. Dentro de este método los *summable digits* de todas las cadenas de entrada tienen que ser añadidas, combinadas con el ruido, y convertidas a valores digitales tomando en cuenta posibles umbrales, y almacenarlos en el contenedor de dígitos.

### Datos tipo RAW

Los dígitos almacenados en archivos tipo *ROOT* pueden ser convertidos a archivos tipo *RAW*. Esta tarea es realizada por el evento *Digits2Raw* de cada detector.

La clase *AliSimulation* maneja la simulación de los datos tipo *RAW*. Para crear estos archivos, se realiza un ciclo sobre todos los eventos.

#### 2.10.2. Entorno de Reconstrucción

Después de terminada la simulación de eventos en ALICE, se procede a la reconstrucción de los mismos usando archivos que contienen a los dígitos o a los datos tipos *RAW* [40]. El proceso de reconstrucción de manera general tiene los siguientes pasos (ver figura 2.19):

1. *Clusterizar los datos de la simulación*: identificar a los conjuntos de dígitos adyacentes en espacio y/o tiempo que posiblemente fueron generados por la misma partícula que cruzó por algún elemento sensible del detector.
2. *Identificar las diferentes trayectorias*: realizado con un conjunto de cinco parámetros (como curvatura y ángulos con respecto al origen de coordenadas) de la trayectoria de la partícula junto con la correspondiente matriz de covarianza estimada en un punto dado en el espacio.

3. Identificar a las partículas provenientes de la generación.
4. Almacenar toda la información en un archivo resumen (*ESD*<sup>6</sup>).

Dentro de los objetivos de la reconstrucción tenemos:

- Proveer de los datos necesarios para el análisis físico de un proceso.
- Tener alta eficiencia y calidad en los datos
- Tener una interfaz sencilla para acceder a la información contenida en los archivos ESD.
- Tener reconstrucciones con solo algunos detectores.

### AliReconstructor

La clase base *AliReconstructor* define la interfaz hacia el código específico de reconstrucción para cada detector. Por esta razón, cada detector debe desarrollar un código para esta tarea.

### Datos de Entrada

Los datos de entrada contienen a los dígitos, son dados en formato de árboles *ROOT*. En dado caso que los datos de entrada estén en formato *RAW*, la información es accesada usando un lector de archivos tipo *RAW*.

### Datos de Salida

Los clusters son considerados datos de salida intermedios. La información de salida al final de la reconstrucción es un árbol almacenado en el archivo *AliESDs.root*. Este archivo contiene la lista de partículas y trayectorias reconstruidas. Así como la información de variables dinámicas como momento, rapidez, etc.

#### 2.10.3. AliRoot para Datos Reales

Hasta ahora se ha dado una breve explicación del uso de AliRoot para la simulación y reconstrucción de eventos en ALICE. La pregunta obligada es: ¿existe otro entorno de software para la reconstrucción de datos reales?. La respuesta es NO. Para datos provenientes de mediciones reales debemos considerar los siguientes hechos:

- La información registrada por cada detector es enviada al DAQ de ALICE.
- Es posible analizar y visualizar información relevante durante el funcionamiento de ALICE.

---

<sup>6</sup>Event Summary Data.

- La información registrada por cada detector es almacenada en archivos tipo *RAW*.

Del tercer hecho podemos imaginar una ligera modificación al esquema de trabajo de AliRoot (figura 2.21).

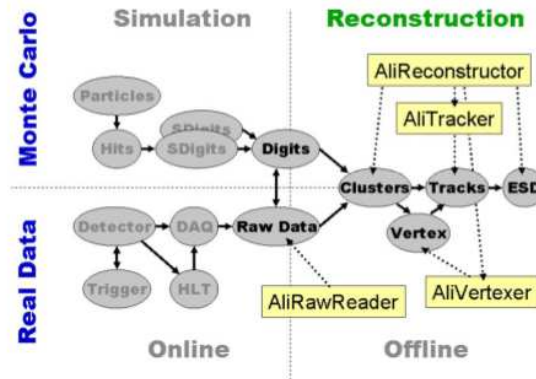


Figura 2.21: Modificación al esquema de funcionamiento de AliRoot: Observamos que los datos de entrada para la reconstrucción pueden provenir de simulaciones Monte Carlo o de Datos Reales, por lo tanto el entorno de reconstrucción es el mismo para ambos casos.



## Capítulo 3

# La física de rayos cósmicos en el experimento ALICE-LHC

Son dos los principales aspectos en los que el experimento ALICE puede contribuir a la física de rayos cósmicos. El primero es mejorar la comprensión de las interacciones nucleares a muy alta energía.

El segundo aspecto se sustenta en el excelente funcionamiento de la TPC para la reconstrucción de trayectorias y la medición del momento para partículas cargadas, cuya resolución mejora con el uso de otros detectores como el TRD y TOF los cuales pueden ser usados para medir las propiedades de los muones producidos después de la interacción entre rayos cósmicos primarios con núcleos en la atmósfera. La capacidad de detectar trazas en ambientes altamente densos de partículas (muones en este caso) y medir su energía, permite un análisis de eventos de rayos cósmicos antes no explorados [44].

### 3.1. Modelo de interacción hadrónica en rayos cósmicos

El rayo cósmico primario es detectado a través de una cascada de partículas creadas por su interacción con un núcleo en la atmósfera (figura 3.1) [45].

Usualmente los arreglos de detectores en la superficie utilizados para el estudio de EAS, miden solo las características de algunas partículas específicas (ver capítulo 1), mientras que los aparatos bajo tierra miden las características sólo de muones altamente energéticos. La identificación de rayos cósmicos primarios a través de mediciones de cascadas observables, detectados a la altitud del experimento requieren una comparación entre datos de eventos reales y simulados. El complicado desarrollo de un EAS y el hecho de que los experimentos estándares de rayos cósmicos muestran solo una pequeña fracción de las partículas pertenecientes a la cascada hacen necesarias simulaciones altamente sofisticadas de Monte Carlo. Dentro de estas simulaciones, la obtención de cantidades reconstruidos tales como la masa, energía y dirección

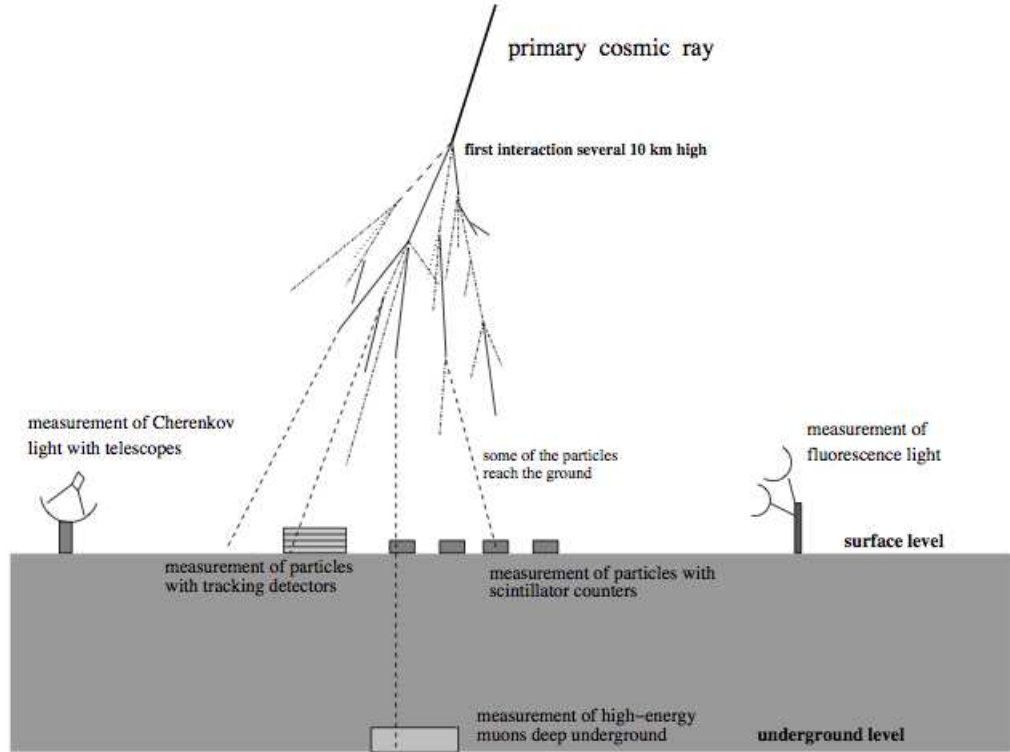


Figura 3.1: Diagrama de un EAS.

de arriba de las partículas representa un gran reto para estos análisis. Esto puede ser realizado solo sobre una base estadística mediante la medición de un número de observables que además requiere un buen entendimiento de la cascada y el funcionamiento del detector. Mientras las cascadas electromagnéticas están bien entendidas, la mayoría de las incertidumbres durante la simulación provienen de las interacciones hadrónicas. En particular la sección inelástica (la inelasticidad, producción de partículas secundarias y procesos difractivos para interacciones proton-aire o núcleo-aire) tienen que ser bien entendidas para obtener una buena simulación. En el presente, algunas cantidades y procesos son pocos conocidos a energías del orden de TeV.

Las interacciones hadrónicas son usualmente descritas en programas de Monte Carlo usando modelos fenomenológicos que en los últimos años la comunidad ha desarrollado en el código del programa CORSIKA [46]. Este ambiente de programación contiene generadores de eventos dentro de los modelos de interacción hadrónica VENUS, QGSJET, DPMJET, HDPM, SIBYLL, neXus y DPM. Los primeros tres modelos adoptan conceptos de teoría cuántica de campos de acuerdo a la teoría de Gribov-Regge. El modelo SIBYLL contiene el acercamiento del modelo DPM con la producción de minijets calculados de QCD, mientras que el modelo HDPM (considerado obsoleto ahora) parametriza los datos de colisiones  $p\bar{p}$  extrapolándolos

a altas energías y usando extensiones fenomenológicas para interacciones nucleares. Por otra parte, el modelo neXus es una evolución del modelo VENUS con un tratamiento de minijets; solo que estos dos últimos modelos introducen interacciones secundarias.

Todos los modelos templan parámetros libres para la comparación de los datos obtenidos de las simulaciones y los datos experimentales de colisiones  $p\bar{p}$  y de iones pesados. Los parámetros usualmente se ajustan a energías en escala de TeV, por ejemplo,  $E \approx 10^{15}$  eV, o colisiones  $p\bar{p}$  con  $\sqrt{s} = 630, 900$  GeV. La extrapolación de algunas cantidades físicas, sobre las energías del LHC ( $\sqrt{s} \approx 14$  TeV), lleva a pensar en diferencias entre los diferentes modelos de interacción (figura 3.2).

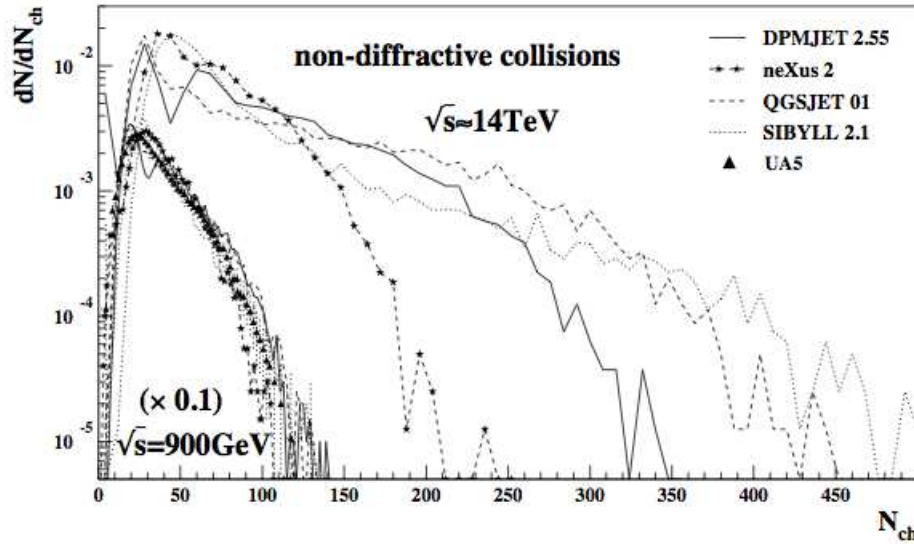


Figura 3.2: Distribución de multiplicidad de partículas cargadas obtenidas con los diferentes modelos hadrónicos, comparado con datos del experimento UA5.

En la figura 3.2 se observa la distribución de multiplicidad de las partículas cargadas en colisiones  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 900$  GeV para eventos no difractivos. Claramente se observa la discrepancia entre los modelos mencionados anteriormente para datos extrapolados a  $\sqrt{s} = 14$  TeV.

La sección eficaz inelástica  $p$ -aire y la inelasticidad tienen una gran influencia en el desarrollo del chubasco. La inelasticidad corresponde a la fracción de energía de las partículas que interactúan convertidas en partículas secundarias las cuales son gobernadas por la posición del máximo número de partículas alcanzadas por la cascada. La sección eficaz inelástica determina la altitud promedio en la atmósfera a la cual la primera interacción ocurre. Un cambio drástico de cualquiera de estas dos cantidades cambia el desarrollo longitudinal del chubasco. Como se puede observar (figura 3.3), el cálculo de  $\sigma^{p\text{-aire}}$  arroja diferentes resultados en

los modelos comenzando por las divergencias a energías relevantes para rayos cósmicos en la rodilla ( $E > 10^{15}$ ) eV [44].

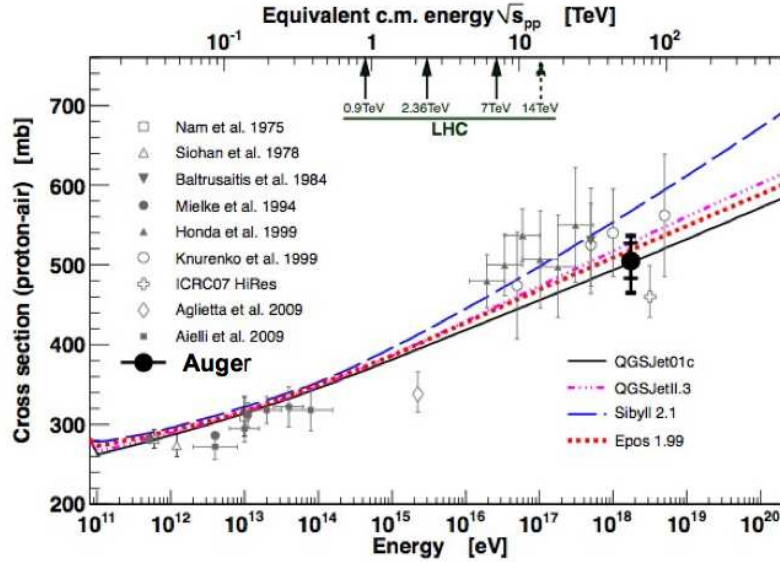


Figura 3.3: Sección eficaz protón-aire inelástica.

El conocimiento de las colisiones a muy altas energías, particularmente de eventos secundarios emitidos en dirección frontal, es fundamental para el mejoramiento de los modelos de interacción en la física de rayos cósmicos. La capacidad en la identificación de trazas y de partículas en la región central de rapidez dentro de ALICE pueden permitirnos usar constricciones en los modelos de interacción hadrónica y extrapolaciones que pueden relacionar las diferentes regiones cinemáticas. La energía del centro de masa alcanzada por LHC en 2011 y 2012 es de  $\sqrt{s} = 7,8$  TeV respectivamente. En el año 2015 será de  $\sqrt{s} = 14$  TeV la cual corresponde a un protón cuya energía es de  $E \approx 10^{17}$  eV que interactúa con un nucleón. Además la energía de la rodilla es alrededor de  $E = 3 \times 10^{15}$  eV. Por primera vez, una región energética por arriba de la rodilla será explorada en el LHC. De esta manera, las mediciones realizadas ayudarán a clarificar si la rodilla es generada por un cambio en las propiedades de las interacciones hadrónicas o si es debido a las fuentes astrofísicas.

Las medidas realizadas pueden contribuir para el mejoramiento en el conocimiento de las interacciones hadrónicas dentro del rango de energía relevante para la física de rayos cósmicos. El espectro de hadrones para las interacciones  $pp$  y  $pA$  en la región  $x$  de *Feynmann* ( $0,1 < x_F < 1$ ) es fundamental para precisar una estimación de la inelasticidad promedio del protón y la posición de la cascada máxima. La región de difracción es también de gran importancia pero es inaccesible usando el arreglo experimental actual. El espectro de hadrones

en la región  $0 < x_F < 0,1$ <sup>1</sup> es de ayuda en la estimación del número de muones producidos en la cascada. Las mediciones relevantes se expresan en distribuciones de pseudo-rapidez de los hadrones identificados. Las distribuciones de momento transverso para hadrones con valores de  $p_t$  menores a 5 GeV/c son de ayuda para experimentos de cascadas que usan cámaras de emulsión y calorímetros hadrónicos.

El estudio de interacciones  $A-A$  son de considerable interés y en particular las colisiones *nitrógeno-nitrógeno*, ya que el nitrógeno y oxígeno son los núcleos más abundantes en la atmósfera y además el grupo  $C - N - O$  es muy abundante a las energías de la rodilla. La oportunidad de estudiar el espectro de hadrones en colisiones  $pp$  y  $pA$  pueden proveer de consistencia a las predicciones de los modelos<sup>2</sup>.

## 3.2. Efectos sobre los muones atmosféricos

El efecto del ambiente de ALICE sobre los muones fue simulado para explorar el tipo y sensibilidad de posibles mediciones dentro de ALICE.

El umbral promedio de energía  $E_{\mu_{th}}$ , para muones que alcanzan el magneto central después de cruzar la roca es del orden de 14-15 GeV. Los muones que cruzan los ejes PX24 y PM25 tienen un umbral bajo (figura 3.4), donde la pérdida de energía con respecto al ángulo zenital se muestra en la figura 3.5. Los muones que cruzan a grandes ángulos zenitales pasan por más cantidad de roca y por ende pierden más energía; por ejemplo, el umbral para  $\theta = 50^\circ$  es de alrededor de 25 GeV. Para ángulos particulares, los muones viajan a lo largo de los ejes y pierden solo una pequeña parte de su energía.

Los muones al cruzar roca cambian de dirección y pierden energía debido a la múltiple dispersión. Esto introduce un error en las mediciones de la dirección del muón que tienen que ser añadidas al error en la identificación de trazas.

La pérdida de energía y múltiple dispersión cambian las propiedades de los muones que alcanzan al experimento. En la figura 3.6 podemos observar estos cambios en una comparación entre la distribución de momento de muones detectados en la superficie y de muones que alcanzan al magneto central.

### 3.2.1. Tópicos de interés en física

En principio, una cobertura completa de los tres octantes del magneto central con plásticos centelladores<sup>3</sup> garantizaría las mejores condiciones para un sistema de disparo de muones atmosféricos. Sin embargo, la frecuencia de disparo sería del orden de 450 Hz para muones

<sup>1</sup>Región de mediciones en ALICE.

<sup>2</sup>Las interacciones protón-nitrógeno son consideradas muy importantes también.

<sup>3</sup>Un área de 200 m<sup>2</sup>

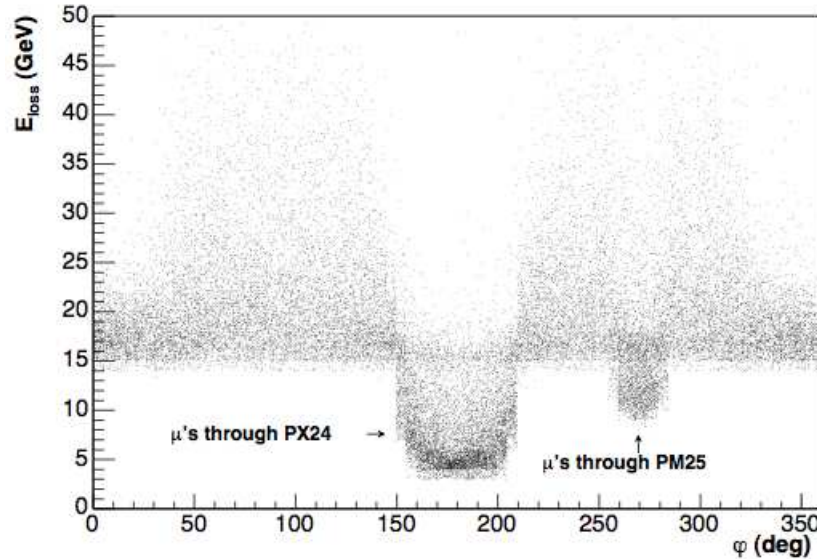


Figura 3.4: Gráfica de la energía perdida por los muones que cruzan la roca ubicada sobre ALICE.

individuales, lo cual no es aceptable durante el registro de datos en ALICE ya que la frecuencia para calibración se espera que sea de 30 Hz para muones individuales.

Para medir con alta precisión el espectro de energía y el radio de carga de muones verticales en el rango de energía por arriba de  $E = 1 - 2$  TeV, se necesita implementar un sistema de disparo para muones individuales. Debido a las limitaciones en superficie y frecuencia que existen en ALICE, sería muy complicado mejorar la estadística registrada por el experimento L3+C [48].

Por otra parte, un sistema de disparo para multi muones considerablemente reduce la frecuencia de adquisición de datos para grandes superficies. Medidas preliminares realizadas en el área experimental de ALICE han arrojado una frecuencia de coincidencia de dos muones de 0.027 Hz para una configuración de dos plásticos centelladores de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  colocados a una distancia de 20 cms. respecto a cada uno de sus centroides. Con una distancia de 95 cms. entre los dos plásticos centelladores, la frecuencia de coincidencia se redujo hasta 0.0021 Hz. Por esta razón el estudio de paquetes de muones parece ser un tópico de interés prometedor.

### Paquetes de muones

ALICE es particularmente adaptable para la observación de multi-muones interesantes de rayos cósmicos bajo tierra, para investigar la composición de rayos ultra energéticos y también para la búsqueda de eventos exóticos de la misma naturaleza.

El tamaño transversal del conjunto de muones muy próximos entre sí en el espacio fase,

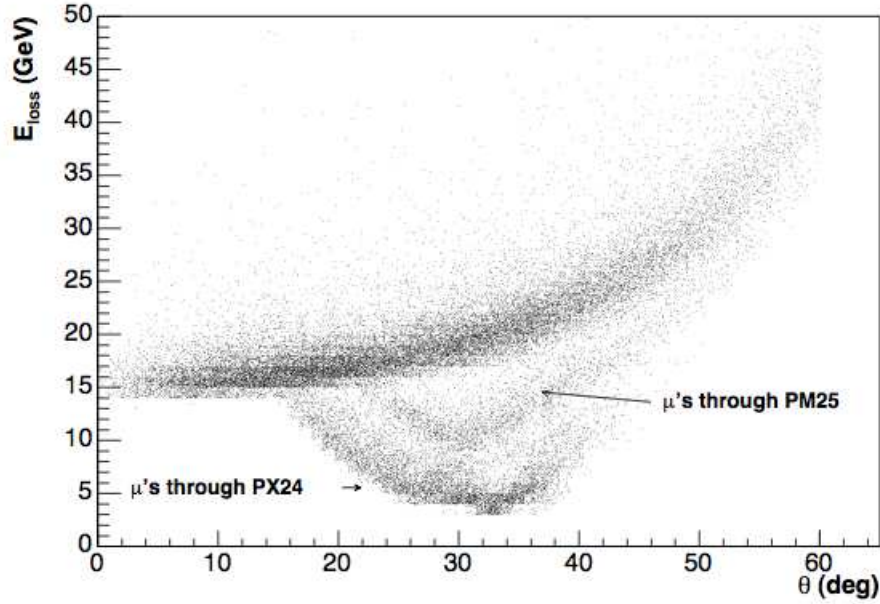


Figura 3.5: Gráfica de energía perdida por los muones que cruzan la roca sobre ALICE respecto a varios ángulos zenitales.

su número y distribución de energía son sensibles a la masa de los núcleos primarios. Los multi eventos observados en  $16 \text{ m}^2$  de la TPC del experimento ALEPH [49] con un corte en el momento de  $70 \text{ GeV}/c$  coinciden con las simulaciones realizadas para multiplicidades  $2 < N_\mu < 40$ . En particular, haciendo la comparación con simulaciones hechas del modelo QGSJET considerando como partículas primarias al protón y hierro demuestran que la curva del protón describe los datos observados aún por encima de multiplicidades para el muón de  $N_\mu = 20$ . Para grandes multiplicidades existe evidencia de una transición a la curva del hierro (figura 3.7). En los datos registrados por ALICE entre 2009 y 2012 se han colectado 5 eventos con alta multiplicidad de muones atmosféricos que no logran ser entendidos con las simulaciones de Monte Carlo.

Existen algunas interpretaciones especulativas respecto a cascadas de muones propuestas basándose en la existencia de materia extraña de quarks o en la formación de un plasma de quark gluones [50].

La forma de estos eventos puede ser registrada por el experimento ALICE. La fina granularidad de la TPC brinda un buen reconocimiento de patrones, resolución de trayectorias y determinación de momento para partículas cargadas.

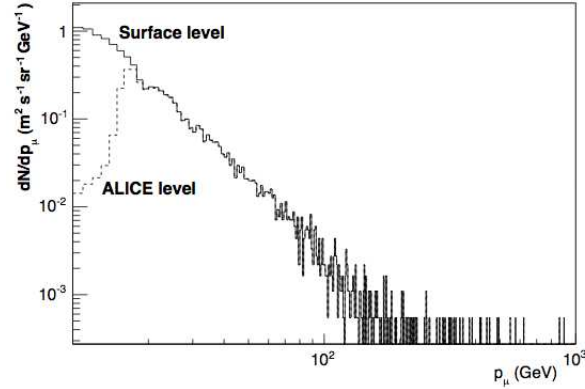


Figura 3.6: Espectro de muones detectados en la superficie comparado con aquellos que llegan al magneto central de ALICE [45].

### Cascadas de muones en ALICE

El conocimiento de la topología de los muones que cruzan al detector para diferentes energías es fundamental en el entendimiento del tipo de mediciones que se pueden realizar con los aparatos. La distribución promedio de muones que alcanzan al experimento ALICE nos da una información preliminar de la máxima densidad de muones y su localización espacial. Estas distribuciones laterales se muestran en la figura 3.8 para bajas energías y para altas energías (figura 3.9).

Se puede observar que a altas energías ( $E \geq 10^{15}$  eV) la densidad de muones es independiente del primario, mientras que a bajas energías los muones producidos por protones tienen alta probabilidad de alcanzar el experimento ya que sus energías son mayores a las provenientes del hierro. La densidad máxima se espera alrededor de  $0.6 \mu/m^2$  para  $E = 10^{15}$  eV.

La TPC de ALICE no es lo suficientemente grande para el estudio de las distribuciones laterales de muones, pero puede ser usada para medir la densidad y energía de los muones que cruzan el volumen activo. La medición de la energía promedio de los muones detectados para  $p$  y  $Fe$  con  $E = 10^{15}$  eV se muestra en la figura 3.10.

Esta correlación tiene la ventaja de distinguir las diferencias entre los varios componentes del rayo cósmico. Podemos observar que a bajos valores de  $N_\mu$  la diferencia entre la energía promedio entre muones debidos a  $p$  ( $E_\mu \approx 1.1$  TeV) y  $Fe$  ( $E > \approx 0.5$  TeV) es grande; lo cual no fue adoptado en el pasado ya que los detectores estándar de rayos cósmicos ubicados bajo tierra son muy grandes en tamaño pero no usan campos magnéticos para las trazas de muones. La precisión en la medición de la energía dentro de ALICE conduce a una nueva oportunidad que necesariamente debe seguir siendo investigada.

Como se ha mencionado anteriormente, la frecuencia de disparo es crucial. Cuando se colectan muones atmosféricos durante las colisiones del LHC, el sistema de disparo de ACORDE



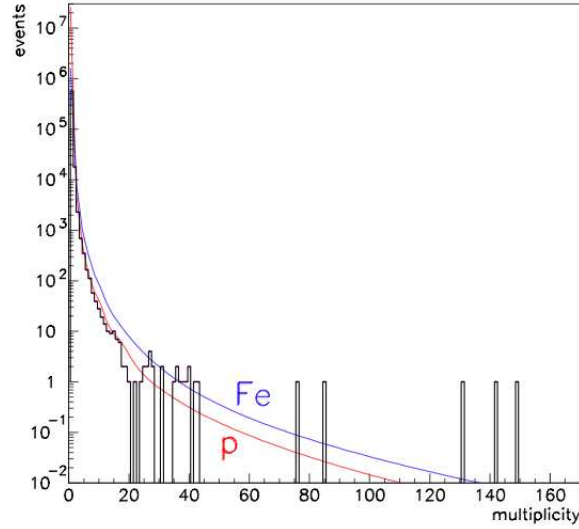


Figura 3.7: Distribuciones de multiplicidad para muones registrados por la TPC del experimento ALEPH comparadas con simulaciones de CORSIKA.

es configurado para que trabaje con una frecuencia baja (0.1 Hz). De esta forma no es afectada la toma de datos en ALICE durante las colisiones de protones e iones pesados. La mayoría de los muones atmosféricos que arriban al sitio de detección de ALICE son producto de las interacciones de rayos cósmicos primarios (compuestos por protones o núcleos de helio) con energías por debajo de  $E = 10^{15}$  eV con los núcleos de la atmósfera. Un corte en el número de muones decrementa en gran medida a la frecuencia de disparo y permite una selección eficiente de eventos altamente energéticos. Para evaluar cuantitativamente el número total de muones que alcanzan ALICE y su dependencia con la energía se tomó en cuenta una simulación de estos eventos. En [44] se analizaron cascadas creadas por protones primarios en el rango de energía  $10^{12} < E < 10^{17}$  eV con dependencia zenital de  $0^\circ < \theta < 60^\circ$ . Suponiendo que todos los rayos cósmicos son debidos a protones, adoptaron un espectro de energía dado por:

$$\frac{dF}{dx} = 0,225(E[TeV])^{-2,7}[m^2 s sr TeV]^{-1} \quad (3.1)$$

El número de muones que alcanzan el octante superior del magneto central en una superficie centrada de  $5 \times 5 m^2$  sobre la TPC fue estimado por la simulación de protones primarios en tres rangos de energía:  $10^{12} < E < 10^{13}$  eV,  $10^{13} < E < 10^{14}$  eV y  $10^{14} < E < 10^{15}$  eV. La distribución de multiplicidad para estos muones se muestra en la figura 3.11.

Podemos observar que si el sistema de disparo se activara al paso de dos muones, el número de eventos registrados se ve reducido por un factor de 300 y desprecia en su mayoría a los eventos menos energéticos.

La distribución de multiplicidad en 30 días de toma de datos para varios rangos de energía

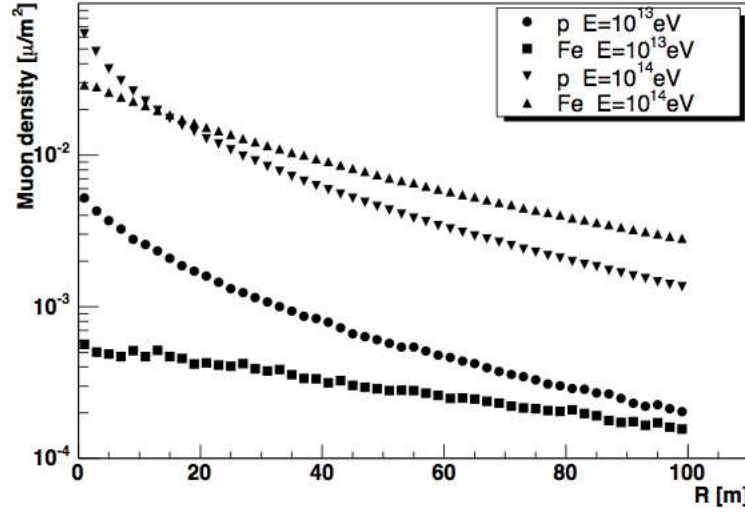


Figura 3.8: Distribuciones laterales de muones que alcanzan ALICE con energías  $E=10^{13}$  y  $10^{14}$  eV.

se muestra en la figura 3.12. En 30 días no se esperan eventos con una multiplicidad de muones mayor a 100 para protones primarios.

Haciendo la comparación de multiplicidad para eventos debidos a protones primarios y eventos dados por componentes de hierro, se observa para este último que no se esperan eventos con una multiplicidad mayor a 100 en 30 días de toma de datos. Estas multiplicidades pueden ser detectadas con cierta facilidad por la TPC de ALICE.

### 3.2.2. Alineación y calibración de los subdetectores en ALICE

Los muones atmosféricos pueden ser usados para calibrar y alinear los diferentes subdetectores antes de la instalación final en el punto 2 del LHC. Mientras que el flujo de rayos cósmicos es isotropo, el flujo y energía de los muones de rayos cósmicos muestran una dependencia del ángulo zenital debido a la diferencia de trayectorias en la atmósfera y la roca.

La dependencia zenital parametrizada que se consideró en [51] tiene la forma:

$$\frac{dF}{d\cos(\theta)} = 1 + a(p) \cdot [1 - (\cos\theta)] \quad (3.2)$$

donde  $F$  es el flujo y  $a(p)$  es un coeficiente que depende del momento  $p$  del muón. La distribución del ángulo zenital para muones con momento mayor a  $p_\mu = 10$  GeV/c al nivel de la superficie y a la profundidad de ALICE se muestra en la figura 3.14 (Usada para estimar tiempo de calibración).

Para la mayoría de detectores de rayos cósmicos los muones brindan un flujo adecuado para una evaluación de sus operaciones y pruebas para determinar su posición en el espacio.

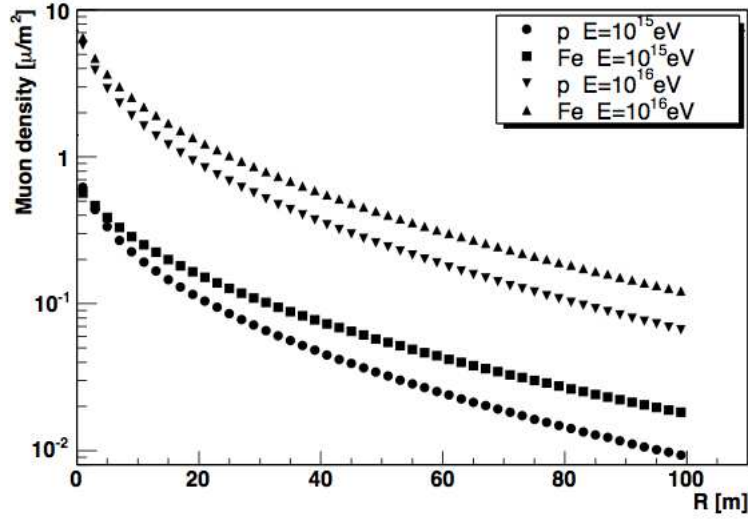


Figura 3.9: Distribuciones laterales de muones que alcanzan ALICE con energías  $E=10^{15}$  y  $10^{16}$  eV.

Un caso especial se presenta por el detector HMPID. Este detector es sensible a las partículas que alcanzan su radiador desde la dirección del tubo del haz. Cuando el campo magnético se fije a 0.5 Teslas, una pequeña fracción de los muones que cruzan ALICE con un ángulo de  $10^0$  respecto a la vertical son curvados en la dirección del HMPID entrando a una dirección dentro del detector de  $\pm 35^0$ . Basándose en cálculos modestos de la aceptación del detector y considerado el flujo de muones atmosféricos la frecuencia dada es de alrededor de 0,01 muones/segundo.

Usando al sistema de disparo de rayos cósmicos, los detectores centrales de ALICE pueden ser alineados y calibrados ya que estos al recibir la señal del sistema central de disparo se activan y comienzan a registrar el paso de partículas. Usando estos datos, los diferentes equipos pueden determinar si el funcionamiento y la alineación de sus aparatos es la esperada.

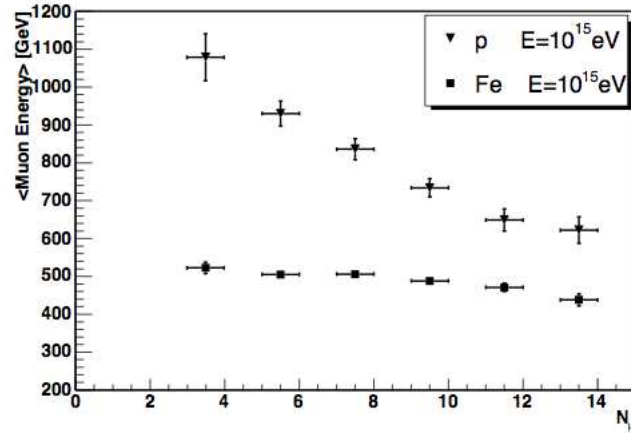


Figura 3.10: Energía promedio de muones con energías de  $E = 10^{15}$  eV.

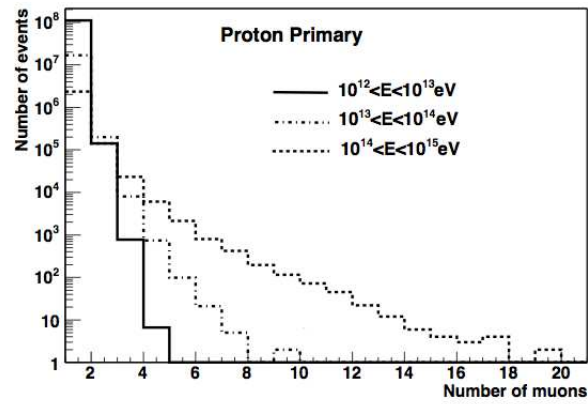


Figura 3.11: Distribución de multiplicidad para muones que alcanzan ALICE en 30 días de toma de datos.

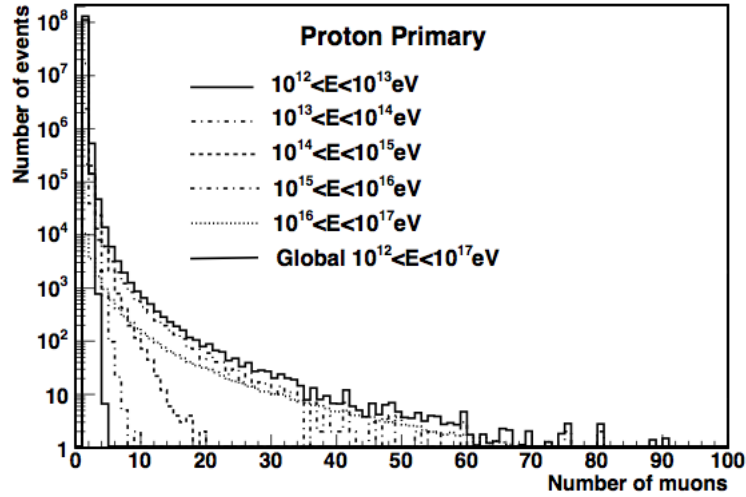


Figura 3.12: Distribución de multiplicidad en 30 días de toma de datos. Se considera la contribución de cada rango de energía.

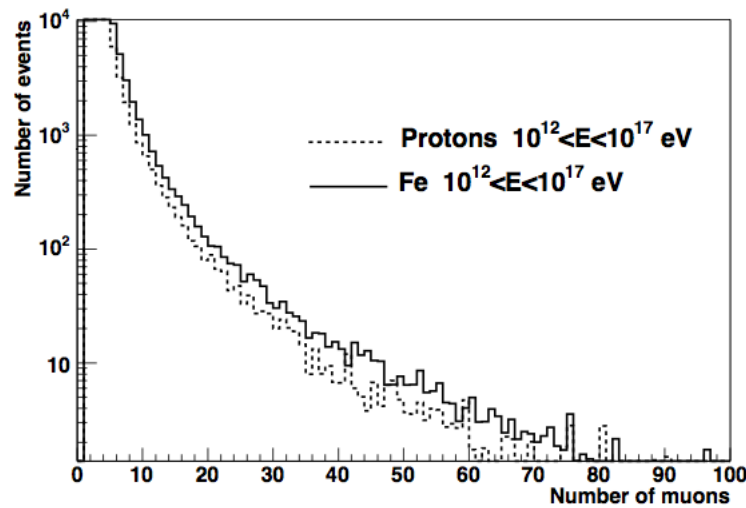


Figura 3.13: Comparación de la distribución de multiplicidad de muones (entre protones y hierro) en 30 días de toma de datos considerandos.

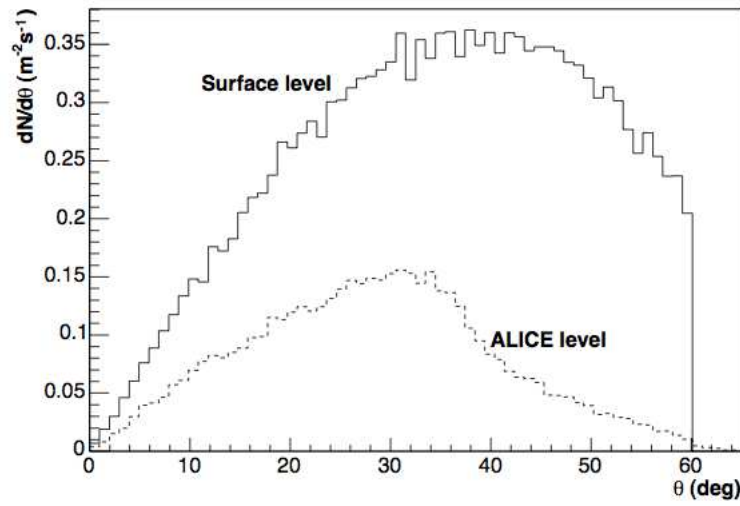


Figura 3.14: Distribución angular zenital para muones con momento arriba de  $p_\mu = 10$  GeV/c a nivel de la superficie y profundidad de ALICE.

## Capítulo 4

# Muones atmosféricos en el experimento ALICE-LHC

El experimento ALICE - LHC del CERN registró en los años 2009, 2010, 2011 y el primer semestre del 2012 un número grande de eventos procedentes de muones atmosféricos generados por rayos cósmicos de alta energía durante las diferentes sesiones de toma de datos para calibración y alineación de la mayoría de los detectores del mismo. Se configuró al sistema de disparo para seleccionar muones atmosféricos, con ángulos zenitales entre  $0^0$  y  $60^0$  y azimutales de  $0^0$  a  $360^0$ , que logran atravesar la parte central del espectrómetro de ALICE y ser reconstruidos por la TPC. Por cada evento reconstruido, se logra medir: la multiplicidad de muones, el momento de cada uno, el signo de la carga, la dirección y las coordenadas espaciales. En este capítulo se describen los resultados del análisis de muones atmosféricos en ALICE.

ALICE está localizado bajo tierra (30 metros de roca), por lo cual es capaz de detectar a los muones atmosféricos provenientes de cascadas extensas, haciendo posible el estudio de tópicos relacionados con la física de rayos cósmicos. A esta profundidad, solo los muones atmosféricos con energías mayores a 15 GeV pueden alcanzar la zona de detección.

En este capítulo se discute el funcionamiento de ALICE en la detección de este tipo de muones. En particular se analizan las principales observables medidas con los detectores centrales, como la TPC [61], para los muones que arriban con la dirección zenital descrita anteriormente.

### 4.1. Estudios de Monte Carlo

Las interacciones hadrónicas son usualmente descritas en programas de Monte Carlo usando modelos fenomenológicos. Un ejemplo es el programa *CORSIKA*. Este programa contiene generadores de eventos dentro de los modelos de interacción hadrónica VENUS, QGSJET,

DPMJET, SIBILL, neXus y DPM. Los primeros 3 modelos adoptan conceptos de teoría cuántica de campos de acuerdo a las teorías de Gribov-Regge. Todos los modelos templan parámetros libres para ser ajustados por los datos obtenidos durante las simulaciones y los datos experimentales de colisiones protón-protón y de iones pesados. Los parámetros usualmente se ajustan a energías del orden de TeV. La extrapolación de algunas cantidades físicas lleva a pensar en diferencias entre los diferentes modelos de interacción [46].

Para hacer simulaciones de EAS, usualmente se definen las características del rayo cósmico primario tales como su distribución de energía, la dirección de arribo, su composición, la altura de interacción con los núcleos de la atmósfera, el campo magnético y plano de observación en la superficie terrestre. En este trabajo de tesis se realizaron simulaciones de Monte Carlo con CORSIKA para diferentes rangos de energía y dos composiciones del rayo cósmico primario ( $p$  y  $Fe$ ). Los muones atmosféricos esperados de dichas simulaciones se propagaron a los detectores de ALICE a través de 30 metros de roca Alpina para poder entender los datos reconstruidos. En las siguientes secciones se detallan los parámetros usados en la generación de Monte Carlo.

#### 4.1.1. Técnica de MonteCarlo

El número de eventos necesarios para la simulación en cada rango de energía  $E_1 < E < E_2$  se define en la ecuación 4.1.

$$N_{ev}(E_1, E_2) = \Phi_{tot}(E_1, E_2) \cdot \Omega \cdot A \cdot T \quad (4.1)$$

donde

$$\Phi_{tot}(E_1, E_2) = 0,225 \int_{E_1}^{E_2} E[TeV]^{-2,7} dE[m^{-2}sr^{-1}TeV^{-1}] \quad (4.2)$$

$N_{ev}(E_1, E_2)$  es el número de eventos a generar,  $\Phi_{tot}$  es el flujo de rayos cósmicos primarios,  $\Omega$  es el ángulo sólido,  $A$  es el área de muestreo y  $T$  es el tiempo de toma de datos.

#### 4.1.2. Multiplicidad de muones atmosféricos y consideraciones experimentales

Los algoritmos de reconstrucción implementados para la TPC requieren de un tiempo de ejecución de cómputo muy alto. Por esa razón, para comenzar los estudios de Monte Carlo se construyó un telescopio de muones al nivel de la TPC (figuras 4.1 y 4.2), esto lleva a suponer una eficiencia de detección para la TPC de 100 %) y se propagaron los muones generados por CORSIKA a nivel de la superficie de ALICE a través de la roca hacia la ubicación de la TPC.

Se han utilizado los mismo parámetros predefinidos en la simulación del detector ACORDE para el telescopio de muones (entre otros, la ventana de tiempo es de 40 nanosegundos).



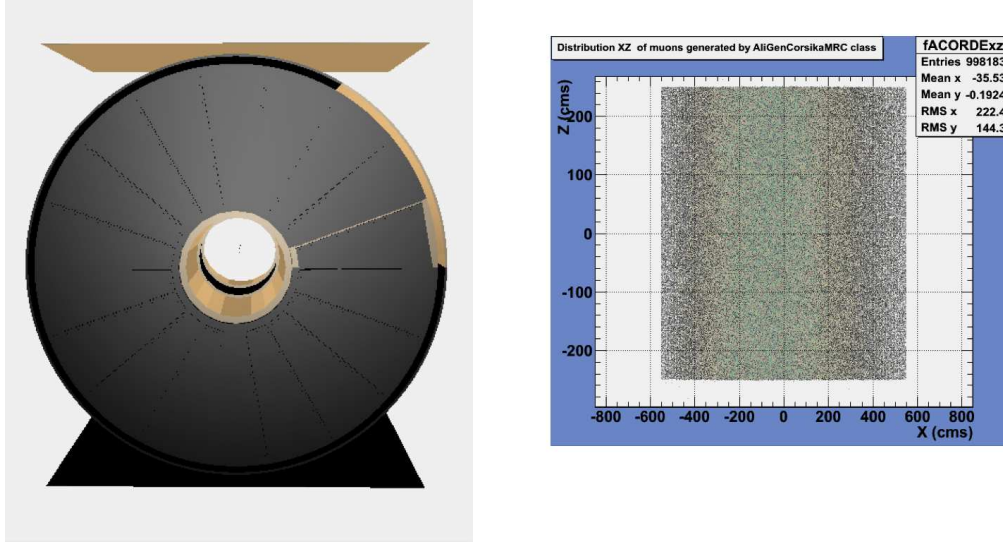


Figura 4.1: Implementación de un telescopio de muones (izquierda) y su funcionamiento (derecha).

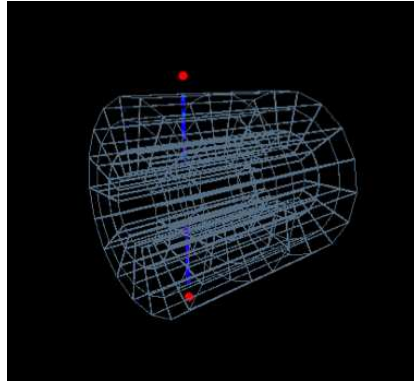


Figura 4.2: Reconstrucción de una trayectoria por la TPC utilizando al telescopio de muones. Los puntos rojos muestran la actividad de los plásticos centelladores simulados y su coincidencia para generar una señal en el mismo. Las líneas azules muestran los clusters reconstruidos por la TPC.

Utilizando la información del detector *fantasma*, podemos encontrar la distribución de multiplicidad de muones que arriban a la TPC de ALICE debidos a una generación con CORSIKA suponiendo un rayo cósmico primario de  $Fe$ , ver figura 4.3.

Notamos que para una muestra de Monte Carlo construida parcialmente por la ecuación 4.1 no encontramos eventos con más de 100 muones, ya sea para protones o núcleos de  $Fe$ , como los que han sido anteriormente reportados. Las diferencias encontradas entre las 3 distribuciones deben ser estudiadas con detenimiento. Dicho estudio se discutirá en la siguiente sección.

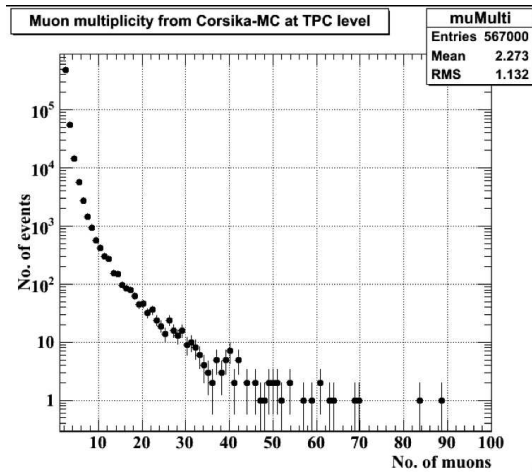


Figura 4.3: Multiplicidad de muones al nivel de la TPC de ALICE.

## 4.2. Parámetros de calidad en la TPC de ALICE

La TPC de ALICE es el detector principal de reconstrucción de trayectorias. Por este motivo, todos los análisis físicos de los datos reconstruidos en el experimento están sujetos a las condiciones de funcionamiento de la misma. Periódicamente los parámetros de calibración y alineación para la TPC se van ajustando. En esta sección explicaremos los parámetros de calidad que se han usado para el análisis de datos en el caso de rayos cósmicos en ALICE. La TPC es un detector cilíndrico con un radio interno que mide 85 centímetros, y un radio externo cuya medida es de 250 centímetros y la longitud del cilindro es de 500 centímetros. Este detector contiene en su interior 90 centímetros cúbicos de  $Ne/CO_2/N_2$  para transportar electrones primarios a una distancia por arriba de 2.5 metros sobre cualquier lado del electrodo central hasta las placas laterales (ver figura 4.4)

El espacio fase que cubre la TPC en la región de pseudorapidez es de  $|\eta| < 0,9$ . Dada la luminosidad en el LHC para las colisiones de PbPb, se espera una frecuencia de interacción de 8 kHz, de las cuales el 10 % se considerarán colisiones centrales. En el diseño de la TPC se consideró una densidad de multiplicidad de partículas extrema ( $dN_{ch}/d\eta = 8000$ ), lo cual implica una aceptación en la TPC de 20,000 partículas primarias cargadas [65].

### 4.2.1. Conceptos básicos

**Cluster.** Punto en el espacio reconstruido en la TPC debido a la señal inducida por alguna partícula cargada sobre una ventana de búsqueda de 5 sensores. El máximo número de clusters por trayectoria reconstruida puede ser de 159 (esto corresponde al número de sensores por sector en la TPC).

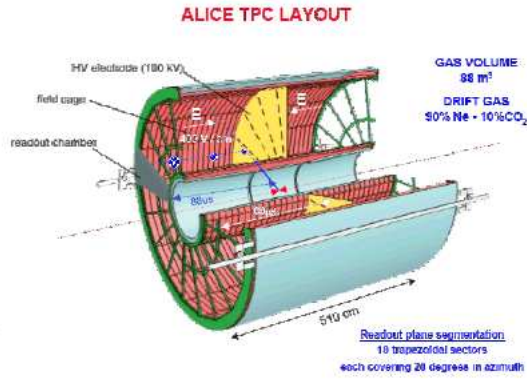


Figura 4.4: Esquema de la TPC de ALICE.

El número de clusters asignados por trayectoria reconstruida se relaciona con la longitud de la trayectoria en el sentido de que trayectorias reconstruidas con bajo momento transversal, las cuales no alcanzan el círculo exterior de la TPC, tienen un menor número de clusters asignados (ver figura 4.5, [66]).

**Clusters reconstruibles.** Corresponde al número de posibles clusters reconstruibles que geoméricamente se le pueden asignar a la trayectoria. Toma en consideración las posibles zonas que no se encuentren activas en las cámaras de sensores (incluso por el factor  $\eta$ )

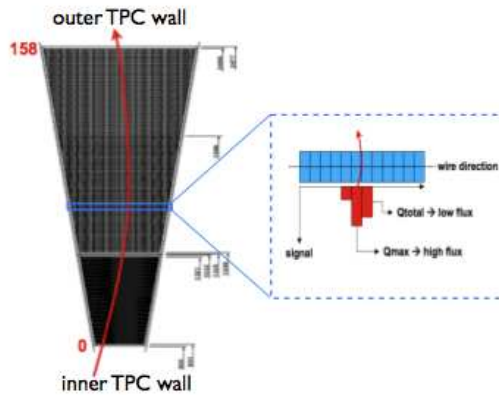


Figura 4.5: Paso de una partícula cargada a lo largo de un sector completo de la TPC.

Uno de los principales factores que incrementan el error sistemático en las mediciones durante el análisis de datos tiene su origen en la elección de criterios para seleccionar el número de clusters por trayectoria reconstruida. Basados en la experiencia acumulada del análisis de datos para 2009 y 2010, es ya conocido que la ganancia de la TPC influye directamente la

distribución de clusters reconstruidos hasta en un 30 %. Estas variaciones son reproducidas por el Monte Carlo de manera parcial. Sin embargo, la influencia de las mismas en la reconstrucción de trayectorias están entendidas en términos de:

$$\sqrt{1 - n_{miss}/n_{find}} \quad (4.3)$$

donde  $n_{miss}$  corresponde al número de clusters perdidos y  $n_{find}$  al número de clusters reconstruibles.

Para el análisis de datos, es recomendable utilizar alguna de las dos cantidades siguientes:

$$\epsilon_1 = \frac{n_{cls}}{n_{find}} \quad (4.4)$$

$$\epsilon_2 = \frac{n_{cross}}{n_{find}} \quad (4.5)$$

donde  $n_{cls}$  es al número de clusters reconstruidos por trayectoria y  $n_{cross}$  es el número de filas por las cuales ha cruzado a partícula a través de los sensores de la TPC.

El número de clusters reconstruidos por la TPC para cada trayectoria de cada partícula cargada que la atraviesa puede decrementarse debido a que la carga asignada para cada cluster se encuentra por debajo del umbral definido (por defectos de las tarjetas FEE, por ejemplo). También pueden deberse a zonas inactivas, particiones mal configuradas y decaimientos. La cantidad  $\epsilon_1$  depende del umbral digital configurado, la multiplicidad, la pérdida de la energía, la longitud de deriva y al ángulo de la trayectoria reconstruida.

La dependencia de  $\epsilon_1$  y  $\epsilon_2$  con respecto a las cantidades antes mencionadas se muestran en las figuras 4.6, 4.7, 4.8 y 4.9.

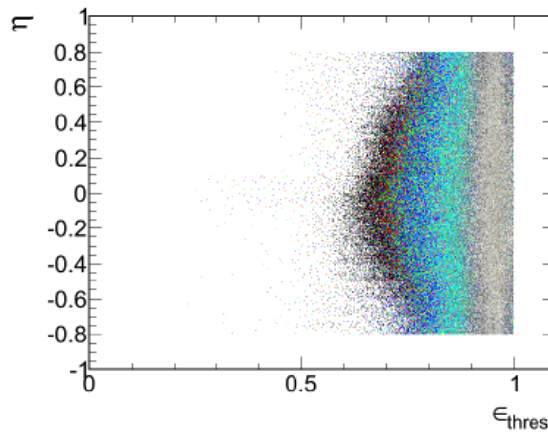


Figura 4.6:  $\epsilon_1$  vs  $\eta$ .

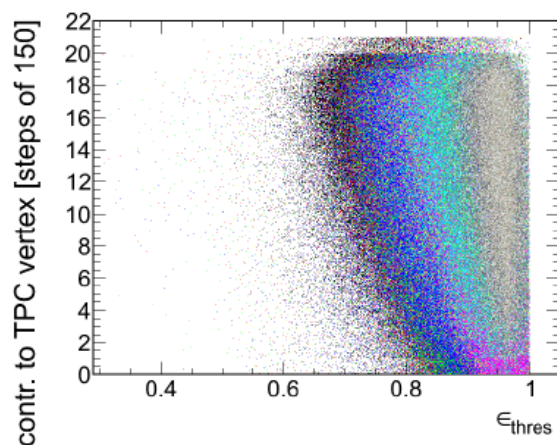


Figura 4.7:  $\epsilon_1$  vs multiplicidad.

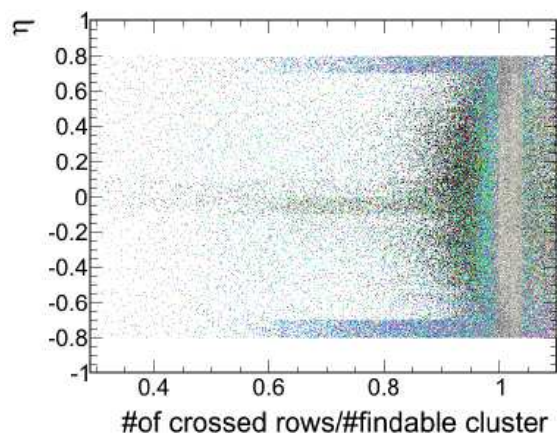


Figura 4.8:  $\epsilon_2$  vs  $\eta$ .

En el caso de las figuras 4.6 y 4.7, se muestra el comportamiento de  $\epsilon_1$  para datos de colisiones de iones pesados en el LHC (Pb-Pb) registrados en 2010 por ALICE. Los diferentes colores corresponden a diferentes valores de energía perdida. La multiplicidad está definida como el número de contribuciones para la reconstrucción del vértice por la TPC. Podemos observar que para un valor fijo de umbral, el valor de  $\epsilon_1$  puede ser determinado. Claramente, existe una dependencia respecto a la multiplicidad de trayectorias reconstruidas y  $\eta$  (figuras 4.10, 4.11).

De la discusión anterior, notamos que en el análisis de los datos reconstruidos por la TPC de ALICE podemos usar algunos de los siguientes criterios de calidad (QA):

- Número de clusters reconstruidos por la TPC.

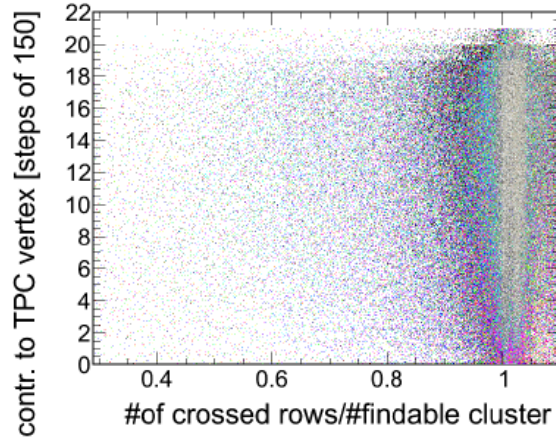


Figura 4.9:  $\epsilon_2$  vs multiplicidad

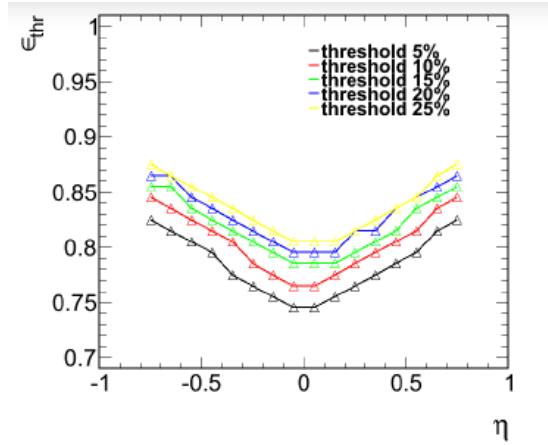


Figura 4.10:  $\epsilon_1$  vs  $\eta$  para varios valores de umbral.

- Número de cluster reconstruibles
- Número de filas atravesadas por la partícula cargada.
- Número de clusters en cada fila.
- Elementos de la matriz de covarianza.
- Combinaciones de las razones entre las cantidades discutidas anteriormente.

El grupo de la TPC, recomienda que se definan cotas en base a los parámetros enlistados. Por otra parte, utilizando  $\epsilon_1$  o  $\epsilon_2$  se encuentran cotas que mejoran bastante la calidad de las trayectorias seleccionadas para los análisis fijos. Por supuesto, la implementación y definición

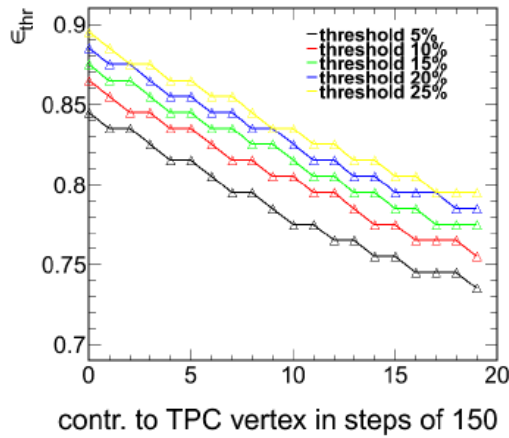


Figura 4.11:  $\epsilon_1$  vs multiplicidad para varios valores de umbral.

de los cortes depende del tipo de análisis a realizar, por ejemplo, aquellos cortes utilizados para remover trayectorias falsas no son los mismos que se recomiendan para análisis de V0's (gamma conversion, kinks, etc). Para otro tipo de análisis es recomendable fijar  $\epsilon_1 > 0,83$  [66].

En la figura 4.12 se muestra la distribución de  $\epsilon_2$  para datos experimentales (colisiones p-p en 2010) y su respectivo Monte Carlo. La distribución experimental de los datos tiene un pequeño pico por debajo de 0.9 y se incrementa en comparación con la distribución de Monte Carlo. Esto es debido a una partición perdida. Dependiendo del ángulo con el cual la trayectoria atraviesa dicha partición, los clusters asignados no son registrados.

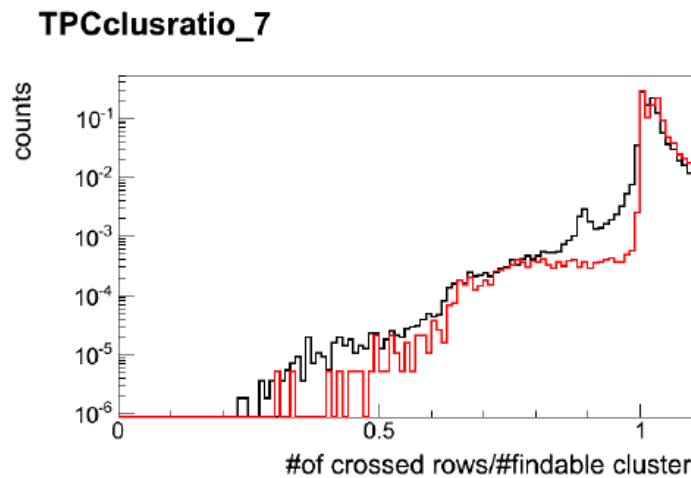


Figura 4.12:  $\epsilon_1$  vs multiplicidad para varios valores de umbral.

### 4.2.2. Criterios de calidad en cósmicos

Se discutieron brevemente los factores a considerar durante el análisis de datos en ALICE. En esta sección mostraremos el estudio adecuado para el caso de rayos cósmicos. Primero analizamos una pequeña muestra estadística (1564 eventos reales) para entender el comportamiento de la cantidad  $\epsilon_1$  para posteriormente hacer una comparación respecto a los resultados con eventos de colisiones protón-protón e iones pesados.

#### $\epsilon_1$ en la multiplicidad de muones

De acuerdo a la definición de  $\epsilon_1$  mediremos 3 cantidades: número de clusters ( $n_{cls}$ ), número de clusters reconstruibles ( $n_{find}$ ) y multiplicidad de muones reconstruidos por la TPC. En la figura 4.13 observamos el comportamiento de la razón  $n_{cls}/n_{find}$  para todos los eventos donde se encontraron muones reconstruidos por la TPC de ALICE (ver figura 4.14).

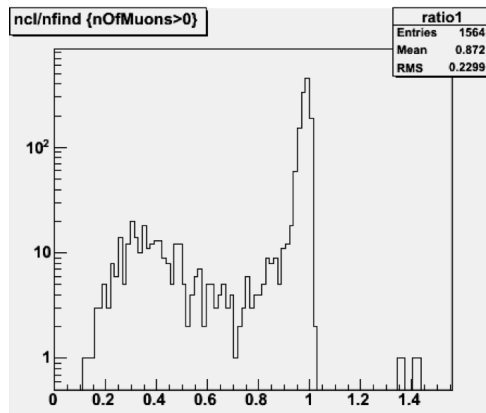


Figura 4.13: Distribución de  $\epsilon_1$  para el análisis de rayos cósmicos sin haz circulando en el LHC.

Claramente notamos que la calidad de las trayectorias se incrementa para valores  $\epsilon_1 > 0,9$  (de acuerdo con [66] este es un valor adecuado para eventos de colisiones). Si aplicamos el corte sugerido por la gráfica de la figura 4.13 notamos que se pierden una gran cantidad de eventos previamente reconstruidos e identificados para muones (figura 4.15).

Ahora, si aplicamos un corte para  $\epsilon_1 > 0,5$  notamos que se recuperan gran parte de los eventos, ver figura 4.16

De la figura 4.13, notamos que existen trayectorias reconstruidas en la región de  $0,2 < \epsilon_1 < 0,5$ ; para valores de  $\epsilon_1$  en dicho intervalo, logramos recuperar los eventos de alta multiplicidad de muones (figura 4.17).

En base al análisis realizado notamos lo siguiente:



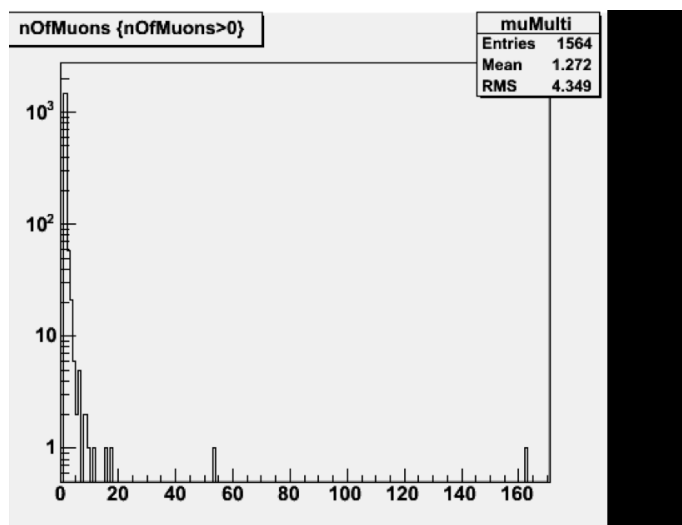


Figura 4.14: Multiplicidad de  $\mu$  reconstruidos por la TPC de ALICE.

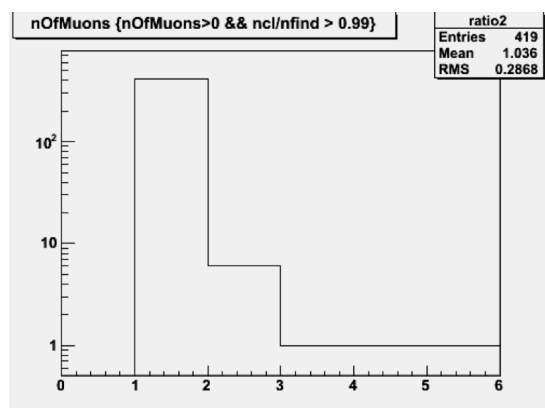


Figura 4.15: Multiplicidad de  $\mu$  reconstruidos por la TPC de ALICE para  $\epsilon_1 > 0,9$ .

- Un número considerable de trayectorias reconstruidas por la TPC son de baja calidad para eventos con alta multiplicidad.
- La calidad de las trayectorias es inversamente proporcional el número de las mismas reconstruidas por la TPC.
- $\epsilon_1$  es un factor determinante en la elección de trayectorias durante el análisis de datos.
- $0,2 < \epsilon_1 < 0,5$  debe considerarse para eventos con alta multiplicidad de trayectorias ( $> 200$ ).
- $\epsilon_1 > 0,5$  debe considerarse para eventos con baja multiplicidad de trayectorias ( $< 50$ ).

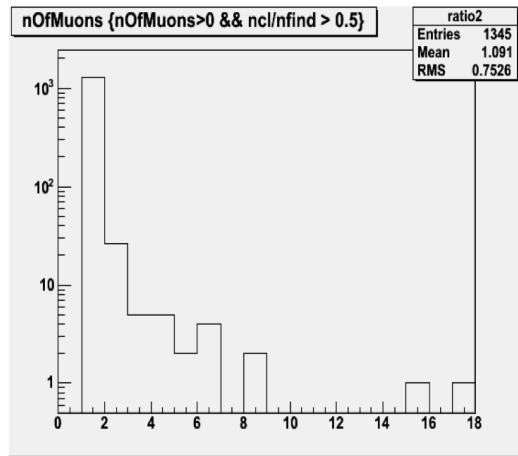


Figura 4.16: Multiplicidad de  $\mu$  reconstruidos por la TPC de ALICE para  $\epsilon_1 > 0,5$ .

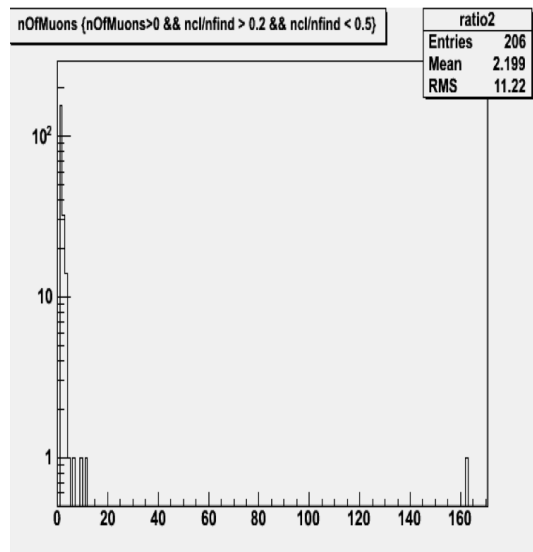


Figura 4.17: Multiplicidad de  $\mu$  reconstruidos por la TPC de ALICE para  $0,2 < \epsilon_1 < 0,5$ .

Los diferentes valores que se pueden elegir para  $\epsilon_1$  también dependerán del tipo de análisis físico implementado. En nuestro caso tenemos dos: estudio de la multiplicidad de muones que llegan al sitio de detección de ALICE (P2-LHC), y la medida de la razón  $\mu^+/\mu^-$ .

#### $\epsilon_1$ en la medida de $\mu^+/\mu^-$

Aplicando el mismo método aplicado en el análisis de la sección anterior, en la figura 4.18 mostramos el comportamiento de  $\epsilon_1$  durante el análisis que permite la medición de la razón  $\mu^+/\mu^-$ .

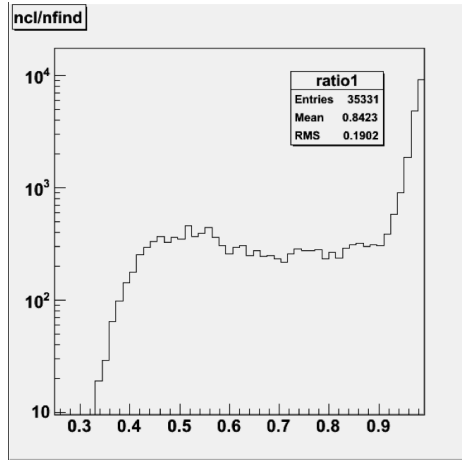


Figura 4.18:  $\epsilon_1$  para el análisis de la razón  $\mu^+/\mu^-$ .

Para la misma muestra que consideramos anteriormente, se midió la razón  $\mu^+/\mu^-$  (figura 4.19).

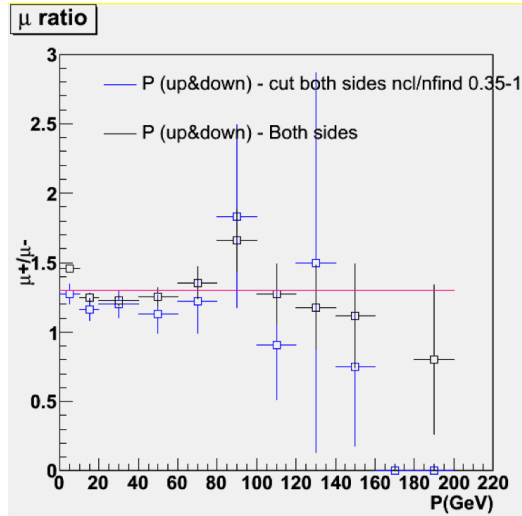


Figura 4.19: Razón  $\mu^+/\mu^-$  para valores de  $0,35 < \epsilon_1 < 1$ . Los cuadros azules muestran el resultado después de la implementación de  $\epsilon_1$ . Los cuadros negros muestran el resultado reportado previamente.

Las trayectorias con bajo momento (10 GeV/c), valores de  $0,35 < \epsilon_1 < 1$  mejoran la medición respecto a los resultados anteriores que se han mostrado para el experimento ALICE.

Se ha discutido en esta sección el comportamiento de la distribución para  $\epsilon_1$ , para eventos de colisión (p-p y Pb-Pb) y eventos de rayos cósmicos. El siguiente paso es comparar los valores de  $\epsilon_1$  entre los diferentes análisis en ALICE.

El resultado del análisis realizado en CAF y la GRID para  $\epsilon_1$  se muestra en la figura 4.20.

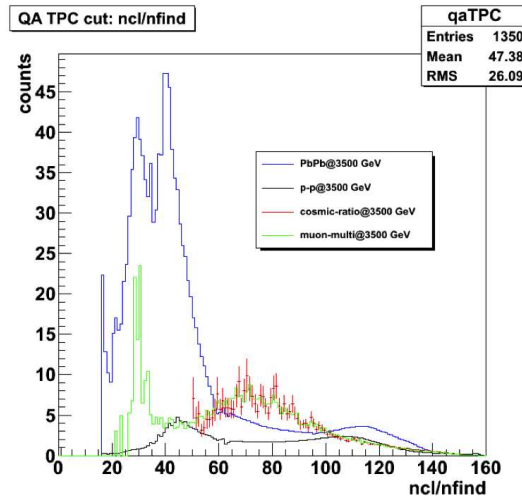


Figura 4.20: Histograma para  $\epsilon_1$  para los diferentes análisis. En azul se muestra el resultado para colisiones PbPb, en negro para colisiones protón-protón ambas a 3500 GeV. Las líneas verdes y rojas muestran el resultado para eventos de rayos cósmicos.

El análisis implementado en datos de eventos de colisión fue estándar (sin alguna consideración física importante). Para el caso de rayos cósmicos consideramos varios cortes adicionales de calidad que se han discutido anteriormente (carga reconstruida, número de clusters,  $\chi^2$ , etc.)

La medición de la razón  $\mu^+/\mu^-$  ha mejorado considerablemente para valores de momento menores a 10 GeV/c (figura 4.21). Conforme el momento se incrementa,  $\epsilon_1$  decrementa demasiado la estadística.

Implementando el estudio discutido en esta sección al análisis realizado anteriormente, podemos mejorar sustancialmente la medición de la razón  $\mu^+/\mu^-$  (figura 4.22) y compararla con los resultados reportados por la colaboración CMS [69].

### 4.3. Reconstrucción de muones atmosféricos

Como se ha mencionado anteriormente, el experimento ALICE - LHC está diseñado explícitamente para el estudio de colisiones entre iones pesados; por lo tanto, los algoritmos de reconstrucción de trayectorias de sus principales sistemas de detección, como la TPC [67], se han optimizado de acuerdo a la topología de estos eventos (ver figura 4.23).

Para el estudio de muones atmosféricos es necesario adaptar y mejorar estos métodos directamente sobre los datos de las trayectorias reconstruidas por la TPC de ALICE, como se discute en la siguiente sub sección.

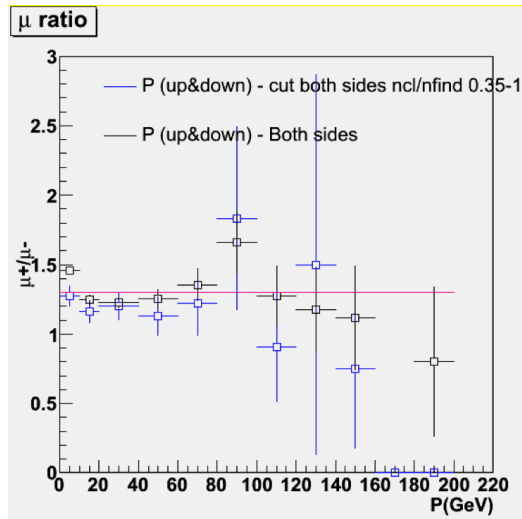


Figura 4.21: Medida de la razón  $\mu^+/\mu^-$  con la implementación de  $\epsilon_1$  para una muestra estadística más grande ( $10^6$  eventos).

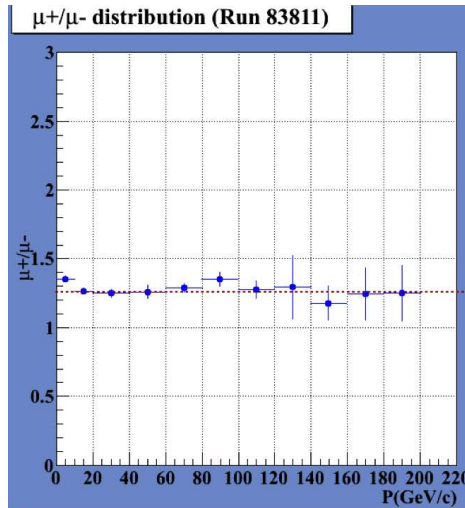


Figura 4.22: Medida de la razón  $\mu^+/\mu^-$  con la implementación de  $\epsilon_1$  para una muestra estadística más grande ( $10^6$  eventos) y con el estudio previo.

#### 4.3.1. Trayectorias reconstruidas por la TPC

Los muones atmosféricos que cruzan al experimento, son reconstruidos principalmente por la TPC. Ya que este detector fue diseñado para la reconstrucción de trayectorias en eventos de colisiones centrales p-p o Pb-Pb, usualmente por partícula cargada se reconstruyen dos trayectorias, una en la parte superior del cilindro y otra en la parte inferior (ver figura 4.24).

Para el análisis de estos eventos, se escribió un algoritmo que permita la identificación de

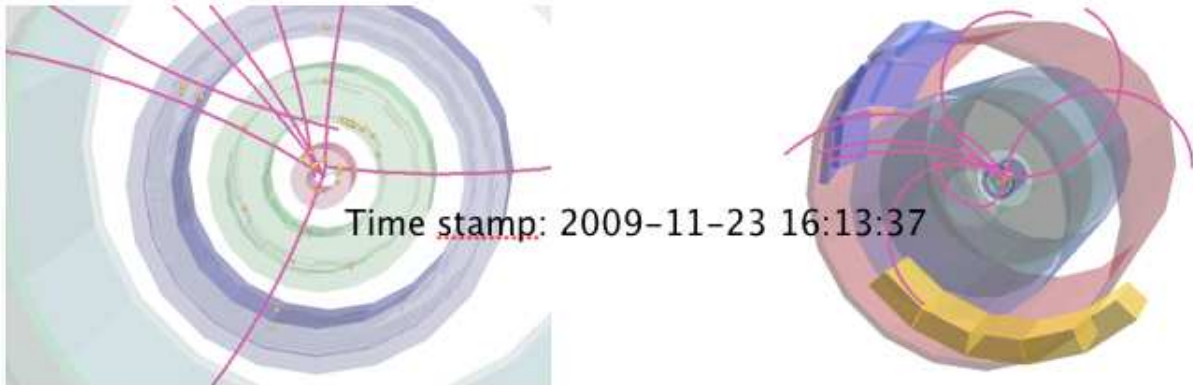


Figura 4.23: Visualización de uno de los primeros eventos de colisión p-p registrados por el experimento ALICE. Reconstrucción de trayectorias por el sistema interno de trayectorias (izquierda) y por la TPC (derecha).

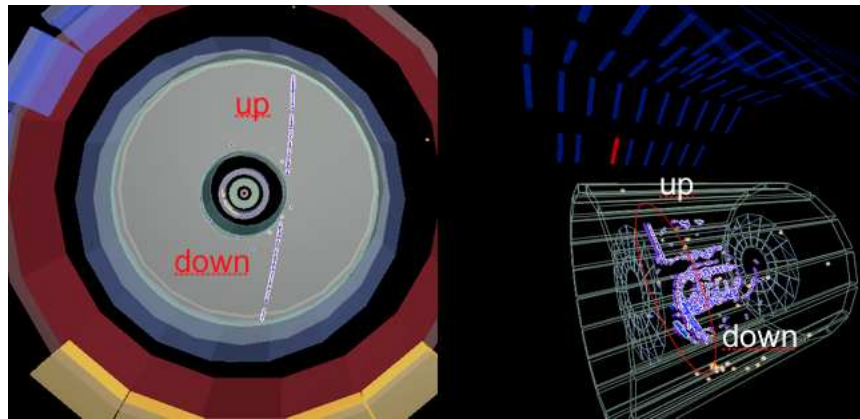


Figura 4.24: La TPC reconstruye dos trayectorias para un muón que la cruza disparado por TOF (izquierda) y por ACORDE (derecha).

los muones que arriban al sitio de detección de ALICE.

#### 4.3.2. Análisis de los datos reconstruidos: *multiplicidad de $\mu$*

Los datos analizados corresponden a la muestra tomada en los años 2009, 2010, 2011 y 2012. Se seleccionaron aquellas sesiones de toma de datos donde estuvo presente un campo magnético de 0.5 Teslas. Los datos mostrados en esta sección corresponden a 2.5 días efectivos colectados en 2009. Los eventos recolectados se pueden dividir en dos categorías: muones

atmosféricos y eventos de interacción  $\mu - Fe^1$ , ver figura 4.25.

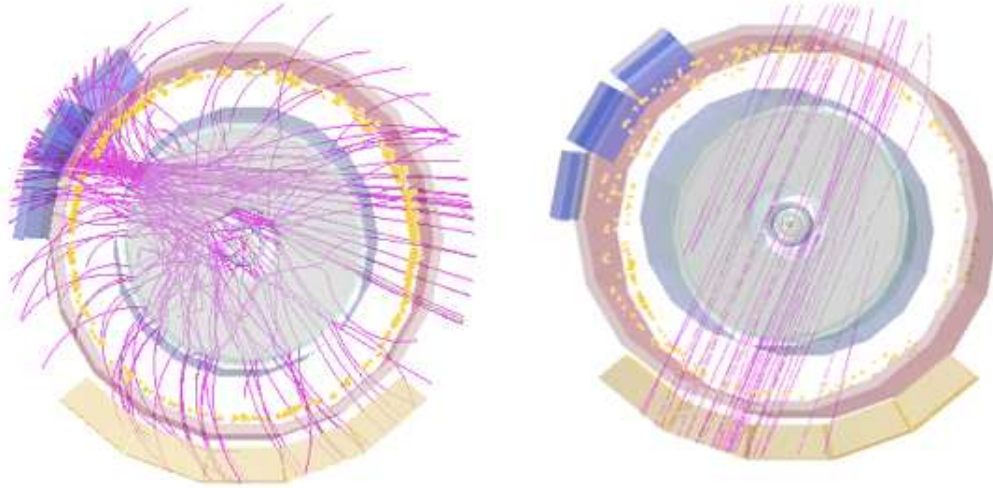


Figura 4.25: Visualización de un evento típico de muones atmosféricos; la mayoría de las trayectorias son paralelas entre sí (izquierda). Evento típico de interacción  $\mu - Fe$  (derecha); se alcanza a notar la ubicación del vértice primario.

La selección de los eventos para analizar se basa en la topología reconstruida por la TPC de los mismos. Como es de esperarse, la mayoría de las trayectorias reconstruidas en este tipo de eventos deben ser paralelas entre sí, entonces, la primera tarea es identificar a la trayectoria que tenga el mayor número de trayectorias paralelas respecto a ellas. Posteriormente, debemos considerar el número de puntos que se encuentran en alguna región del espacio por cada trayectoria (clusters) para así estimar la dirección y distancia entre ellas.

Sea  $\Delta dist$  la distancia de separación entre las diferentes trayectorias,  $\Delta\theta$  al ángulo existente entre ellas (figura 4.26),  $p$  el momento y  $cls$  el número de clusters por cada trayectoria. Los cortes de calidad aplicados son:

- $p > 0,5 \text{ GeV}/c$ : con esto excluimos del análisis a aquellas trayectorias de baja calidad que no contribuirán significativamente a la identificación de trayectorias paralelas.
- $\Delta dist < 3 \text{ cms}$ : la distancia entre cada par de trayectorias debe ser menor a 3 cms. para ser consideradas como la misma para una partícula cargada.
- $\cos(\Delta\theta) > 0,990$ : el ángulo entre ambas trayectorias no debe ser aproximadamente de  $180^\circ$ .

<sup>1</sup>Los muones atmosféricos pueden tener algún tipo de interacción con los átomos del hierro que componen al magneto

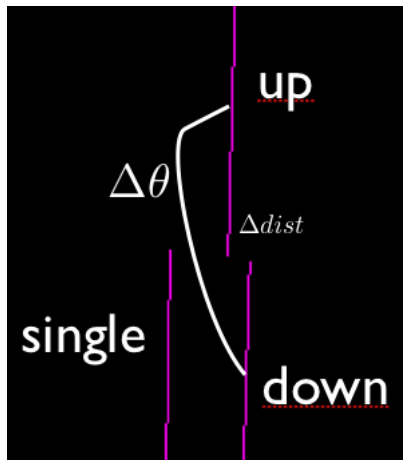


Figura 4.26: Se muestra la reconstrucción de dos trayectorias por muon que atraviesa la TPC de ALICE.

- $cls > 50$  para trayectorias solitarias: se espera que este tipo de trayectorias atraviesen al menos el 40 % del área transversal de la TPC.
- $cls > 30$  para cada par de trayectorias correspondientes entre sí: cuando la multiplicidad de partículas es alta, se espera que este tipo de trayectorias atraviesen al menos el 20 % de la sección transversal de la TPC.

Los cotas consideradas para cada corte pueden variar en caso de que exista un cambio importante en los parámetros existentes en la base de datos para la TPC que fueron usados en la reconstrucción. En el caso especial del número de clusters, la cota usada cambia cuando deseamos medir la razón  $\mu^+/\mu^-$  respecto al momento  $P$ .

- $cls > 50$

Con el algoritmo propuesto, en principio se pueden hacer dos mediciones específicas: la medición del flujo de muones y la medición del cociente  $\mu^+/\mu^-$ .

Para el primer caso hemos considerado una muestra experimental efectiva de 3.8 días (considerando 2009 y 2010). Para poco más de 8 millones de eventos, la TPC ha sido capaz de reconstruir al menos una trayectoria (ver figura 4.25), inclusive, apreciamos eventos con más de 100 trayectorias reconstruidas.

A pesar de que existen eventos con un gran número de trayectorias reconstruidas, estos no corresponden a los eventos que deseamos analizar. Como se ha mencionado, corresponden a eventos de interacción  $\mu - Fe$ . Por tal razón, debemos añadir unos cortes de calidad extra para descartar a la información de los mismos.

Dada la topología para eventos de interacción, se consideraron las siguientes cantidades para su exclusión:



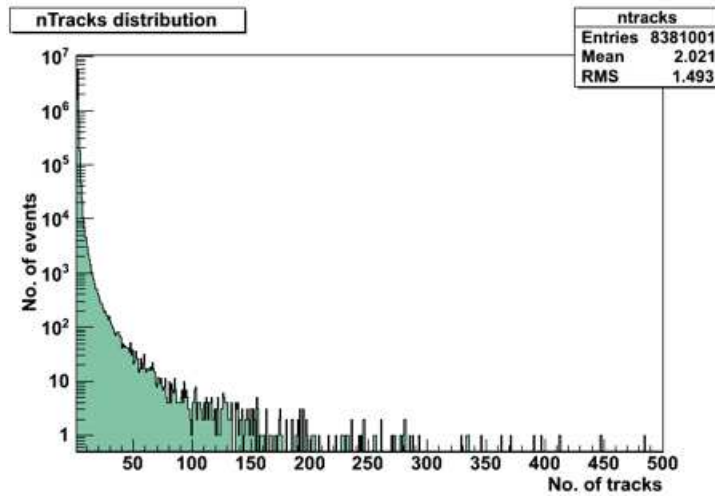


Figura 4.27: Multiplicidad de trayectorias reconstruidas por la TPC. Existen eventos con un gran número de trayectorias.

- $mean_{dist} > 47 \text{ cms}$ : la distancia entre cada par de trayectorias se espera que sea grande comparada con eventos de multi-muones.
- $nTracks/nMuons > 2,3$ : debido a la topología de las trayectorias reconstruidas, en promedio la TPC reconstruye el 50 % de las mismas como partículas cargadas.

donde  $mean_{dist}$  es la distancia promedio de todas las trayectorias respecto a la trayectoria con el mayor número de paralelas,  $nTracks$  es el número de trayectorias reconstruidas por la TPC en cada evento y  $nMuons$  es el número de muones identificados por nuestro algoritmo. En la figura 4.28, los puntos rojos representan a los eventos con una multiplicidad de muones mayor a 6 y los puntos azules representan a los eventos de interacción  $\mu - Fe$  que no serán considerados en nuestro análisis. Para eventos con una multiplicidad de muones menor o igual a 6, no existe confusión respecto a los de interacción.

Ya que hemos logrado identificar únicamente a los eventos de muones atmosféricos (tanto para alta como baja multiplicidad), se obtuvo la distribución de multiplicidad de los mismos en los datos considerados. En la figura 4.29, se observa que aquellos eventos con una gran multiplicidad de trayectorias reconstruidas corresponden a eventos de interacción; además, logramos identificar eventos con un número de muones hasta 54.

Los detectores usados como sistema de disparo para muones atmosféricos son capaces de cubrir gran parte de la distribución de multiplicidad de los mismos (figura 4.29 derecha). Para estos eventos, el sistema de disparo *TOF-cosmic* y *ACORDE* en sus versiones son muy útiles. En la figura 4.30, se muestra una visualización del evento con mayor multiplicidad de muones

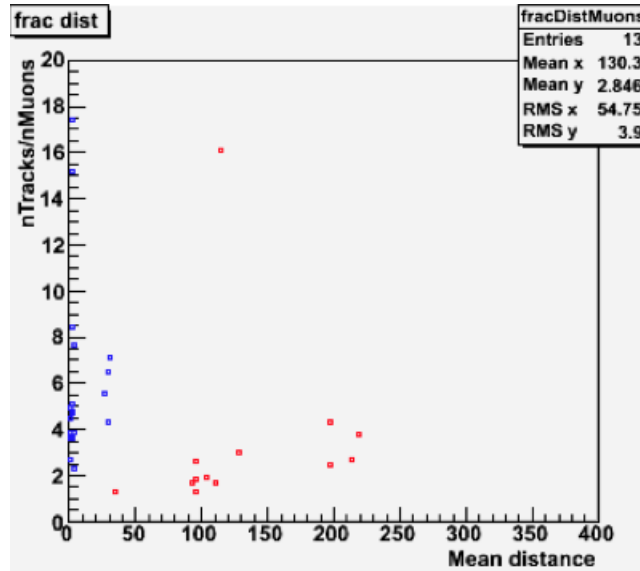


Figura 4.28: Razón del número de trayectorias reconstruidas y muones identificados respecto a la distancia promedio de las mismas.

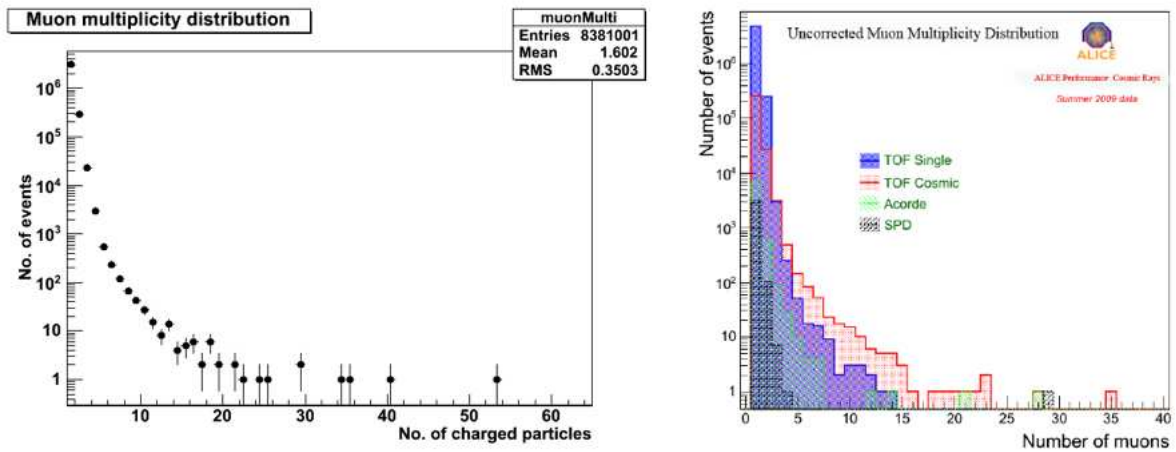


Figura 4.29: Multiplicidad de muones en toda la muestra de datos (izquierda) y multiplicidad de muones dependiente del sistema de disparo solo para datos de 2009 (derecha).

disparado por el detector ACORDE.

La distribución mostrada en la figura 4.29 es usada por los experimentos bajo tierra como una herramienta que permite extraer la información referente a la composición del rayo cósmico primario. El siguiente paso de este trabajo es hacer una corrección a la curva experimental mediante estudios de Monte Carlo para los casos en que la partícula primaria es un

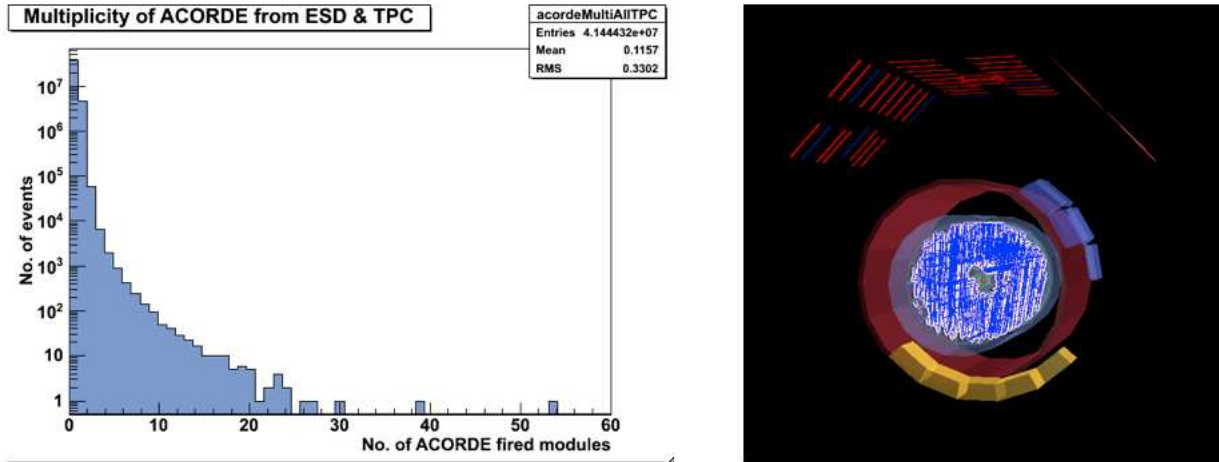


Figura 4.30: Multiplicidad de módulos impactados de ACORDE en eventos donde existe al menos una trayectoria reconstruida por la TPC (izquierda). Se aprecia que hubo un evento donde fueron impactados 55 módulos al mismo tiempo (91.6 %) de todo el detector. Visualización del evento (derecha). En rojo se muestran los módulos impactados y en azul los clusters por trayectoria en la TPC.

protón o bien un núcleo de hierro. Preliminarmente, podemos comparar a dicha distribución, con la multiplicidad de muones esperada (ver figura 3.13). Falta estimar esta curva con una simulación que sea comparativa con la muestra experimental que tenemos.

Aprovechando la presencia del campo magnético, se puede estimar la medición del momento de cada muón (y con esto, la dirección también), esta medida usualmente no es hecha por los detectores bajo tierra de rayos cósmicos. En la figura 4.31, se muestran las distribuciones angulares respecto al sistema de referencia de ALICE; ambas variables angulares son útiles para discernir entre los diferentes rayos cósmicos primarios [70].

La existente correlación entre la multiplicidad de muones por evento y el momento promedio de cada uno puede ser un primer paso hacia la identificación del rayo cósmico primario. De los estudios de simulación, sabemos que poco más del 70 % de los muones que llegan al sitio de detección de ALICE poseen un momento al menos de 100 GeV/c [60], de tal forma que buscamos medir el momento de estas partículas con una buena resolución a estas energías.

Ya que la TPC está optimizada para la medición del momento de partículas cargadas del orden de 10 GeV/c (ver figura 4.32, [61]), es necesario hacer un estudio del funcionamiento de la TPC para valores de momento mayores.

Como primera tarea, intentamos estimar la resolución en la reconstrucción del momento usando datos reales. Los eventos que seleccionaremos corresponden únicamente a los datos registrados por el experimento en 2009 (2.5 días efectivos) y a aquellos eventos donde única-

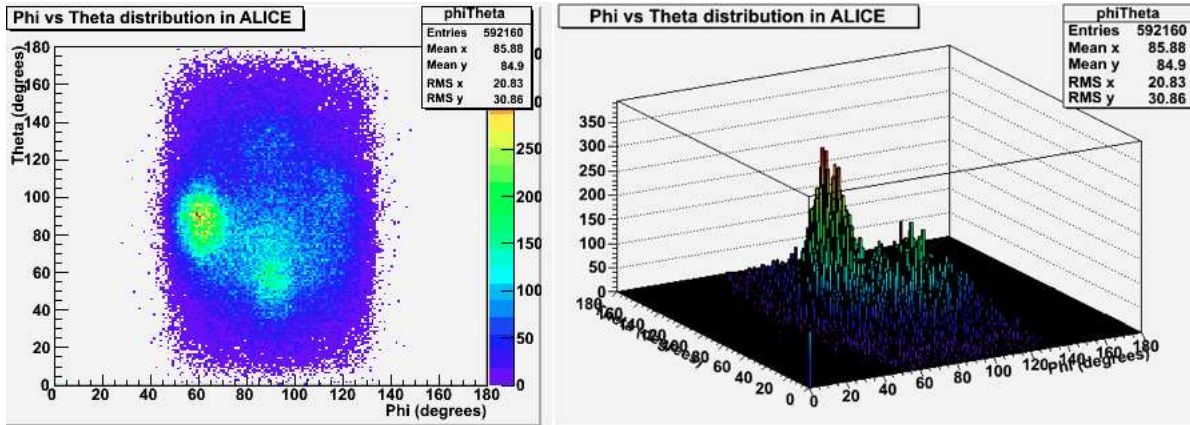


Figura 4.31: Distribución de  $\theta$  vs  $\phi$  en el sistema de referencia de ALICE. Se aprecia claramente el efecto de los túneles que conforman a la caverna del experimento.

mente existen dos trayectorias reconstruidas por la TPC (esto con el fin de correlacionar la información de cada par de trayectorias para mejorar la eficiencia de reconstrucción).

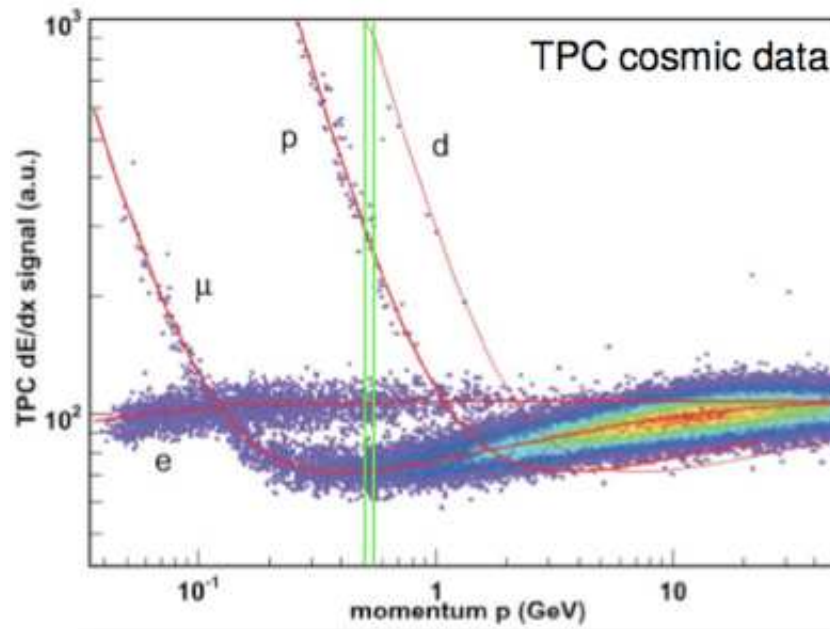


Figura 4.32: Gráfica de  $dE/dx$  respecto a la medición del momento  $p$  por la TPC. Existe una buena identificación de partículas para valores de momento menores a 10 GeV/c.

Sean  $p_u$ ,  $\sigma_u$ ,  $p_d$  y  $\sigma_d$  los valores de momento y sus errores medidos para las trayectorias *up* y *down* respectivamente (figura 4.26).

Con estas medidas, se definieron dos variables para evaluar al momento de los muones:

$$p_{mean} = \frac{p_u + p_d}{2} \quad (4.6)$$

$$p_{weight} = \sqrt{\frac{\sigma_u^2}{\sigma_u^2 + \sigma_d^2}} p_u + \sqrt{\frac{\sigma_d^2}{\sigma_u^2 + \sigma_d^2}} p_d \quad (4.7)$$

donde  $p_{mean}$  es el promedio estándar entre ambas cantidades y  $p_{weight}$  es el momento pesado (o ponderado) de la medición incluyendo sus errores. Más aún, si verificamos la correlación existente entre las mediciones de  $p_u$  y  $p_d$  ( $\chi^2$ ) para  $\mu^+$  y  $\mu^-$  en los sectores A y C de la TPC, observamos que la resolución en la reconstrucción del momento se pierde conforme el rango se incrementa (figura 4.33).

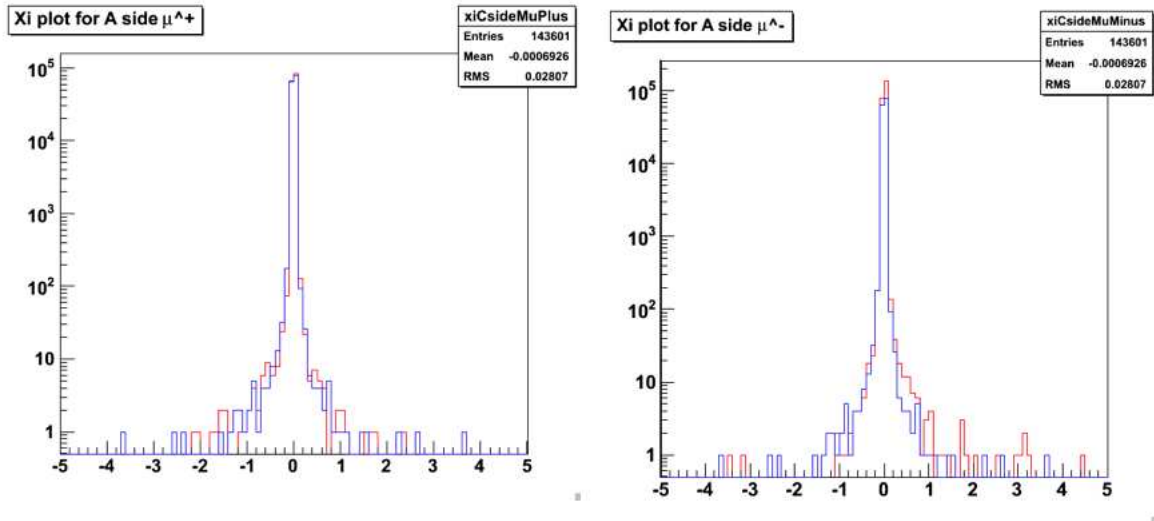


Figura 4.33:  $\chi^2$  para el lado A (azul) y C (rojo) de la TPC. Se muestra para  $\mu^+$  (izquierda) y  $\mu^-$  (derecha).

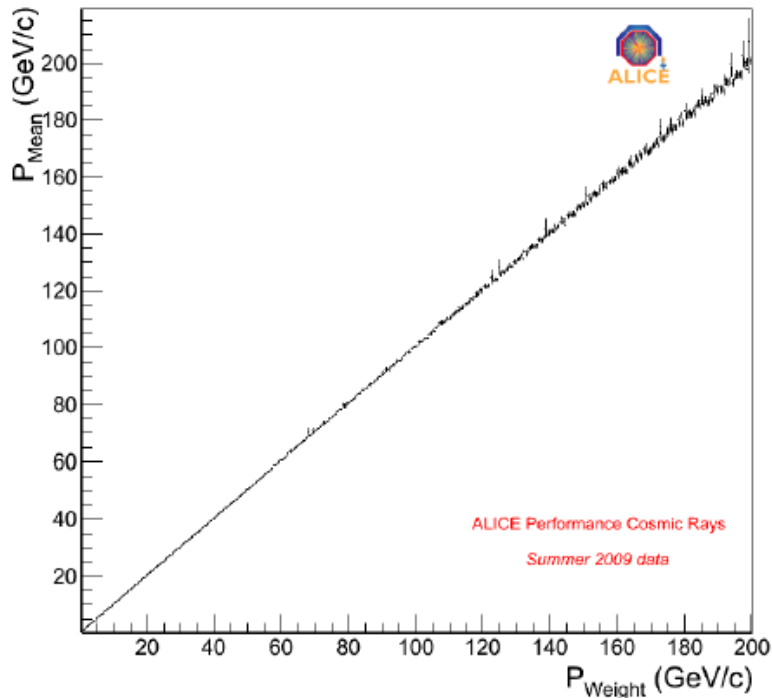
La correlación entre estas dos cantidades muestra su equivalencia en la figura 4.34, así que elegimos  $p_{weight}$  como la medida del momento para aquellos muones que se identifican usando exclusivamente a dos trayectorias reconstruidas por la TPC y calculamos su resolución.

Para estimar la resolución en la reconstrucción del momento ( $R$ ) a diferentes energías usando datos experimentales definimos:

$$R = \frac{1/pt_u - 1/pt_d}{0,5(1/pt_u + 1/pt_d)} \quad (4.8)$$

donde  $pt_u$  y  $pt_d$  son el momento transversal medido para la trayectoria *up* y *down* respectivamente.

Como se puede apreciar, la resolución depende del momento transversal reconstruido para


 Figura 4.34: Correlación entre  $p_{mean}$  y  $p_{weight}$ .

cada trayectoria, ya que esta cantidad es proporcional a la curvatura de la trayectoria y su densidad de probabilidad es una función de tipo Gaussiana. La resolución está dada por el ancho de la Gaussiana de la variable  $R$  para diferentes intervalos de momento ( $p_{weight}$ ). Los resultados de esta medición con datos experimentales se muestran en la figura 4.35.

El error es constante y la resolución se incrementa como función de  $p$  alcanzando el valor de 50 % para valores  $p \approx 100$  GeV/c.

Para mejorar esta resolución, se tiene que usar la longitud total de ambas trayectorias, y realizar una aproximación de dicha longitud para medir el momento. Se ha observado mediante simulaciones que este procedimiento es equivalente a usar la matriz de covarianza de cada una de las trayectorias para de ahí calcular el momento covariante ( $p_{cov}$ ). Encontramos una mejora en la resolución por un factor de 2 en todo el rango de momento estudiado, de tal forma que para  $p_{cov} = 100$  GeV/c, la resolución estimada es entre 25 % y 30 %. Para futuros estudios, esta resolución debe incrementarse directamente de una mejor calibración de la TPC al mismo tiempo de una mejora en nuestro algoritmo de reconstrucción. En la figura 4.36, se muestra una distribución de momento (no corregida por Monte Carlo) para muones con una dirección zenital entre  $0^\circ$  y  $20^\circ$  (muones verticales) donde se observa que para muones atmosféricos *verticales* la reconstrucción del momento tiene una buena resolución hasta 100 GeV/c (ver

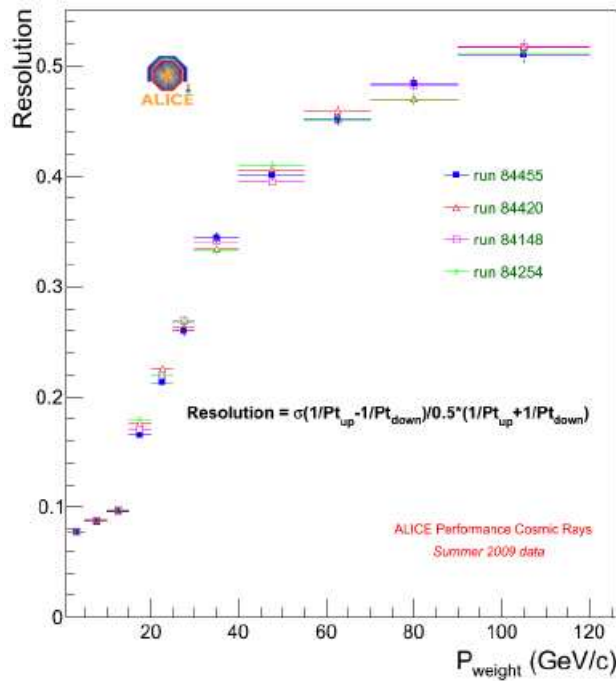


Figura 4.35: Resolución en la medición del momento.

figura 4.34)

#### 4.3.3. Análisis de los datos reconstruidos: la razón $\mu^+/\mu^-$ ( $R_\mu$ )

La razón  $\mu^+/\mu^-$  ( $R_\mu$ ) es el resultado del cociente entre el número de muones con carga positiva respecto al número de muones con carga negativa que arriban a la superficie de la Tierra. Estos muones son producto de las interacciones de rayos cósmicos primarios ultra energéticos con los núcleos de aire en la atmósfera. La magnitud de  $R_\mu$  tiene fuerte dependencia con el momento de los muones, el cual está determinado por la producción y la sección eficaz de interacción de los mesones (principalmente piones y kaones), y por sus longitudes de decaimiento. Ya que la mayoría de los rayos cósmicos primarios y los núcleos con los cuales interaccionan poseen carga positiva, la producción de mesones con dicha carga es favorecida, por esta razón es de esperarse que el número de muones con carga positiva sea mayor al número de muones con carga negativa. Hasta 200 GeV/c,  $R_\mu$  ha sido reportada como constante [68].

La medición de  $R_\mu$  puede ser usada para mejorar los modelos de interacción hadrónica y entonces predecir de mejor manera el flujo de neutrinos atmosféricos.

En este caso, añadimos los siguientes variables para aplicar cortes extra de calidad:

- $p_{range}$



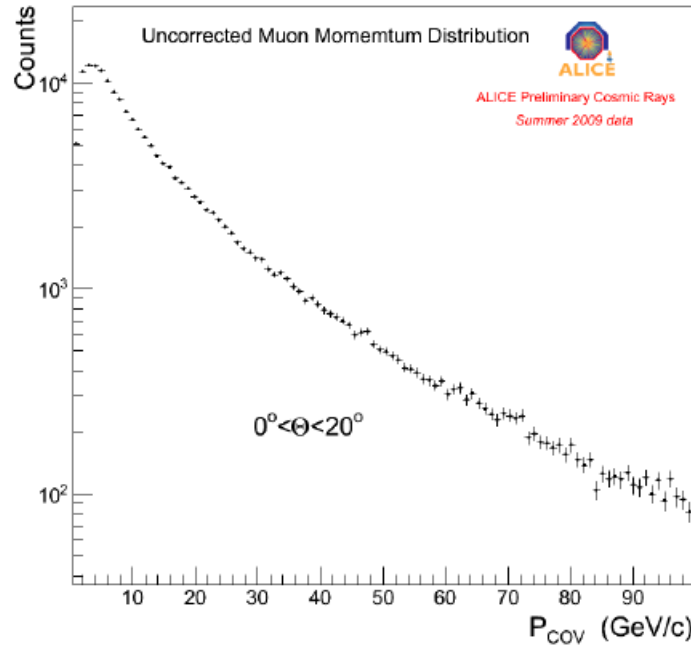


Figura 4.36: Distribución de momento para muones verticales (no corregida).

■  $\theta_v$

donde  $p_{range}$  es el rango de momento a considerar y  $\theta_v$  es el ángulo zenital.

Para hacer una primera medición de la razón  $\mu^+/\mu^-$ , fijamos los valores  $|p_{range}| < 200 \text{ GeV}/c$ ,  $|\theta_v| < 20^\circ$  y  $cls < 50$  o ( $cls < 100$ ). El resultado se muestra en la figura 4.37.

De manera notable, y basándonos en la discusión previa respecto a la resolución del momento, claramente se aprecia un error sistemático en la TPC para valores cercanos de 200 GeV/c conforme el número de clusters se incrementa; los puntos azules representan la medición obtenida en el lado A de la TPC, los puntos rojos representan la reconstrucción en el lado C y los puntos negros representan el valor medido después de usar al momento covariante.

$$R = \frac{q/pt_u - q/pt_d}{0,5(q/pt_u + q/pt_d)} \quad (4.9)$$

donde se ha introducido el valor de la carga ( $q$ ) reconstruida por la TPC. Esto se debe al error que tiene la TPC de ALICE en la reconstrucción de la carga para  $cls < 50$  (ver figura 4.38) y  $cls < 100$  (figura 4.39).  $pt_u$  y  $pt_d$  representan al momento transverso reconstruido para la traza *up* y *down* respectivamente.

Con los resultados mostrados en las figuras 4.38 y 4.39, fijamos el valor de  $cls < 50$ . La comparación de nuestros resultados con los obtenidos recientemente por el experimento CMS



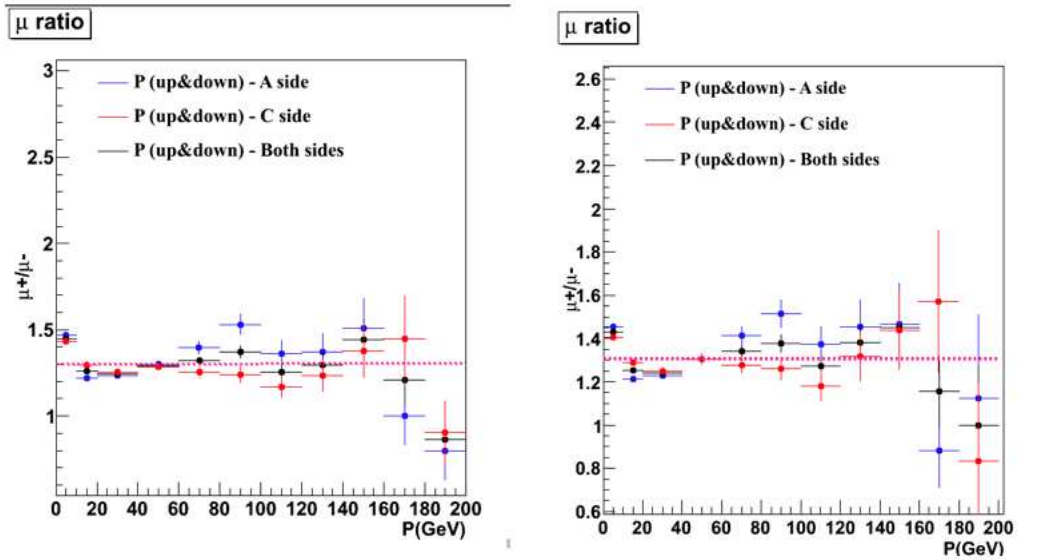


Figura 4.37: Razón  $\mu^+/\mu^-$  para dos casos:  $cls < 50$  (izquierda) y  $cls < 100$  (derecha).

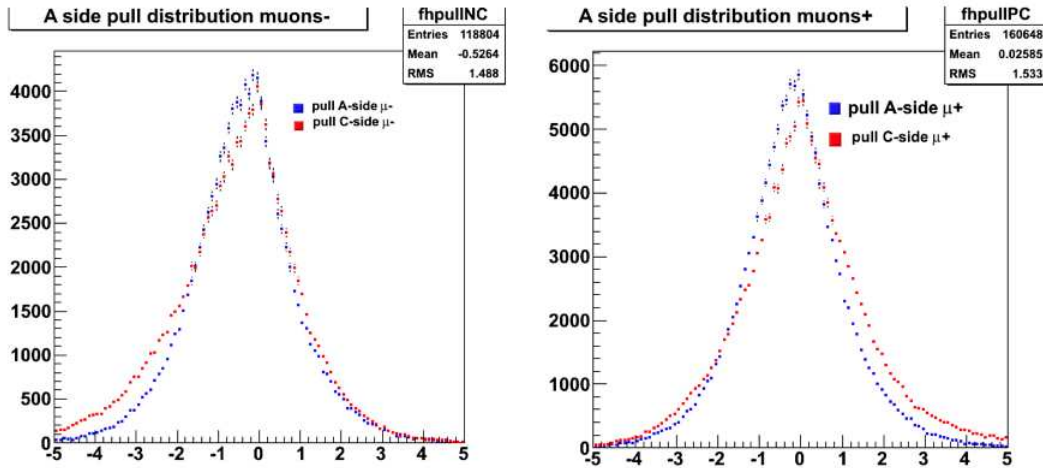


Figura 4.38:  $\chi^2$  modificada para identificar la resolución en la reconstrucción de la carga para  $\mu^-$  (izquierda) y  $\mu^+$  (derecha) con  $cls < 50$ .

[69] se observan en la figura 4.40

Claramente se nota una mejor resolución en los detectores de CMS para la reconstrucción del momento. Los resultados que hemos obtenido para el experimento ALICE son competitivos para valores de momento del orden de  $10^2$  GeV/c. Para valores mayores los resultados de ALICE presentan errores grandes que no permiten hacer una comparación directa. En un futuro tal vez con más estadística y un estudio más detallado de los errores sistemáticos en

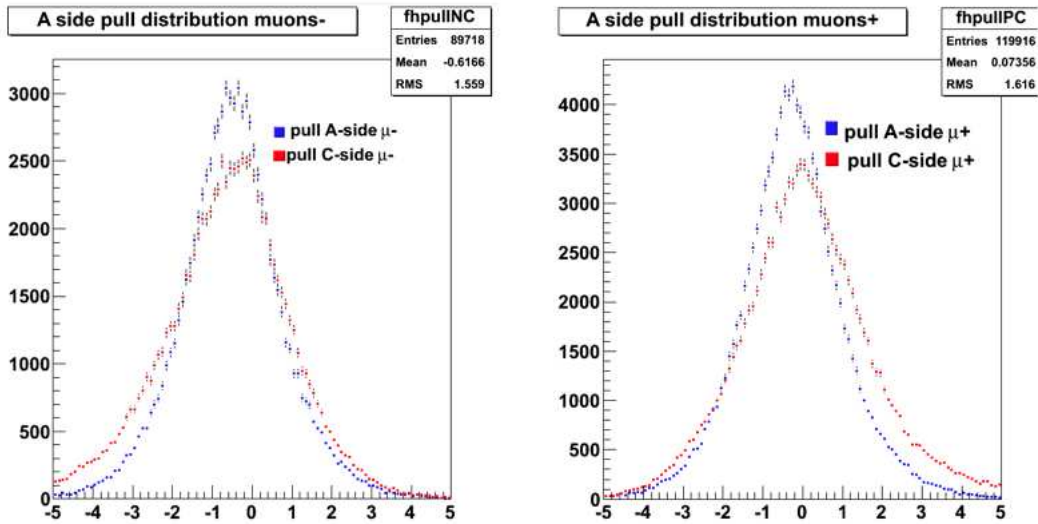


Figura 4.39:  $\chi^2$  modificada para identificar la resolución en la reconstrucción de la carga para  $\mu^-$  (izquierda) y  $\mu^+$  (derecha) con  $cls < 100$ .

la reconstrucción de trayectorias por la TPC se podrían mejorar.

#### 4.4. Análisis de los datos de 2010 y 2011

En esta sección, se presentan los resultados del análisis de los datos colectados en el año 2010 y 2011 en el experimento ALICE - LHC. Estos resultados son obtenidos en base a los procedimientos discutidos en la sección anterior para los dos tipos de análisis: *multiplicidad de muones atmosféricos* y la medición de  $R_\mu$ . El tiempo efectivo de toma de datos es de 19 días distribuidos en siete periodos de toma de datos: LHC10a, LHC10b, LHC11a, LHC11b, LHC11c, LHC11d y LHC11e. En el año 2010 el tiempo efectivo de toma de datos fue de 5.8 días y en 2011 de 13.2 días.

Durante 2010 y 2011, se implementaron 37 diferentes combinaciones de disparo para coleccionar datos de muones atmosféricos. Como se ha mencionado anteriormente, los sistemas de disparo principales fueron dados por los detectores ACORDE y TOF. Adicionalmente, se incluyeron los sistemas de disparo de los detectores EMCAL, TRD y SPD. En la figura 4.41 se muestra el número de eventos registrados por cada una de las diferentes combinaciones en sesiones de toma de datos de rayos cósmicos.

Los cuadros rojos representan a los eventos disparados cuando al menos se ha reconstruido alguna trayectoria por la TPC. Los triángulos azules indican el número efectivo de eventos con muones atmosféricos reconstruidos y los triángulos púrpuras muestran el número de eventos de interacción entre muones atmosféricos y algún núcleo de hierro ( $\mu + Fe$ ). El número total

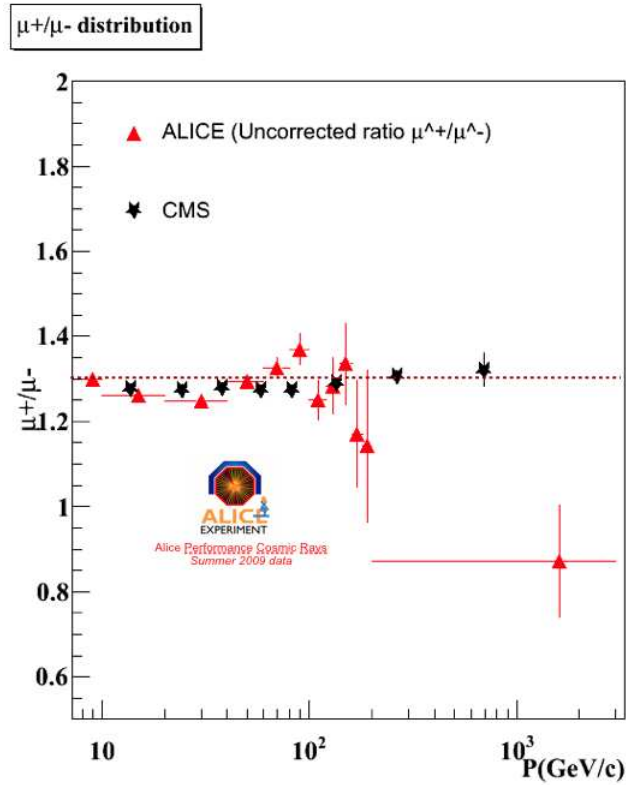


Figura 4.40: Razón  $\mu^+/\mu^-$  ALICE vs CMS hasta un valor de momento del orden de  $10^3$  GeV/c.

de eventos es igual a  $1,083 \times 10^7$ . Los eventos de tipo  $\mu - Fe$  son muy pocos comparados con los eventos colectados por los sistemas de disparo de muones atmosféricos (ver figura 4.41).

En la figura 4.42 se muestra la distribución de multiplicidad de muones atmosféricos incluyendo aquellos *falsos* provenientes de las interacciones  $\mu + Fe$ . Como se aprecia en la figura 4.43, el porcentaje de dichos eventos de interacción es muy bajo (0.086 %). Con suficiente estadística, el estudio de este tipo de eventos resulta de gran importancia ya que permitiría hacer estudios de interacciones fotonucleares con la TPC de ALICE [64] (estos estudios se realizan actualmente en ALICE en colisiones de tipo ultra periféricas que pueden ser en dado caso fotonucleares [71]).

Después de aplicar el algoritmo de identificación de muones atmosféricos propuesto en este trabajo de tesis, es posible reconstruir la información física de las diferentes observables para cada una de las partículas identificadas. En la figura 4.44 se muestra la correlación entre las cantidades angulares de los muones atmosféricos que han sido detectados por el experimento ALICE - LHC.

Estos resultados son consistentes con los esperados en [60]. Claramente hay un exceso de

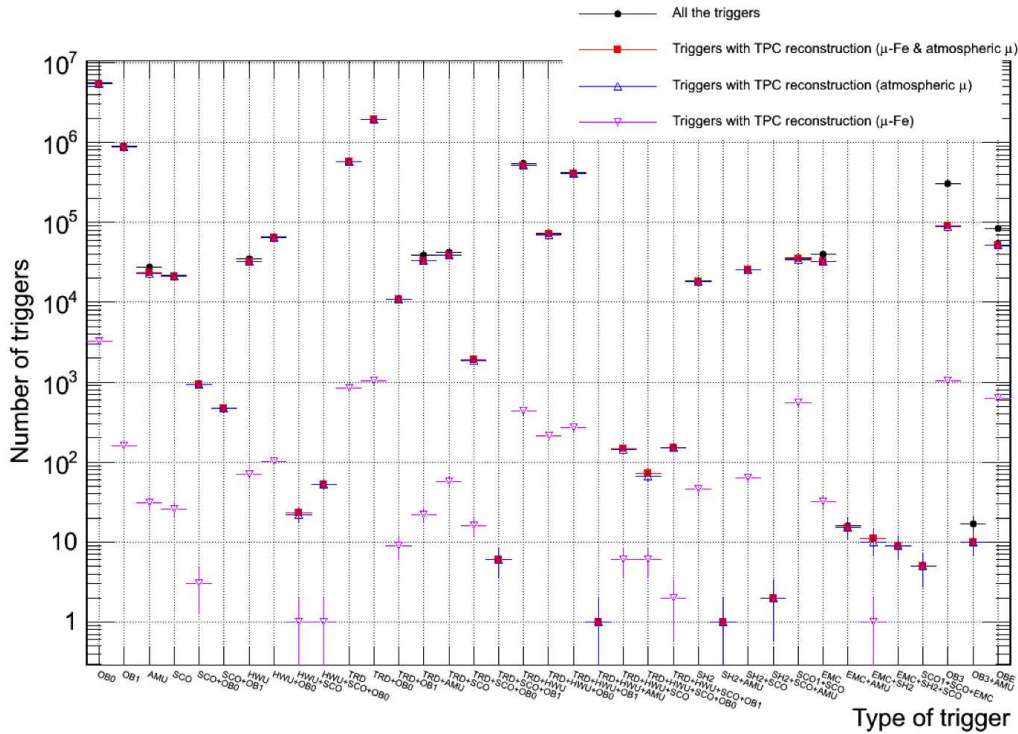


Figura 4.41: Número de eventos disparados por cada una de las configuraciones en la toma de datos de muones atmosféricos en el experimento ALICE.

muones en aquellas regiones donde la cantidad de material que atraviesan los muones es menor (túneles de acceso a la caverna de ALICE). La mayor parte de los eventos colectados fueron detectados por el TOF, el cual tiene una cobertura en  $\phi$  de  $360^\circ$ . La distribución angular para los muones disparados por ACORDE es plana a excepción de aquellas regiones donde están los túneles de acceso (ver figura 4.45).

### Estimación de $R_\mu$

Para entender la resolución de reconstrucción del momento por la TPC para los datos colectados, se generaron eventos de Monte Carlo con un solo muón (o antimuón) utilizando a una corrida como ancla para la OCDB (base de datos con las configuraciones usadas para cada detector). Se generaron muones verticales con una intensidad de campo magnético en ALICE de 0.5 Teslas. En la figura 4.46 se muestra la distribución de momento para los muones generados. esta distribución está basada en la parametrización realizada durante la calibración de la TPC [34].

En la medición de  $R_\mu$  se usaron únicamente a los eventos disparados por el TOF en la configuración **OB0**; esto significa que la señal de disparo se genera cuando una partícula

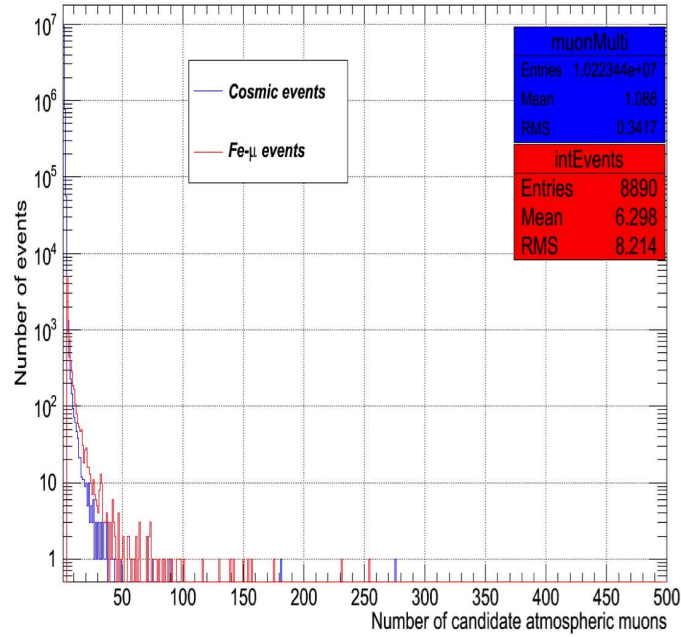


Figura 4.42: Número candidatos a muones atmosféricos identificados por el análisis. En azul se muestran los muones reales y en rojo los falsos.

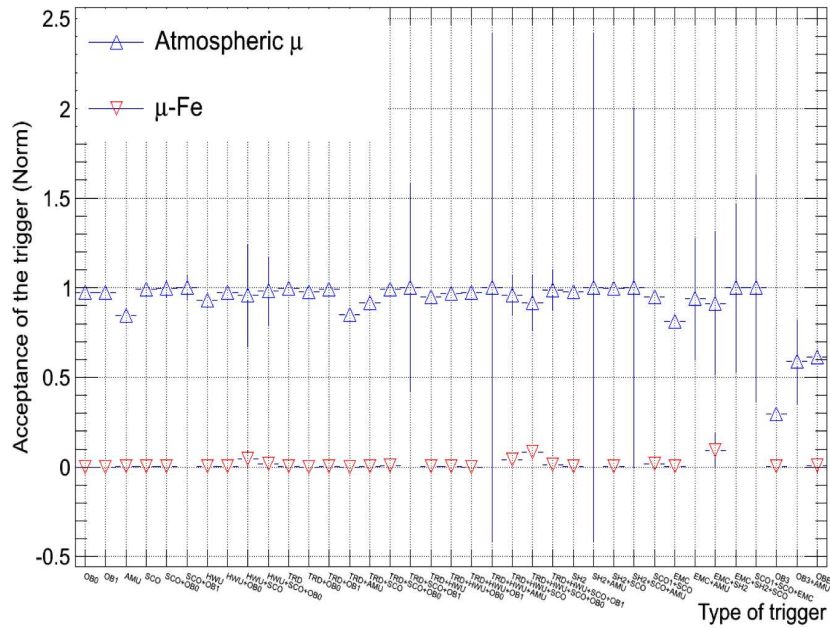


Figura 4.43: Aceptancia del sistema de disparo para muones atmosféricos en cada una de sus diferentes configuraciones.



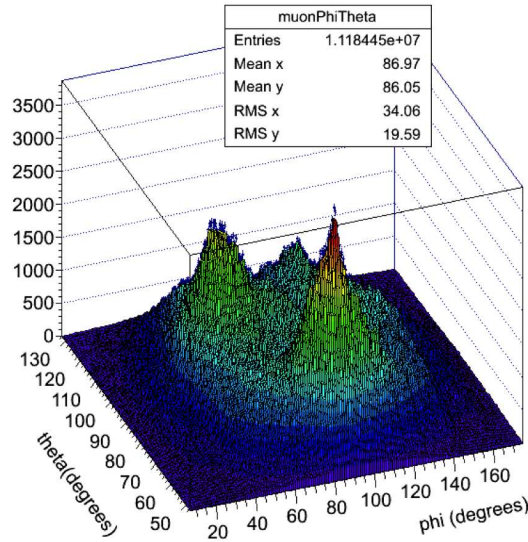


Figura 4.44: Correlación entre los ángulos reconstruidos  $\theta$  y  $\phi$  para los muones atmosféricos.

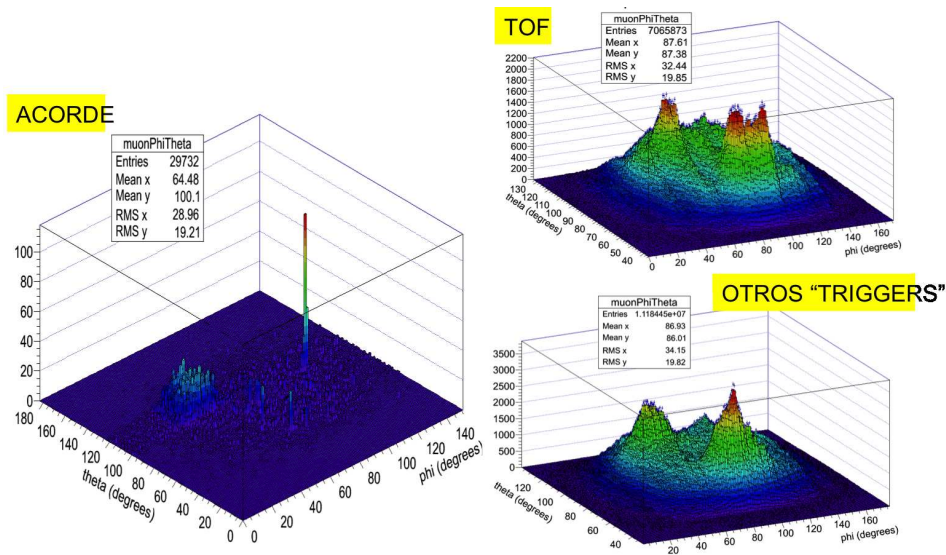


Figura 4.45: Correlación entre los ángulos reconstruidos  $\theta$  y  $\phi$  para los muones atmosféricos detectados por ACORDE (izquierda), TOF (derecha arriba) y otros detectores (derecha abajo).

cargada atraviese alguno de los sectores superiores de TOF y además alcance al sector opuesto (ver figura 4.47).

Si bien la estadística se decrementa, la calidad de las trayectorias reconstruidas para los

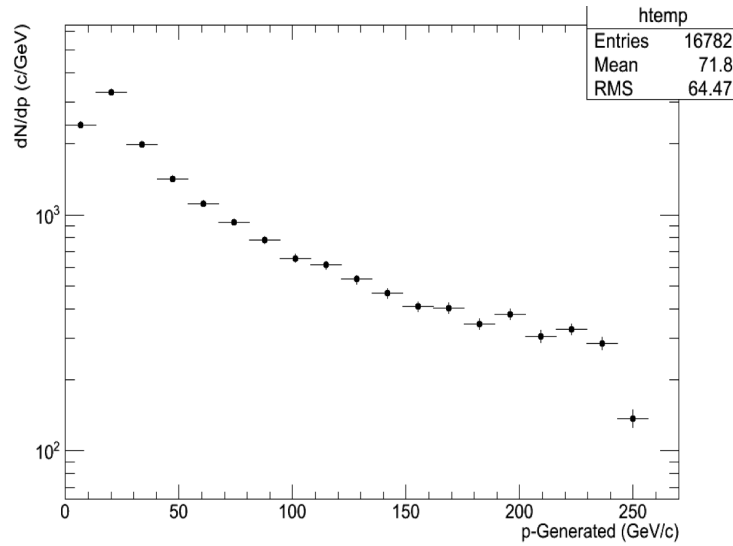


Figura 4.46: Distribución de momento generada.

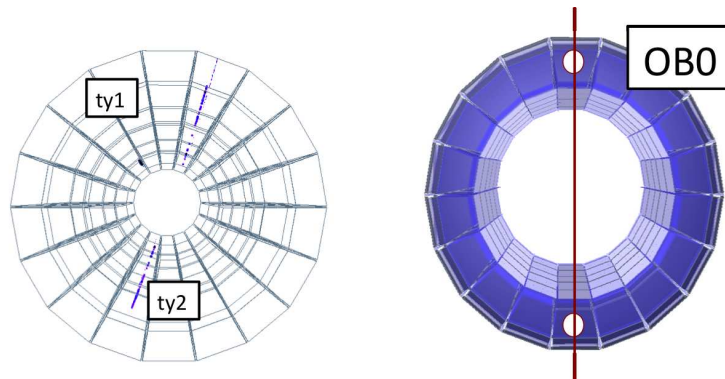


Figura 4.47: Un muón atraviesa exactamente dos sectores opuestos del detector TOF (izquierda). La señal de disparo se genera en modo OBO únicamente cuando dos sectores opuestos son impactados por la misma partícula (derecha).

muones atmosféricos se incrementa (ver figura 4.18); lo cual permite que la medición de  $R_\mu$  para valores de momento del orden de  $10^2$  GeV/c tenga una buena resolución.

La figura 4.48 muestra la resolución del momento: para diferentes polaridades del magneto de ALICE (izquierda arriba), una comparación entre el resultado del análisis para datos de 2011 y la estimación de Monte Carlo (derecha arriba), la comparación entre el promedio del momento reconstruido para cada una de las trayectorias por partícula cargada respecto a la combinación de esta información con las dos trayectorias (izquierda abajo) y la estimación de dicha resolución para el momento ponderado para datos analizados de 2011 y la estimación de Monte Carlo. En base a estos resultados, para la medición de  $R_\mu$  se optó por el uso

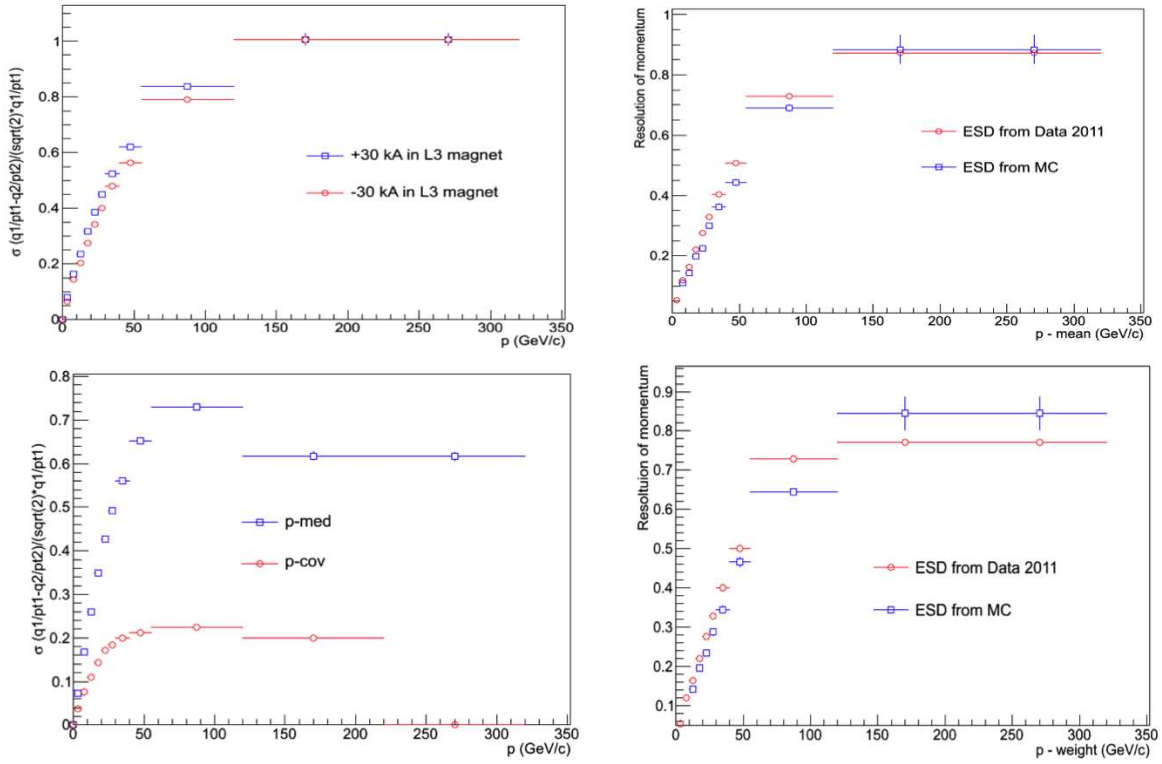


Figura 4.48: Resolución del momento reconstruido para muones atmosféricos.

del momento covariante [70]. En la figura 4.49 se muestra la gráfica de  $R_\mu$  para los diferentes periodos de toma de datos y los dos lados de la TPC (A y C). También se muestra el resultado respecto a la componente en  $\theta$  para el momento covariante.

La resolución del momento reconstruido es de 30 % hasta 200 GeV/c. Los resultados que hemos obtenido son consistentes con los publicados por el experimento CMS [69], ver figura 4.50 donde se hace una comparación entre los resultados de CMS y ALICE.

### Multiplicidad de muones atmosféricos

Para interpretar la distribución de multiplicidad de muones atmosféricos que ha reconstruido el experimento ALICE, se implementó una generación de EAS con el programa CORSIKA. Los parámetros de generación se muestran en el cuadro 4.1

En todos los casos, se asumió un ángulo  $0^\circ < \theta < 60^\circ$ . El nivel de observación fue a nivel de la superficie en el punto 2 donde se localiza la caverna del experimento ALICE (P2-ALICE) y el umbral de energía para los muones atmosféricos es de 15 GeV.

La contribución a este espectro para altas multiplicidades ( $\#\mu > 100$ ) se espera cuando



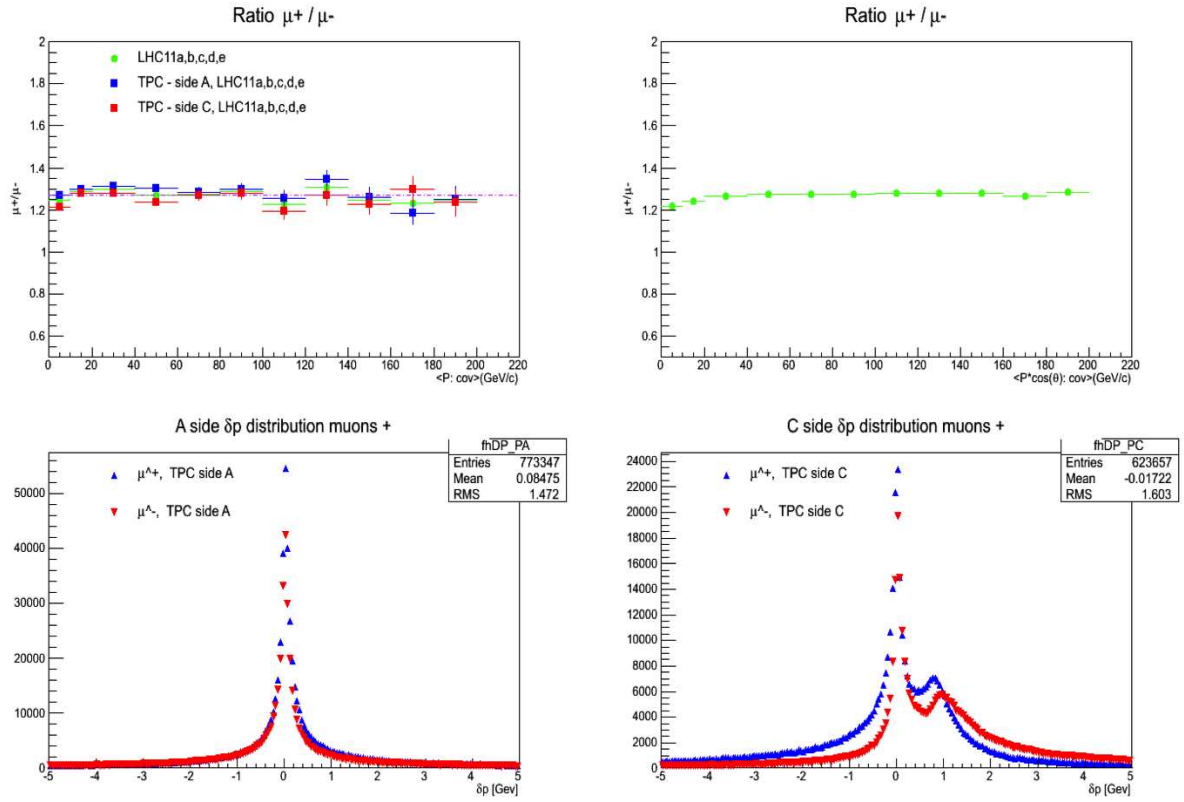


Figura 4.49: Medición de  $R_\mu$  para datos de 2011 respecto al momento covariante (izquierda arriba), respecto a la proyección del momento en  $\theta$  (derecha arriba), y resolución del momento ( $\chi^2$ ) en el lado A de la TPC (izquierda abajo) y lado C (derecha abajo).

la energía del rayo cósmico primario sea  $10^{16} < E_0 < 10^{17}$  eV. Para estimar el número de muones a nivel de la superficie, el siguiente paso es hacer la propagación a través de la roca Alpina hacia el espectrómetro de ALICE. Para esto, en cada evento generado de Monte Carlo, se supone una superficie ( $\xi$ ) rectangular (imaginaria) de  $100 \times 100 \text{ m}^2$  centrada en el detector ALICE. Al hacer una partición de dicha superficie, se supuso un  $d\xi$  tal que  $d\xi \rightarrow 25 \text{ m}^2$  para entonces cuantificar el número de muones atmosféricos en cada  $d\xi$  y posteriormente hace la propagación antes mencionada para cada uno de los elementos diferenciales  $d\xi$ .

La estadística de Monte Carlo se incrementa de tal forma que equivale a 10 días efectivos de toma de datos disparados por ACORDE y TOF. En la figura 4.51 se muestra la comparación de la multiplicidad de muones atmosféricos reconstruida por la TPC de ALICE respecto a la estimación de Monte Carlo para bajas multiplicidades de muones ( $\#\mu < 26$ ). Como puede observarse, para  $\#\mu < 15$  los datos se asemejan más al espectro debido a protones en el rayo cósmico primario; conforme se incrementa el número de muones atmosféricos, la contribución de núcleos de  $Fe$  se hace evidente [72].

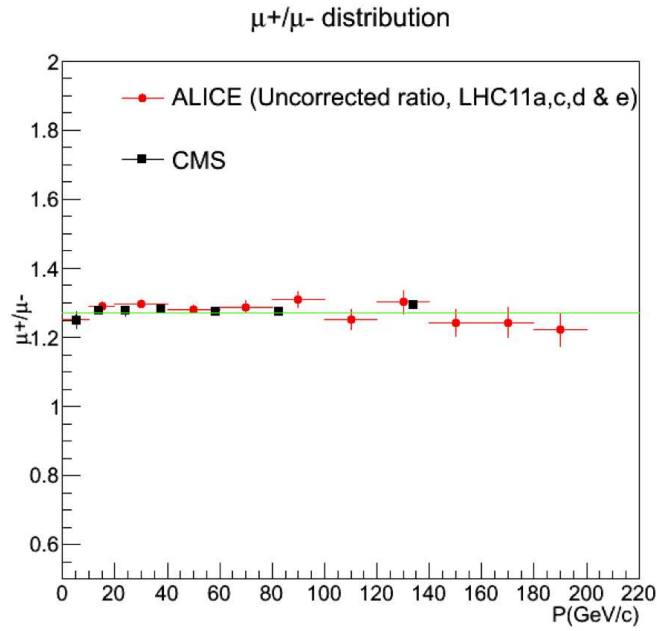


Figura 4.50: Medición de  $R_\mu$  en ALICE (puntos rojos) comparada con lo reportado por CMS (cuadros negros).

Composición del primario	No. de eventos	Rango de energía
Fe/protones	600000	$10^4 - 10^5$ GeV
	11000	$10^5 - 10^6$ GeV
	250	$10^6 - 10^7$ GeV
	50	$10^7 - 10^8$ GeV

Cuadro 4.1: Parámetros usados en la generación de Monte Carlo para EAS.

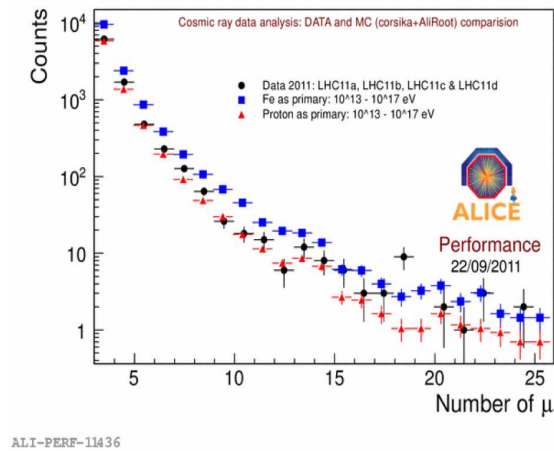


Figura 4.51: Multiplicidad de muones esperada a nivel de la TPC de ALICE comparada con Monte Carlo después de la propagación en la roca Alpina.

## Capítulo 5

# Discusión de resultados y conclusiones

Si bien el objetivo principal del experimento ALICE - LHC es el estudio del plasma de quarks y gluones, se han implementado metodologías para el estudio de rayos cósmicos. En el caso del programa de física de ALICE, se incluye el análisis de rayos cósmicos. Como se ha mencionado en los primeros dos capítulos de este escrito, los detectores principales que generan la señal de disparo para la detección de muones atmosféricos son ACORDE y TOF. Dadas las condiciones experimentales de ALICE, es posible detectar a la componente muónica de cascadas atmosféricas con un umbral de energía de 15 GeV. En este sentido, durante 2010 y 2011 ALICE implementó un programa de toma de datos de rayos cósmicos para su posterior estudio. En el año 2012, se ha incluido al sistema de disparo de ACORDE para muones atmosféricos en la sesión de toma de datos en colisiones protón-protón y así incrementar el tiempo efectivo de toma de datos.

Una característica importante de los experimentos bajo tierra tanto de LEP como de LHC es su ubicación, entre 50 y 140 metros bajo tierra. Esto permite que la componente electromagnética sea absorbida totalmente en la roca Alpina y de esta manera únicamente los muones atmosféricos (y neutrinos) altamente energéticos arriban a los diferentes detectores. En el caso especial del experimento ALICE, la TPC permite reconstruir la trayectoria de dichos muones (con energías mayores a 15 GeV) con una gran precisión; esto implica, la reconstrucción del momento, la carga, las componentes angulares y la posición dentro del detector. Con el uso de TOF, se puede reconstruir también la diferencia de tiempo de arribo para cada uno de los muones con una precisión medida de 100 pico segundos (mayor a la precisión alcanzada por el experimento OPERA [63], [68]). Más aún, ya que la multiplicidad de partículas esperada en colisiones entre iones pesados en el LHC es grande, los detectores de ALICE fueron diseñados para la identificación de partículas cuando el número de trayectorias reconstruidas por la TPC sea del orden de 10000. Esta es una capacidad única para la reconstrucción de eventos con

gran cantidad de muones atmosféricos.

En este trabajo de tesis se ha realizado un estudio detallado para la identificación de los muones atmosféricos que llegan al sitio de detección del experimento ALICE. Se ha implementado un algoritmo de reconstrucción con el cual se logró identificar eventos con alta multiplicidad de muones en la TPC disparados por el detector ACORDE, TOF y SPD. En la figura 5.1, se muestra la distribución lateral de muones para diferentes valores de energía del rayo cósmico primario que se espera a nivel de la TPC de ALICE. Observamos que el evento encontrado con la mayor cantidad de muones tiene una densidad entre 17 y 18 muones por metro cuadrado y es debido a un rayo cósmico primario compuesto por núcleos de  $Fe$  que poseía una energía mayor a  $2 \times 10^{16}$  eV. Como ALICE es un detector pequeño respecto a los grandes arreglos experimentales de superficie, no es posible hacer una medida de la energía del rayo cósmico primario. Se puede únicamente hacer una estimación de la energía mínima que tiene un evento midiendo la densidad de muones y suponiendo que para los eventos de alta multiplicidad de muones atmosféricos ALICE se encontraba en el núcleo de la interacción primaria del EAS.

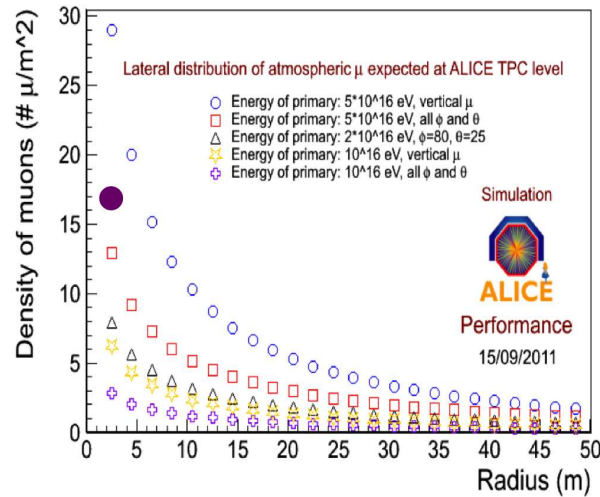


Figura 5.1: Distribución lateral estimada con Monte Carlo a nivel de la TPC de ALICE. El círculo relleno representa al evento con 276 muones atmosféricos identificados por la TPC.

El rango de energía usado para el rayo cósmico primario es  $10^{16} < E_0 < 5 \times 10^{16}$  eV suponiendo que la composición es de Fe. De acuerdo a los modelos de interacción hadrónica que se usaron para la estimación del espectro de multiplicidad de muones atmosféricos en el sitio de ALICE, eventos con un número de muones mayor a 100 se consideran que no logran ser explicados por el mismo.

En la tabla 5.1 se muestra un resumen de las características de aquellos eventos con un número de muones mayor a 100 que no logran ser identificados por estos modelos los cuales

fueron colectados en 2010, 2011 y 2012.

Sistema de disparo	# de muones	densidad [ $\#\mu/m^2$ ]	Energía del primario [eV]
ACORDE	89	6	$10^{16}$
	276	18.4	$> 2 \times 10^{16}$
TOF	116	8.25	$2 \times 10^{16}$
	184	11.5	$> 2 \times 10^{16}, < 5 \times 10^{16}$
	136	9.71	$\sim 2 \times 10^{16}$
SPD	181	12	$> 10^{16}$

Cuadro 5.1: Lista de los eventos con alta multiplicidad de muones registrados por el experimento ALICE en 2010, 2011 y 2012.

El análisis de datos revela una distribución de multiplicidad de muones atmosféricos que puede ser reproducida solo para una combinación en la composición del rayo cósmico primario. De acuerdo a las estimaciones de Monte Carlo, para bajas multiplicidades de muones atmosféricos es claro que la composición del rayo cósmico primario es cercana a protones, mientras que a grandes multiplicidades los datos muestran acercarse más a los núcleos de hierro (ver figura 4.51). En la figura 5.2 se muestran las multiplicidades reportadas por los experimentos de LEP y el experimento ALICE.

Como resultado del algoritmo de análisis propuesto en este trabajo, se logró reconstruir un evento con 276 muones atmosféricos identificados, mientras que la máxima multiplicidad registrada había sido por ALEPH con un evento de 150 muones. Esto muestra las excelentes capacidades de la TPC de ALICE en la reconstrucción de trayectorias de partículas cargadas en medios altamente densos. La energía estimada del rayo cósmico primario para este evento particular es mayor a  $2 \times 10^{16}$  eV asumiendo que el núcleo de la interacción primario se encontraba sobre el sitio de ALICE y que la composición del mismo es de núcleos de Fe. Haciendo hincapié en el hecho de que la frecuencia de estos eventos es de 1 evento por metro cuadrado por año a las energías alrededor de la rodilla, y que a lo largo de una década el flujo de energía s decrementa por un factor de  $10^2$ , el evento encontrado en este trabajo de tesis, se espera que sea colectado por ALICE en un tiempo de un año de toma de datos. Ya que otros eventos de alta multiplicidad se han encontrado en solo 20 días de datos, se necesita incrementar la estadística sustancialmente para añadir la posibilidad de confirmar o descartar que estos eventos sean fluctuaciones estadísticas. La visualización de los eventos con alta multiplicidad de muones atmosféricos colectados en el detector ALICE se muestra en la figura 5.3. Los rectángulos rojos representan a los módulos de ACORDE impactados por muones atmosféricos que generaron la señal de disparo para la colección del evento (5.3 - 1 y 3). El cilindro representa a la TPC de ALICE donde se aprecian en morado las trayectorias debidas al paso de muones atmosféricos (5.3 - 1, 2 y 3). La correlación angular entre la componente azimutal y zenital de dichos muones se muestra también indicando la ubicación angular de

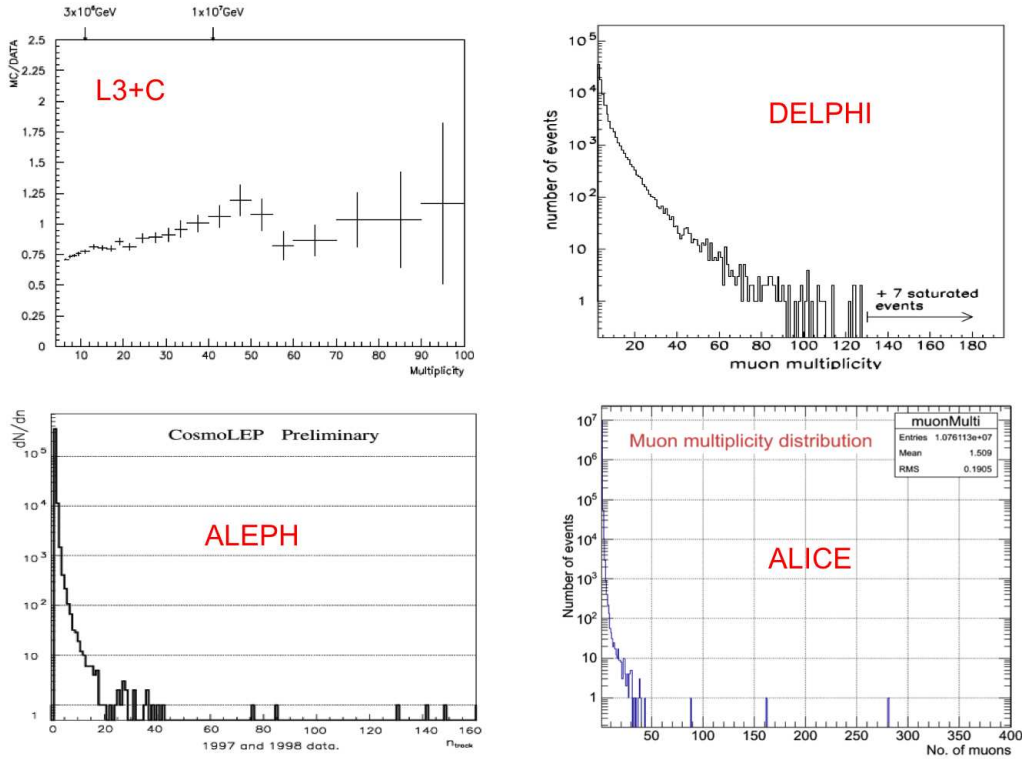


Figura 5.2: Multiplicidad de muones atmosféricos reportada por experimentos bajo tierra en aceleradores; LEP: L3 (izquierda arriba), DELPHI (derecha arriba) y ALEPH (izquierda abajo). LHC: ALICE (derecha abajo para datos de 2010 y 2011)

los eventos visualizados en 5.3 - 1, 2 y 3.

En la figura 5.4 se muestra uno de los resultados finales, la distribución de multiplicidad comparando esta con la estimación de Monte Carlo. De esta comparación podemos decir que hasta multiplicidad por debajo de 18 (revisar figura 5.3), los eventos podrían tener como rayo cósmico primario un protón. Mientras que para multiplicidad arriba de 18, el cósmico primario podría ser hierro.

Es muy importante hacer notar que los experimentos de LEP [73], [74], [75] también encontraron un exceso en la multiplicidad de muones atmosféricos que no pudo ser entendida por los modelos de Monte Carlo.

Una estimación Monte Carlo realizada en este trabajo para 30 días de toma de datos en el experimento ALICE, espera eventos con multiplicidades  $40 < \# \mu < 100^1$  (figura 5.5).

Los datos colectados en 2012 mostrados en la figura 5.6, confirman nuestra predicción de la figura 5.6 sobre el rango de mediana multiplicidad; pero como se ha explicado en los párrafos anteriores, no explican los eventos con alta multiplicidad de muones que de acuerdo

<sup>1</sup>Mediana multiplicidad de muones.

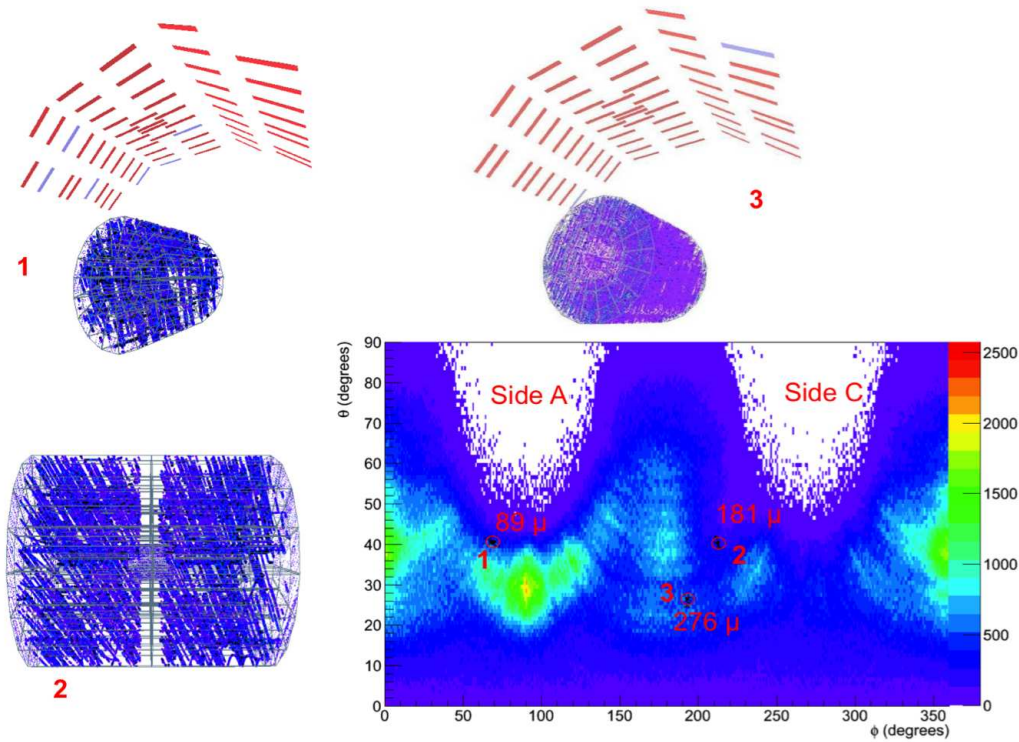


Figura 5.3: Visualización de los eventos de alta multiplicidad de muones colectados por el experimento ALICE - LHC. Además se muestra la correlación entre la componente azimutal y zenital de todos los muones atmosféricos reconstruidos y las coordenadas de los eventos visualizados.

a las estimaciones de Monte Carlo realizadas en este trabajo de tesis, son eventos donde las energías del rayo cósmico primario se encuentran en una vecindad alrededor de la rodilla.

## Conclusiones

A lo largo de este trabajo de tesis se desarrollaron herramientas computacionales que permitieron hacer estudios de Monte Carlo y análisis de datos reales referentes a los muones atmosféricos que fueron colectados por el experimento ALICE, para este análisis se emplearon y desarrollaron nuevas tecnologías para el análisis de datos masivo como la GRID y el procesamiento paralelo con el cluster de ALICE. Mediante las simulaciones implementadas con CORSIKA, se logró determinar que la multiplicidad de muones a nivel de la TPC de ALICE no excede a 100 para 10 días efectivos de toma de datos. También se determinó que, las energías del rayo cósmico primario para dichos muones son  $10^{12} < E_0 < 10^{17}$  eV. De estos la mayor contribución en la región baja del espectro de multiplicidad está determinada para rayos cósmicos primarios compuestos por protones. Conforme esta multiplicidad se incrementa,

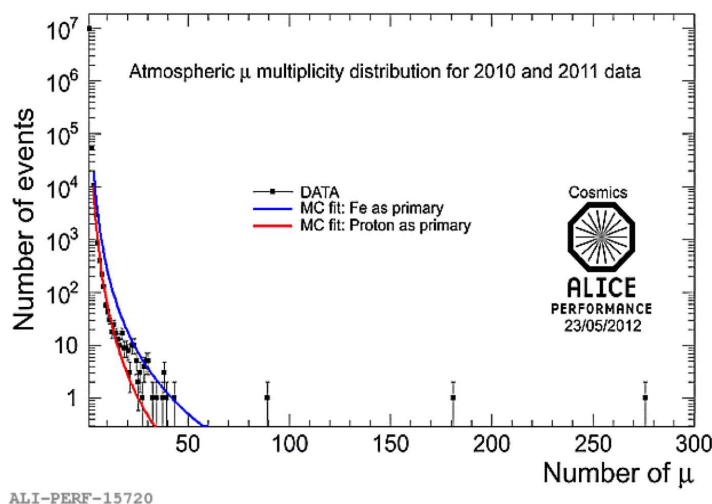


Figura 5.4: Espectro de multiplicidad de muones atmosféricos reconstruido por el experimento ALICE-LHC comparado con la estimación de Monte Carlo para rayos cósmicos primarios con energías  $10^{13} - 10^{17}$  eV y composición de protones (línea roja) y núcleos de hierro (línea azul).

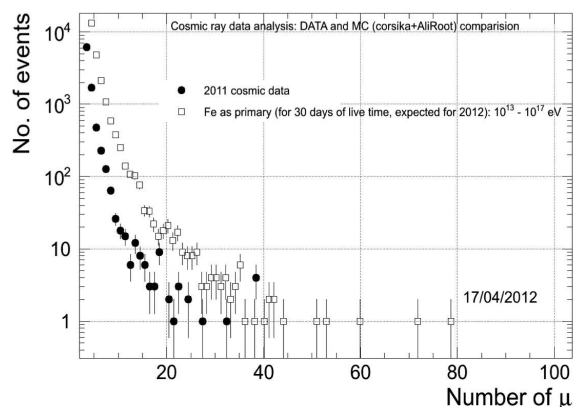


Figura 5.5: Espectro de multiplicidad de muones atmosféricos medido por el experimento ALICE durante el año 2011 (que corresponde a 10 días de toma de datos) comparado con la estimación de Monte Carlo para 30 días de toma de datos.

la contribución de núcleos de  $Fe$  se hace presente. Para determinar la multiplicidad de muones atmosféricos colectados y reconstruidos por la TPC de ALICE, se propuso un algoritmo que permite identificar a dichas partículas y distinguirlas respecto a las partículas producidas por interacciones del tipo  $\mu - Fe$ . Los datos analizados muestran una concordancia con los resultados del análisis de Monte Carlo para la región baja y media del espectro de multiplicidad de muones atmosféricos ( $\# \mu < 100$ ). Con el algoritmo desarrollado se logró identificar a un evento con 276 muones atmosféricos que fue detectado por el sistema principal de disparo



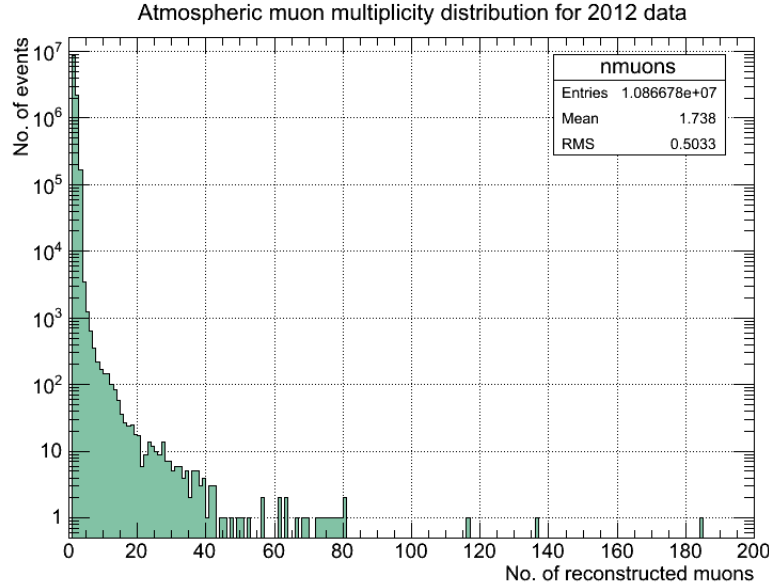


Figura 5.6: Espectro de multiplicidad de muones atmosféricos reconstruido por el experimento ALICE-LHC para los datos de 2012. Este espectro confirma lo estimado para mediana multiplicidad.

de rayos cósmicos (ACORDE). La densidad de muones de este evento es de  $18.4 \mu/m^2$ . Un evento de estas características, de acuerdo a los estudios de Monte Carlo, se espera coleccionar en ALICE en un año suponiendo que la TPC se encontraba debajo del núcleo de la interacción primaria del rayo cósmico con la atmósfera de la Tierra. La energía del rayo cósmico primario para este evento está por encima de  $2 \times 10^{16}$  eV y corresponde a núcleos de  $Fe$ . Este resultado es un límite superior en energía para el caso específico de ALICE. Además de las multiplicidades se midió la razón  $R_\mu = 1,27 \pm 0,04(stat.)$  con una resolución en momento del 30 % hasta  $10^2$  GeV/c.

Como comentario adicional se puede esperar una pauta para realizar estudios novedosos en el área de rayos cósmicos; por ejemplo, búsqueda de materia oscura con la observación de alguna asimetría de  $R_\mu$  para partículas con alto momento (un rango más alto del alcanzado en este trabajo de tesis), búsqueda del bosón de Higgs en rayos cósmicos ultra energéticos y observación del plasma de quarks y gluones.

Finalmente se remarca la participación que se tuvo en el trabajo titulado *Exclusive  $J/\psi$  production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV*. La aportación a este artículo de la colaboración ALICE consistió en la medida de la luminosidad para eventos de colisiones ultra periféricas entre iones pesado de los datos de 2011 así como de la extracción de la señal de  $J/\psi$  de los mismos mediante el desarrollo de estudios de calidad que permitieron caracterizar al ruido de fondo y así contribuir de manera importante en la medición de la sección eficaz.

# Apéndice A

## Lista de publicaciones y presentaciones

### A.1. Presentaciones

Estos resultados han sido presentado en diversos eventos nacionales e internacionales:

- Analysis of the data taken with ACORDE trigger (Physics Forum, The ALICE Week, Ginebra - Suiza, Marzo de 2009)
- Analysis of the atmospheric muons taken with ALICE detectors during cosmic runs (Quark Matter 2009 - Knoxville, USA, Marzo de 2009)
- Detection of atmospheric muons with ALICE detectors, 11th. Pisa meeting on Advanced Detectors on Frontier Detectors for Frontier Physics (May. 2009)
- Cosmic Ray data physics analysis (The ALICE Physics Week, Paris - Francia, Mayo de 2010)
- Detection of atmospheric muons using ALICE detectors, Cosmic Ray International Seminar (CRIS 2010) Catania, Italia, 2010-09-13
- Development of cosmic ray detectors at BUAP: Analysis of Cosmic Data @ ALICE's Experiment, XIV Mexican School on Particles and Fields, Morelia, México. 2010-11-04.
- Performance of ALICE experiment for cosmic ray physics, Hadron-Hadron & Cosmic Ray Interactions at multi-TeV Energies. ECT, Trento, Italia. 2010-12-01.
- Detection of atmospheric muon bundles using ALICE detectors, VIII Latin American Symposium on High Energy Physics, SILAFEA 2010, Valparaiso, Chile.

- Cosmic Ray Data Analysis with ACORDE, Junior's day, The ALICE Week, 17 de Marzo de 2011, CERN.
- Detección de muones atmosféricos en el experimento ALICE-LHC, XXV Reunión Anual de la División de Partículas y Campos - SMF, Mayo de 2011, UNAM.
- Summary of Cosmic Data Taken in 2009-2010 and ongoing studies of 2011 data, The ALICE Week, 15 de Junio de 2011, CERN.
- Analysis of cosmic runs taken 2011, The ALICE's Physics Week, Jyvaskyla, Finland (29 de Agosto de 2011).
- Astroparticle physics in ALICE, Seminario en el experimento EMMA, Finlandia (30 de Agosto de 2011).
- Cosmic ray physics in ALICE, Diffractive and electromagnetic processes at high energies, Heidelberg, Alemania (6 de septiembre de 2011).
- Cosmic ray studies at the ALICE Experiment, Diffractive and electromagnetic processes at high energies, Heidelberg, Alemania (7 de septiembre de 2011).
- Simulación del detector de rayos cósmicos del experimento ALICE: ACORDE (LIV Congreso Nacional de Física, Mérida - Yucatán, Octubre de 2011).
- Astroparticle Physics in ALICE-LHC (XIII Mexican Workshop on Particles and Fields, León - Gto, Octubre de 2011).
- Analysis of cosmic events with ALICE experiment. 13th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics and Detectors for Physics Applications (Como, Italia - Octubre 2011).
- Analysis of cosmic taken in 2011, The Alice Week - PWG2 meeting, CERN(Noviembre de 2011).
- Cosmic ray physics - Summary of results and plans for 2012, The ALICE's Physics Week, INFN sez. Frascati, Italia.
- $J/\psi$  production in ultra-peripheral heavy-ion collisions at forward rapidity with the ALICE experiment, International Conference on New Frontier in Physics(Crete-Greece, June 2012).

## A.2. Publicaciones

Los resultados que se reportan en este documento de tesis, han sido publicados en los siguientes artículos:

- E. Cuautle, A. Fernández, M. Rodríguez, et al. ACORDE, The ALICE cosmic ray detector. Proceeding prepared for the ICRC 2007, Mérida-México.
- B. Alessandro, E. Cuautle, A. Fernández, M. Rodríguez Cahuantzi, et al., Detection of atmospheric muons with ALICE detectors, Nucl. Ins. and Meth. A 617, 2010, pag 57-60.
- B. Alessandro, A. Fernández Tellez, M. Rodríguez Cahuantzi, et al., Detection of atmospheric muons using ALICE detectors. Nuclear Physics B. 212-213(2011) 293-298.
- B. Alessandro and M. Rodríguez Cahuantzi, 100 Years of cosmic rays: ALICE looks to the skies. CERN Courier article July/Aug. 2012(<http://cerncourier.com/cws/article/cern/50219>).
- ALICE Collaboration, Exclusive  $J/\psi$  production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV. Under internal review<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Participación en el análisis de datos y que es mencionado en este trabajo de tesis.

# Bibliografía

- [1] Jörg R. Hörandel, *A review of experimental results at the knee*  
<http://arxiv.org/abs/astro-ph/0508014v1> (2005)
- [2] ACCESS Formulation Study Report, NASA (2000, unpublished).
- [3] J. Hörandel for the KASCADE Collaboration, Proceedings of the 16th European Cosmic Ray Symposium, July 20-24, 1998, Dept. Fisica, Universidad de Alcala, Spain (ed: J. Medina) page 579.
- [4] H.O. Klages for the KASCADE Collaboration, Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conference, Durban (1997), Vol.8, 297
- [5] K. Bernlöhr et al., Astropart. Phys. 8, 253 (1998).
- [6] M. Aglietta et al., Astropart. Phys. 21, 583 (2004).
- [7] S.P. Swordy and D.B. Kieda, Astropart. Phys. 13, 137 (2000).
- [8] Y.A. Fomin et al., Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf., Dublin 2, 85 (1991).
- [9] H. Ulrich et al., <http://arxiv.org/astro-ph/0505413> (2005).
- [10] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012).
- [11] A.W. Strong et al., Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 57, 285 (2007).
- [12] R. Bellotti et al., Phys. Rev. D53, 35 (1996).
- [13] R. Bellotti et al., Phys. Rev. D60, 052002 (1999).
- [14] M. Boezio et al., Phys. Rev. D62, 032007 (2000); M. Boezio et al., Phys. Rev. D67, 072003 (2003).
- [15] S. Coutu et al., Phys. Rev. D62, 032001 (2000).
- [16] S. Haino et al., Phys. Lett. B594, 35 (2004).

- [17] T. Sanuki et al., Phys. Rev. D75, 043005 (2007).
- [18] T.K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press (1990).
- [19] P. Lipari, Astropart. Phys. 1, 195 (1993).
- [20] E. Mocchiutto et al., in Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf., Tsukuba, 1627 (2003).
- [21] M.P. De Pascale et al., J. Geophys. Res. 98, 3501 (1993).
- [22] P.K.F. Grieder, Cosmic Rays at Earth, Elsevier Science (2001).
- [23] P. Archard et al. (L3+C Collab.), Phys. Lett. B598, 15 (2004).
- [24] H. Jokisch et al., Phys. Rev. D19, 1368 (1979).
- [25] P. Adamson et al. (MINOS Collab.), Phys. Rev. D76, 052003 (2007).
- [26] K.P. Beuermann and G. Wibberenz, Can. J. Phys. 46, S1034 (1968).
- [27] D.E. Groom, N.V. Mokhov, and S.I. Striganov, “Muon stopping-power and range tables,” Atomic Data and Nuclear Data Tables, 78, 183 (2001).
- [28] P. Lipari and T. Stanev, Phys. Rev. D44, 3543 (1991).
- [29] K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. 10, 63 (1960).
- [30] M. Nagano et al., J. Phys. G10, 1295 (1984).
- [31] W.D. Apel et al. Phys. Rev. Lett. 107, 171104 (2011).
- [32] V. Berezhinsky, A. Gazizov, and S. Grigorieva, Phys. Rev. D74, 043005 (2006).
- [33] V.S. Berezhinsky and S.I. Grigorieva, Astron. & Astrophys. 199, 1 (1988).
- [34] ALICE Collaboration, 2008 JINST 3 S08002
- [35] F. Carminati *et al.*, J. Phys. G. Nucl. Part. Phys. 30(2004)1527.
- [36] ALICE Collaboration *Technical Design Report of Inner Tracking System* CERN/LHCC/1999-12.
- [37] ALICE Collaboration *Technical Design Report of Time Projection Chamber* CERN/LHCC/2000-01.
- [38] ALICE Collaboration *Technical Proposal for a large ion collider experiment at the CERN LHC* CERN/LHCC/95-71.

- [39] C. Garabatos, Nucl. Inst. Meth. A535(2004)197.
- [40] F. Carminati, G. Brickner, The ALICE Offline Bible, Version 0.00 (Rev. 22, Unpublished).
- [41] J. Ranft, Phys. Rev. **D 51** (1995) 64.
- [42] A. Morsch, <http://home.cern.ch/~morsch/AliGenerator/AliGenerator.html> and <http://home.cern.ch/~morsch/generator.html>.
- [43] B. Andersson, et al., Nucl. Phys. **B281** (1987) 289.
- [44] ALICE Collaboration et al. 2004 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 1517.
- [45] ALICE Collaboration et al. 2006 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 32 1295
- [46] D. heck *et al.*, Report FZKA 6019 (1998). <http://www-ik.fzk.de/corsika>
- [47] C. Richard-Serre, Technical Report CERN 71-18 (1971).
- [48] P. Achard *et al.* (L3 Collaboration), Phys. Lett. **B598** (2004) 15.
- [49] V. Avati *et al.*, Astropart. Phys. **19** (2003) 513.
- [50] J. Ridky, Nucl.Phys.Proc.Suppl.110:481-483,2002, Astropart.Phys.17:355,2002.
- [51] T. Hebbeker and C. Timmermans, Astropart. Phys. **18** (2002) 107.
- [52] <http://arXiv.org/abs/physics/0612051v1>.
- [53] P. Le Coultre, *Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Pune, India, (2005)00, 1001-106.
- [54] O. Adriani, *et al.* (L3 + C Collaboration), "Nucl. Instr. and Methods A", 488, (2002) pp. 209-225.
- [55] A. Fernández *et al.*, Czechoslovak J. Phys., **55** (2005) B801 - B807.
- [56] E. Cuautle, A. Fernández, M. Rodríguez, et al. ACORDE, The ALICE cosmic ray detector. Proceeding prepared for the ICRC 2007, Mérida-México.
- [57] Torbjörn Sjöstrand, *et al.*, PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP 05(2006) 026.
- [58] <http://www-nsdth.lbl.gov/~xnwang/hijing/index.html>
- [59] <http://www-ik.fzk.de/corsika/>
- [60] ALICE Collaboration et al 2004 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 1517.

- [61] ALICE TPC Collaboration, J. Alme et al., Physics Ins-Det/10011950 (2010).
- [62] A. Fernández, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 572 (2007) 102.
- [63] A. Akindinov, et al, Eur. Phys. J. C. (2010) 68:601-607.
- [64] B. Alessandro, M. Rodríguez Cahuantzi, et al. (ALICE Collaboration), Nucl. Ins. and Meth. A 617, 2010.
- [65] ALICE TPC Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-001, 2000.
- [66] ALICE-INT-2011-XXX
- [67] ALICE TPC Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-001, 2000.
- [68] OPERA Collaboration, Eur. Phys. J. C67 (2010) 25-37.
- [69] The CMS Collaboration, Phys. Lett.B692:83-104,2010.
- [70] B. Alessandro, M. Rodríguez Cahuantzi , et al. (ALICE Collaboration), Nucl. Phys. B. 212-213(2011) 293-298.
- [71] ALICE Collaboration, Exclusive  $J/\psi$  production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV. Under internal review.
- [72] B. Alessandro and M. Rodríguez Cahuantzi, 100 Years of cosmic rays: ALICE looks to the skies. CERN Courier article to be published on July 2012.
- [73] DELPHI Collaboration. Astropart. Phys. 28:273-286,2007.
- [74] H. Besier et al, Cosmic ray physics with the ALEPH detector. Nucl. Instr. and Meth. A 454 (2000) 201-206.
- [75] Y.Ma, et al, A measurement of high multiplicity muon events with the L3+C detector. Proceeding prepared for the ICRC 2007, Mérida-México.
- [76] Isabella Masina and Francesco Sannino, Charge Asymmetric Cosmic Rays as a probe of Flavor Violating Asymmetric Dark Matter. <http://arxiv.org/abs/1106.3353v3>
- [77] U. D. Goswami and K. Boruah. Czechoslov. J. Phys. 55 (2005) 657-72