



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Estudio de la razón μ^+/μ^- para eventos de rayos cósmicos
con el detector ALICE-LHC

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRÍA EN CIENCIAS (FÍSICA APLICADA)

por

Emma González Hernández

asesorada por

Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi

Dr. Arturo Fernández Téllez

Puebla Pue.
Septiembre de 2016



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Estudio de la razón μ^+/μ^- para eventos de rayos cósmicos
con el detector ALICE-LHC

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRÍA EN CIENCIAS (FÍSICA APLICADA)

por

Emma González Hernández

asesorada por

Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi

Dr. Arturo Fernández Téllez

Puebla Pue.
Septiembre de 2016

Título: Estudio de la razón μ^+/μ^- para eventos de rayos cósmicos con el detector ALICE-LHC

Alumno:EMMA GONZÁLEZ HERNÁNDEZ

COMITÉ

Dr. Mario Iván Martínez Hernández
Presidente

Dr. Moreno Barbosa Eduardo
Secretario

Dra. Isabel Pedraza Morales
Vocal

Dra. Irais Bautista Guzmán (CONACyT)
Vocal

Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi
Asesor

Dr. Arturo Fernández Téllez
Asesor

Índice general

Agradecimientos	V
Resumen	VII
Introducción	1
1. Rayos C3smicos	3
1.1. Antecedentes Hist3ricos	4
1.2. Composici3n de los rayos c3smicos	5
1.3. Espectro de energía	7
1.4. Cascada de rayos c3smicos	8
2. Experimento ALICE	15
2.1. C3mara de Proyecci3n de Tiempo (TPC)	17
2.2. Tiempo de Vuelo (TOF)	18
2.3. Detector de Rayos C3smicos en ALICE (ACORDE)	18
3. Rayos C3smicos en ALICE-LHC	21
3.1. Sistema de Coordenadas	21
3.2. An3lisis de Datos en ALICE	22
3.3. Selecci3n de eventos	25
3.4. Selecci3n de trazas	27
3.5. La raz3n de muones	27
4. Estudio de Monte Carlo	29
4.1. M3todo Unfolding	30
4.1.1. M3todo Bayesiano	31
4.2. M3todo del m3nimo χ^2	33
4.3. Matriz de Respuesta	34
4.4. Distribuci3n de momento	38
4.5. Medici3n de la raz3n μ^+/μ^-	41
4.6. Errores estadístico y sistem3tico	45
5. Resultados y Conclusiones	47
Ap3ndice 1: Presentaciones.	51

Agradecimientos

A mi mamá Elvira y mi papá Marcos.
Por el cariño y apoyo que siempre me han brindado.

A mis abuelos Antonio y Delfina.
A mis hermanas Ary y Nancy.
Por su cariño y comprensión

Al Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi por todo su tiempo, apoyo, paciencia y por los conocimientos aportados.
Al Dr. Arturo Fernández Téllez por sus consejos, apoyo y confianza .

A mis amigas Esperanza, Maribel, Yesica, Monse y Liz por todo el apoyo que me han brindado .

A los trabajadores mexicanos que con sus impuestos hacen posible la realización de este tipo de proyectos de investigación en ciencia básica.

A los proyectos:

Al proyecto Red Conacyt ALICE.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT).

Estudios de colección de luz con detectores de centelleo para el experimento ALICE-LHC del CERN (PTC-431, DSA/103.5/15/7449).

Estudio sobre colisiones hadrones-iones pesados y detección de astro-partículas en el experimento ALICE-LHC del CERN (CB-2014-2015, 24408).

Adquisición de equipo complementario para la Instrumentación y el procesamiento de datos en Física de Altas Energías y Astropartículas (254134).

Red mexicana científica y tecnológica para ALICE-LHC (260440).

Red de Física de Altas Energías.

Al Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste (CONACyT).

Resumen

En este trabajo de tesis se presenta un estudio de la medición de la razón μ^+/μ^- para eventos de chubascos atmosféricos colectados en 2015 por el experimento ALICE. El análisis realizado permitió la reconstrucción de observables físicas de los muones atmosféricos tales como momento y carga en un rango de momento de 10-220 GeV/c para muones verticales. Además se desarrollaron estudios de Monte Carlo para el entendimiento del funcionamiento de los detectores centrales de ALICE. El resultado de la medición de la razón μ^+/μ^- promedio fue $1.282 \text{ GeV}/c \pm 0.031(\text{stat.}) \pm 0.027(\text{syst.})$ en un rango de momento 10-220 GeV/c lo cual es consistente con los modelos que describen los chubascos atmosféricos y las mediciones realizadas por experimentos previos.

Introducción

La física de altas energías, es una disciplina que se encarga de estudiar la estructura íntima de la materia. La estafeta para continuar el desarrollo de la física de altas energías, la ha tomado el laboratorio Europeo de investigaciones nucleares, llamado CERN. La Tierra está siendo bombardeada continuamente por rayos cósmicos originados en fuentes externas. Los rayos cósmicos, también llamados radiación cósmica, son partículas subatómicas procedentes del espacio exterior cuya energía, debido a su gran velocidad, es muy elevada. Se conoce la existencia de rayos cósmicos desde hace casi un siglo, pero los orígenes y mecanismos de producción de estas partículas con energías mayores a 10^{15} eV no han sido aún determinados [1].

Las fuentes de rayos cósmicos de energía mayor a 10^{18} eV, llamados rayos cósmicos ultra energéticos, son desconocidas y han motivado el desarrollo de instrumentos de detección cada vez más sofisticados.

La intensidad de la radiación cósmica aumenta con la altitud, lo que indica que viene del espacio exterior. Cambia con la latitud, lo que indica que consiste al menos en parte de partículas cargadas que se ven afectadas por el campo magnético de la tierra.

La razón μ^+/μ^- esta definida como: la razón del número de muones con carga positiva respecto al número de muones con carga negativa que llegan a la superficie de la Tierra, éstos muones surgen de cascadas producidos en las interacciones de las partículas de rayos cósmicos de alta energía con núcleos de aire en las capas superiores de la atmósfera. En este trabajo se presenta la medición de la razón μ^+/μ^- de la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera usando datos recolectados por el detector ALICE.

La tesis está estructurada de la siguiente forma: En el capítulo 1 se da una introducción a los rayos cósmicos, se describen sus antecedentes, la composición, el espectro de energía y se estudia la cascada de rayos cósmicos . En el capítulo 2 se da una breve descripción del experimento ALICE. En el capítulo 3 se describe a los rayos cósmicos en el ambiente de ALICE, se describe el sistema de coordenadas para el caso de ALICE así como también para cósmicos, se presenta el análisis de datos, la selección de eventos y la selección de trazas utilizados para el estudio de la medición de la razón μ^+/μ^- . En el capítulo 4 se estudia rayos cósmicos en el experimento ALICE, en donde expone el método utilizado para hacer la corrección de la razón μ^+/μ^- . En el capítulo 5 presentamos los resultados y conclusiones.

Capítulo 1

Rayos Cósmicos

A finales del siglo XIX, se detectaban ciertas radiaciones por sus propiedades de ionizar gases, la manera en que esto sucedía no fue bien entendida sino hasta finales de la década de los veinte. El fenómeno consiste en desprender o separar completamente a un átomo en estado gaseoso su electrón más externo, lo cual requiere una energía mínima. A este fenómeno se le conoce como energía de ionización o también llamado potencial de ionización.

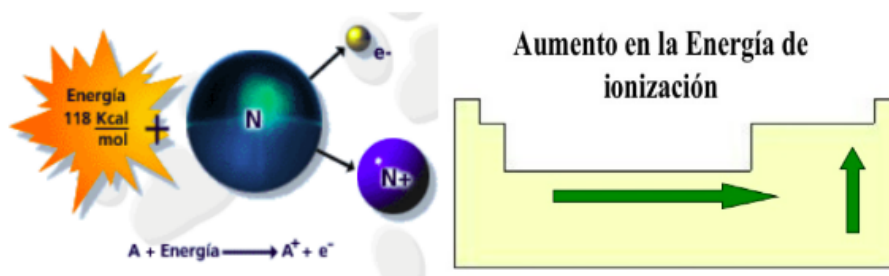
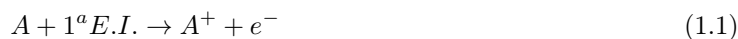


Figura 1.1: Dentro de un grupo, la energía o potencial de ionización aumenta de izquierda a derecha, los elementos colocados hacia la derecha tienen un mayor número atómico (Z) y un menor radio atómico que los colocados en el lado izquierdo. Por lo cual, los elementos del grupo 1A (los metales alcalinos) tienen las menores energías de ionización.

Las ecuaciones que rigen este proceso son:



Siendo esta energía la correspondiente a la *primera ionización*. La *segunda energía de ionización* representa la energía necesaria para arrancar un segundo electrón y su valor es siempre mayor que la primera, ya que el volumen de un ión positivo es menor que el del átomo neutro y la fuerza electrostática es mayor en el ión positivo que en el átomo, debido a que se conserva la misma carga nuclear:



Mientras que para la *tercera energía de ionización*



La energía de ionización se expresa en eV (electrón-voltio), que es la energía de un electrón acelerado a través de una diferencia de potencial de un voltio o en Kilojulios por mol (kJ/mol) [2].

$$1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ culombio} \cdot 1 \text{ voltio} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ J}$$

Influyen tres factores en la energía de ionización:

- *Número atómico* a mayor número atómico (más protones), mayor será la energía necesaria para ionizarlo.
- *Radio atómico* a mayor distancia la fuerza de atracción entre el núcleo y el electrón disminuye y por tanto, la energía de ionización disminuirá, ya que será más fácil arrancarlo.
- *Orbitales atómicos completos o semi-completos*, ya que dan estabilidad al átomo y por lo tanto costará más arrancarle un electrón.

Esperando que el grado de ionización disminuyera al aumentar la altura sobre la superficie terrestre, principal fuente de materiales radiactivos, se experimentó llevando algunos instrumentos a diferentes altitudes. Si la radiación responsable de la descarga de los electros copios provenía del suelo, ésta debería ser más fuerte cerca de la superficie y más débil a medida que se incrementara en altitud. mostrando una conductividad residual significativa.

1.1. Antecedentes Históricos

T. Wulf en 1910 y A. Gockel en 1910 y 1911, empleando instrumentos similares, el primero a una altura de 300 metros sobre la superficie (en la parte más alta de la torre Eiffel) y el segundo a alturas de hasta 4,500 metros (alcanzada esta última en uno de los tres ascensos en globo que realizó en Suiza), encontraron que la ionización en efecto decrecía con la altura, pero sólo ligeramente, mucho menos de lo que se esperaba [3].

A principios de 1900, el físico austríaco Victor Hess descubrió que las partículas procedentes del espacio exterior bombardean continuamente la atmósfera de la Tierra, produciendo una lluvia de partículas secundarias que llegan a la superficie. Estas partículas llegaron a ser conocidos como “rayos cósmicos”. Hess recibió el Premio Nobel de física en 1936, por este descubrimiento.

Los rayos cósmicos son partículas subatómicas que han sido aceleradas a casi la velocidad de la luz por procesos astrofísicos energéticos, cuyas fuentes han seguido siendo un misterio. Los rayos cósmicos se descubrieron cuando se comprobó que la conductividad eléctrica de la atmósfera terrestre se debe a la ionización causada por radiaciones de alta energía. El descubrimiento de que la intensidad de radiación depende de la altitud indica que las partículas integrantes de la radiación están eléctricamente cargadas y que las desvía el campo magnético terrestre.

Entre 1913-1914, Werner Kolhörster confirmó las primeras observaciones de Hess al medir el incremento de la tasa de ionización a 9,300 m de altitud. Las lecturas de sus aparatos indicaban que la ionización a esa altura era 50 veces mayor que en la superficie. En 1929, usando la recién inventada cámara de niebla, Dimitri Skobelzyn observó las primeras huellas fantasmales dejadas por los rayos cósmicos.

1932. Robert Millikan, conocido por su ingeniosa medición de la carga del electrón, los bautizó “*rayos cósmicos*”. Cósmicos por su evidente origen en el espacio exterior al sistema solar, y rayos porque sospechaba que se trataba de rayos gamma, la radiación electromagnética más penetrante conocida en esa época. Pero fue creciendo la evidencia de que los rayos cósmicos eran, en su mayoría partículas energéticas con masa.

1932. Mientras observaba las trazas de rayos cósmicos que pasaban a través de su cámara de niebla, Carl Anderson descubrió la antimateria bajo forma del anti-electrón, llamado más tarde positrón. Un positrón es una partícula exactamente igual al electrón pero con carga opuesta, positiva.

1937. Seth Neddermeyer y Carl Anderson descubrieron la partícula subatómica llamada muón en los rayos cósmicos. El positrón y el muón fueron los primeros de una serie de partículas subatómicas descubiertas usando a los rayos cósmicos, descubrimientos que dieron lugar a la ciencia de la física de partículas elementales. Por su descubrimiento del positrón a Carl Anderson se le otorgó el Premio Nobel de Física en 1936, compartido con Victor Franz Hess.

1938. Pierre Auger, quien había ubicado detectores de partículas en las alturas de los Alpes, notó que dos detectores colocados a muchos metros de separación indicaron ambos la llegada de partículas exactamente al mismo tiempo. Auger había descubierto los “chubascos aéreos extendidos”, lluvias de partículas subatómicas secundarias causadas por la colisión de partículas primarias de alta energía con moléculas de aire. Sobre la base de sus mediciones, Auger concluyó que había observado chubascos con energías de 10^{15} eV, diez millones de veces más altas que cualquier conocida antes

1949. Enrico Fermi propuso una explicación para la aceleración de los rayos cósmicos. En el acelerador de “choque” para los rayos cósmicos imaginado por Fermi, los protones aumentan su velocidad al rebotar sobre nubes magnéticas que se mueven en el espacio. Se cree que las supernovas actúan como aceleradores cósmicos.

En febrero de 1962, se detectó el primer evento de rayo cósmico con energía alrededor de 10^{20} eV fue detectado por John Linsley en el arreglo de superficie del Instituto Tecnológico de Massachusetts ubicado en Volcano Ranch (Nuevo México, EEUU). El arreglo de Volcano Ranch consistía en 19 detectores de centelleo cubriendo un área de aproximadamente 7 km^2 , operó entre los años 1958 a 1972 [4].

1.2. Composición de los rayos cósmicos

Actualmente sabemos que los rayos cósmicos están compuestos por todos los tipos de núcleos atómicos, desde el simple núcleo de hidrógeno (un protón) hasta núcleos de hierro y núcleos más pesados. Elementos con números atómicos mayores al Uranio han sido observados en los rayos cósmicos.

Se sabe que los rayos cósmicos están formados por partículas cargadas, de tamaño subatómico, que son aceleradas a velocidades cercanas a la de la luz. Su rango de energía está entre 10^8 y 10^{20} eV (comparado con la energía del LHC máxima que es de 10^{14} eV). Los rayos cósmicos consisten principalmente de protones (aproximadamente 90%) y núcleos de helio (alrededor del 9%). El 1% restante se compone de núcleos más pesados y una pequeña fracción de los rayos cósmicos se compone de fotones, electrones y neutrinos. El flujo de partículas con altas energías disminuye rápidamente y por tanto el flujo de las partículas con energías alrededor de 10^{20} eV es solamente una partícula por km^2 por siglo.

CAPÍTULO 1. RAYOS CÓSMICOS

1.2. COMPOSICIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS

La radiación cósmica que alcanza a la Tierra, atraviesa su atmósfera e interactúa con ella modificando su composición. Al llegar al nivel del mar y a una latitud de 45 grados, la radiación cósmica está compuesta por [5]:

- muones: 72 %
- fotones: 15 %
- neutrones: 9 %

Las dosis recibidas debido a los rayos cósmicos varían entre 300 μSv (microsieverts) y 2000 μSv al año [6]. La dosis de radiación promedio por persona por año es de aproximadamente 1500 μSv :

- Transporte aéreo 50 μSv
- Rayos cósmicos 300 μSv , si vive a 1,000 metros sobre el nivel del mar se añaden 200 μSv
- comida y bebidas 400 μSv principalmente de origen natural radiactivo potasio-40 (un plátano tiene aproximadamente 0.1 μSv) y el polonio-210.
- Radiación terrestre 800 μSv , materiales radiactivos de larga duración como el uranio y el torio se producen en el medio ambiente. Emiten radiación que contribuye a 600 μSv al año a la dosis promedio de radiación ionizante terrestre. Esta radiación procede de rocas y suelos, a partir de materiales de construcción como ladrillos y azulejos. El radón y el torón son gases radiactivos de origen natural.

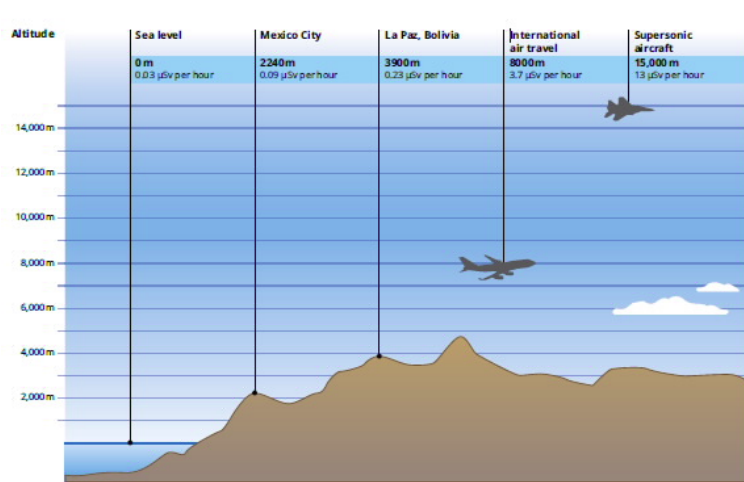


Figura 1.2: Tasa de dosis de radiación cósmica a diferentes altitudes.

El sievert (símbolo Sv) es una unidad derivada del SI que mide la dosis de radiación absorbida por la materia viva. Se utilizó este nombre en honor a Rolf Sievert físico médico sueco, cuya mayor contribución a la ciencia fue el estudio de los efectos biológicos de la radiación ionizante. Puesto que el Sievert es una magnitud muy grande, se emplea comúnmente el milisievert (mSv) o el microsievert (μSv). 1 Sv es equivalente a un julio entre kilogramo (J kg^{-1}). Esta unidad da un valor numérico con el que se pueden cuantificar los efectos estocásticos producidos por las radiaciones ionizantes.

La equivalencia entre Sv, mSv y μSv son las siguientes:

$$1 \text{ Sv} = 10^3 \text{ mSv} = 10^6 \mu\text{Sv}$$

El Sievert sustituye al Rem (Roentgen Equivalent Man), utilizado anteriormente, y en la actualidad por los países anglosajones, sus dimensiones son julios por kilogramo (J/kg), que debe su nombre al físico alemán Willhem Röntgen.

$$1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem} \text{ o bien } 1 \text{ rem} = 10 \text{ mSv} = 10^4 \mu\text{Sv}$$

1.3. Espectro de energía

El espectro de rayos cósmicos indica el flujo J de partículas en función de la energía, cubriendo un rango de energía desde 10^9 eV hasta más de 10^{20} eV. Para partículas con energía menor a 10^{10} eV, el flujo está modulado por el viento solar. Para energías mayores, el espectro sigue una ley de potencias

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\gamma}, \quad (1.4)$$

donde γ es el denominado índice espectral, el índice del espectro, cambia con la energía. Estos cambios en el espectro y sus características, se suponen debidas a efectos de propagación y producción de partículas a determinadas energías. Para energía menor a 10^{17} eV, es probable que los rayos cósmicos sean originados por shocks expansivos de remanentes de supernovas dentro de la galaxia, donde las partículas son aceleradas por shocks difusivos.

El flujo de rayos cósmicos decrece de $\approx 1000 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, a $E \approx 1 \text{ GeV}$, hasta $1 \text{ km}^{-2}\text{siglo}^{-1}$ a las más altas energías ($E \approx 10^{20}$ eV). Esto marca un límite a las técnicas de detección directa de rayos cósmicos. Debajo de 10^{15} eV el flujo es bastante grande ($\Phi > 1 \text{ m}^{-2}\text{año}^{-1}$) como para detectar a los rayos cósmicos de forma directa con experimentos en globos, satélites y aviones. En cambio, arriba de 10^{15} eV el flujo disminuye rápidamente por lo que la detección directa es poco práctico. Entonces, se aplica la observación indirecta a través de la detección de los chubascos de partículas que los rayos cósmicos producen en la atmósfera terrestre, a su llegada a nuestro planeta.

En el espectro de energía existen dos interrogantes que han dado lugar a en nuevas investigaciones. A energías $E \approx 3 \times 10^{15}$ eV se observa un cambio en la ley de potencias, variando el índice espectral de 2.7 a 3.1, dando lugar a la estructura conocida como “rodilla”, ha sido estudiado recientemente por el experimento KASCADE [8]. Se encontró que el cambio en el índice espectral es debido a una disminución progresiva de elementos individuales con masa menor a la del carbón. Se propone que ésto podría deberse al aumento de pérdidas de rayos cósmicos de baja rigidez de la galaxia mientras aumenta la energía, o a que estas partículas hayan llegado a la mayor energía posible que pueden obtener de la fuente. Si esto último es cierto, se esperaría que la aceleración por remanentes de supernovas para partículas con masa hasta la del Fe fuera ineficiente para energía $\sim 10^{17}$ eV [9].

Algunos experimentos han observado una segunda discontinuidad en el espectro a energías $E \approx 3 - 7 \times 10^{17}$ eV, donde el índice cambia a $\gamma \sim 3$, formando lo que se conoce como “segunda rodilla”. Mientras que alrededor de $E \approx 5 \times 10^{18}$ eV el espectro se torna plano, el índice espectral toma el valor de $\gamma \sim 2,8$, formando el “tobillo”, detectado inicialmente por Haverah Park [10] y HiRes [11]. Se especula que el “tobillo” se debe a un cambio de composición galáctica a extragaláctica.

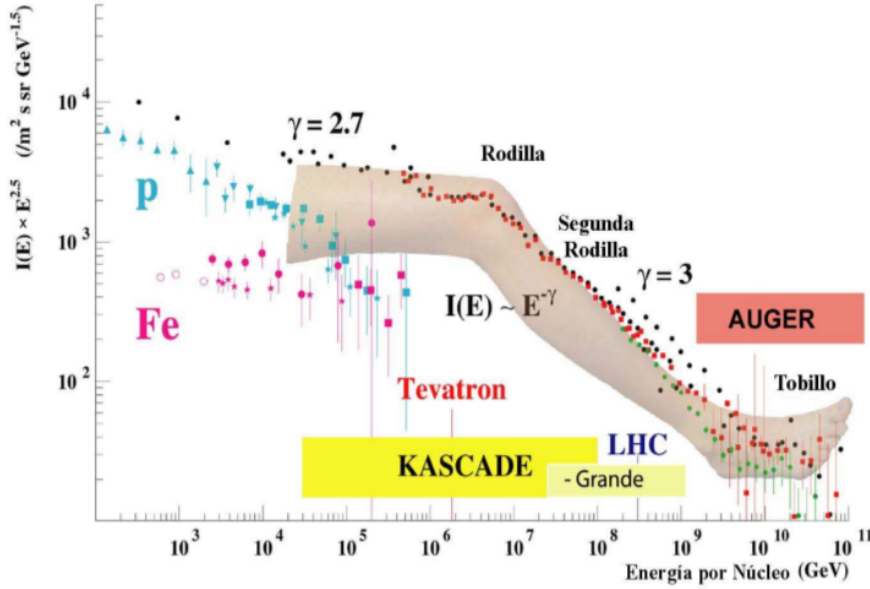


Figura 1.3: Espectro de energía de rayos cósmicos, describe la dependencia entre el flujo y la energía [7]

Se han presentado muchas explicaciones para describir cómo y dónde los rayos cósmicos con energía mayor a la rodilla obtienen su energía, y reproducir las características observadas en el espectro. Algunos modelos predicen la existencia de otras fuentes de aceleración además de remanentes de supernova, como supernovas Tipo II o Gamma-ray bursts. Se postula que estos eventos ocurren con una frecuencia lo suficientemente alta como para crear partículas con energías hasta el tobillo, donde el flujo de partículas extragalácticas comienza a dominar [12, 13]. Otros aseguran que la transición de rayos cósmicos galácticos a extragalácticos ocurre en la segunda rodilla [14], y que el tobillo es el resultado de producción de pares e^+e^- debida a un espectro dominado por protones, que interactúan con la radiación cósmica de fondo (CMBR).

$$p + \gamma CMBR \rightarrow p + e^+ + e^- . \quad (1.5)$$

La discriminación entre estos modelos sería posible con el conocimiento de la composición de los rayos cósmicos, dado que el cambio de la masa promedio en el tobillo es diferente en cada modelo. Si el modelo de transición es correcto, se espera que la composición a energías menores al tobillo esté dominada por Fe. Si el tobillo es debido a la producción de pares de la interacción con la CMBR, se espera un flujo dominado por protones.

1.4. Cascada de rayos cósmicos

Cuando un rayo cósmico de alta energía entra en la atmósfera, este pierde su energía a través de interacciones con las moléculas de aire. A altas energías estas interacciones crean partículas que colisionan contra otras y provocan una serie de reacciones nucleares, que originan nuevas partículas que repiten el proceso en cascada. Así, puede formarse una cascada de más de 10^{11}

nuevas partículas. A este proceso de multiplicación se le conoce como cascada atmosférica extensa (EAS “Extensive Air Showers” por sus siglas en inglés). Las cascadas de partículas subatómicas se originan por acción de rayos cósmicos primarios, cuya energía puede ser superior a 10^{20} eV [15].

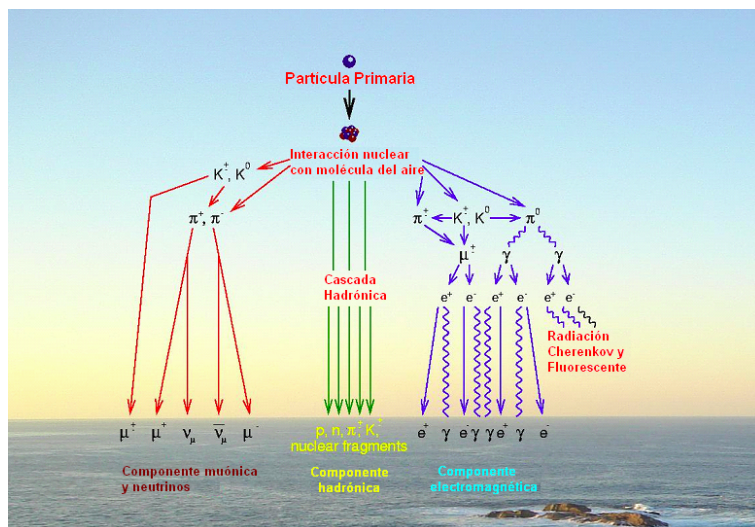


Figura 1.4: Cascada de partículas producida por un rayo cósmico que interactúa con las moléculas de la atmósfera.

Los rayos cósmicos primarios son partículas aceleradas de fuentes astrofísicas que bombardean continuamente a la atmósfera de la Tierra. Las partículas secundarias se producen por interacciones de las primarias con los núcleos de aire. Los muones principalmente se originan a partir de la descomposición secundaria de piones y kaones cargados; en este sentido, los muones son de origen atmosférico. Los canales de desintegración más importantes y respectivas fracciones de desintegración son

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\sim 100\%), \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \end{aligned} \tag{1.6}$$

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\sim 63,5\%), \\ K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \end{aligned} \tag{1.7}$$

Debido a la pérdida de energía (~ 2 GeV en toda la atmósfera), el tiempo de vida es relativamente grande y la sección transversal de interacción es relativamente pequeña, los muones atmosféricos son las partículas cargadas más numerosas a nivel del mar y los únicos capaces de llegar a gran profundidad.

Debido a la estrecha relación entre la producción de muones y neutrinos, los parámetros que caracterizan a la física de muones pueden proporcionar información importante sobre el flujo de neutrinos atmosféricos [16]

CAPÍTULO 1. RAYOS CÓSMICOS

1.4. CASCADA DE RAYOS CÓSMICOS

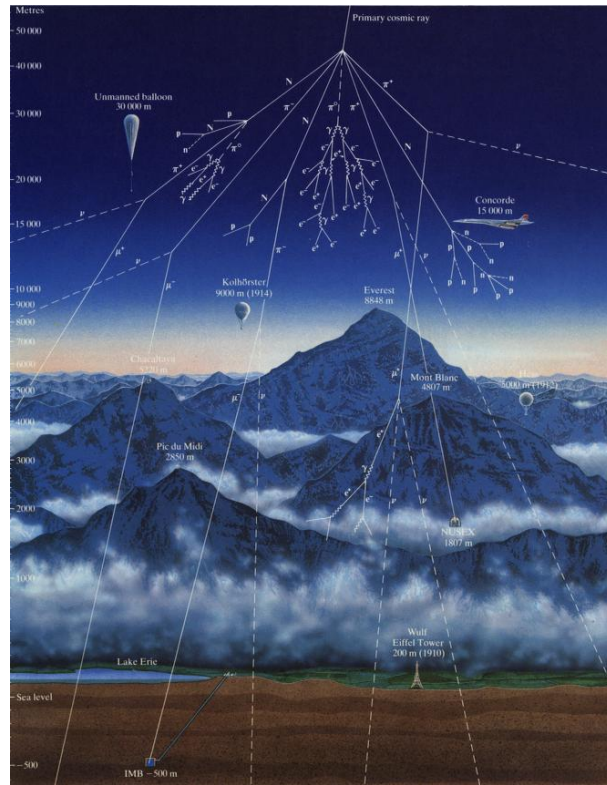


Figura 1.5: Cuando una partícula llega a la atmósfera de la tierra, que choca con los núcleos (oxígeno y nitrógeno) en la atmósfera de la Tierra. Los restos de esta colisión chocarán de nuevo y así sucesivamente. De esta manera, una lluvia de partículas se crea como ilustra en la figura [17].

Como se ha mencionado, cuando la partícula, llamada partícula primaria, golpea la atmósfera (en la mayoría de los casos es la molécula de nitrógeno), se desencadena la cascada de partículas secundarias (EAS).

Podemos describir las partes del EAS como se muestra a continuación:

■ Componente muónica:

También llamada componente penetrante, se origina a partir del decaimiento de los piones cargados y a veces por el decaimiento de kaones cargados. Los muones son las partículas cargadas que son más abundantes a nivel del mar. 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 [18]. Los muones tienen una vida media de $2,2 \times 10^{-6}$ s y un factor de Lorentz $\gamma \approx 90$ (no confundir con el índice espectral), para energías del orden de $E_\mu = 10$ GeV, por tal motivo los muones deben atravesar toda la atmósfera prácticamente antes de decaer. Los muones pierden energía principalmente por procesos de ionización y procesos radiativos, por ejemplo, debido a la desaceleración o cambio de dirección en el movimiento, proceso conocido como *bremstrahlung*, este fenómeno se presenta cuando una partícula cargada se dispersa en el campo electromagnético de otra.

El muon es la partícula cargada eléctricamente con masa mayor al electrón, su desintegración ha de producir por tanto un electrón y neutrinos (cuya carga eléctrica total es nula) antes de que alcancen el nivel del suelo de acuerdo con las relaciones:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (1.8)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (1.9)$$

■ **Componente de neutrinos:**

Debido a que los neutrinos tienen secciones eficaces de interacción pequeña, las mediciones de neutrinos atmosféricos requieren un detector por debajo de la superficie de la tierra para evitar la señal de fondo.

Hay dos tipos de mediciones: eventos contenidos (o semi-contenidos), en el que se determina el vértice que se originan en el interior del detector, y muones de neutrinos inducidos. Estos últimos son muones que entran en el detector de ángulos cenitales tan grandes (por ejemplo, casi horizontales o hacia arriba) que no pueden ser muones producidos en la atmósfera. En ninguno de los casos el flujo de neutrinos es medido directamente. Lo que se mide es una convolución del flujo de neutrinos y la sección eficaz con las propiedades del detector (que incluye el medio circundante en el caso de muones que entran).

En la región de GeV el flujo de neutrinos y su distribución angular dependen de la localización geomagnético del detector y, en menor medida, en la fase del ciclo solar. Ingenuamente, esperamos que $\nu_\mu/\nu_e = 2$ contando a partir de los neutrinos de los dos sabores procedentes de la cadena de piones y la desintegración del muón. Contrariamente a lo esperado, sin embargo, los números de las dos clases de eventos son similares en vez de ser distintas en un factor de dos. Esto ahora se entiende que es una consecuencia de las oscilaciones de sabor de neutrinos [18].

Dos propiedades bien conocidas de los rayos cósmicos atmosféricos proporcionan una comparación estándar de las expectativas de las mediciones de neutrinos atmosféricos. Estos son el “efecto sec theta” y el “efecto este - oeste”. El primero se refiere originalmente al aumento del flujo de > 10 GeV muones (y neutrinos) en grandes ángulos cenitales debido a que los piones padre se propagan más en la atmósfera superior de baja densidad, donde la descomposición se mejora con respecto a la interacción.

■ **Componente hadrónica:**

Conformada principalmente por hadrones secundarios; los más abundantes son los mesones π^+ , π^- y π^0 , los cuales pueden decaer a:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (1.10)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (1.11)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (1.12)$$

sumando sus productos a la componente electromagnética, a la componente muónica y a la componente de neutrinos, aunque también pueden aparecer kaones con una abundancia del 10% comparada con los piones. El mesón π^\pm tiene una masa de $139.57 \text{ MeV}/c^2$ y una vida media de 2.6×10^{-8} segundos. Se desintegran debido a la interacción débil. La razón de decaimiento de π^\pm es de 0.999877, es un decaimiento leptónico a un muón y neutrino del muón.

La longitud de interacción de los hadrones es aproximadamente $90 \text{ g}/\text{cm}^2$, los protones primarios inician una cascada hadrónica en la capa de la atmósfera correspondiente a $100 \text{ mbar} = 9.87 \times 10^{-2} \text{ atm}$, entre los 15 y 20km de altitud, dependiendo de la energía primaria. La vida media de los piones cargados es de alrededor de $\tau \sim 2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$. El decaimiento de los piones generalmente ocurre en las capas superiores de la atmósfera, donde las partículas cruzan una región de baja densidad, debido a esto los mesones cargados tienen una gran probabilidad de decaer antes de interactuar [19].

La casacada hadrónica es muy diferente de la cascada electromagnética que es causada por la presencia de la fuerza fuerte. Cuando las partículas de interacción fuerte golpea la atmósfera, puede producir gran variedad de partículas hadrónicas con mesón π que es el tipo mas abundante . La casacada hadrónica tiene también componente muónico, que tiene el origen en el decaimiento de mesones cargados [20].

■ **Componente electromagnética:**

Esta componente está conformada por fotones y electrones, es alimentada al inicio de la cascada por el decaimiento de los piones neutros en dos fotones, lo cual ocurre 10^{-16} s después de la creación del pión. También puede existir una aportación por parte de los muones. Los fotones del decaimiento del pión neutral pueden crear pares electrón-positrón y estos a su vez pueden emitir partículas γ en procesos bremsstrahlung, alternándose con la creación de pares, lo que da origen al desarrollo de la cascada electromagnética. Muchas veces se producen piones neutros a lo largo de todo el chubasco, generando diversas sub-cascadas electromagnéticas, que se suman a la componente electromagnética total.

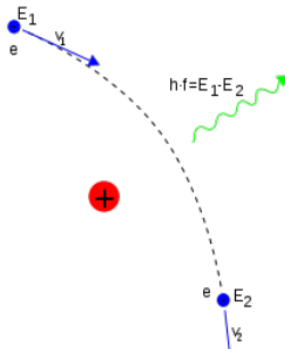


Figura 1.6: Bremsstrahlung-Radiación generada por la dispersión entre partículas cargadas debido a la desaceleración o cambio en la dirección de movimiento de las partículas [20].

En la cascada electromagnética hay dos importantes procesos físicos: bremsstrahlung y creación de pares electrón-positron. Bremsstrahlung es un fenómeno en el que los electrones

atraviesan la atmósfera emitiendo fotones. El electrón pierde parte de su energía cinética, y esta energía es emitida en forma de luz cuántica: fotones. Esto continúa más allá, entonces la energía de las partículas es $E_c \approx 81$ MeV también llamado energía crítica. Cuando la energía de la partícula decrece sobre este valor, la energía de la cascada se disipa a través de la ionización. Este efecto está relacionado con un problema: cuando tenemos partículas con energía alta (con energías alrededor de 10^{14} eV), la medición de ionización es poco práctico, por la razón del flujo de partículas bajo.

El modelo que puede simplificar la descripción de la cascada electromagnética existe es conocido Modelo Heitler, las suposiciones son [20]:

- Existe la energía crítica; electrones y positrones que tienen la energía más pequeña que la energía crítica pierde toda su energía a través de ionización.
- La partícula primaria tiene una energía E , que es mucho más grande que la energía crítica E_c .
- Toda partícula decae a dos partículas secundarias, ambas con la mitad de la energía de las partículas madre.

Capítulo 2

Experimento ALICE

El propósito general del experimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment) es el estudio de las colisiones entre iones pesados que ocurren en el acelerador LHC (Large Hadron Collider), enfocándose principalmente en fenómenos de QCD. Se diseñó principalmente para analizar las interacciones fuertes de la materia y el plasma de quarks y gluones (QGP) a valores extremos de densidad de energía y temperatura.

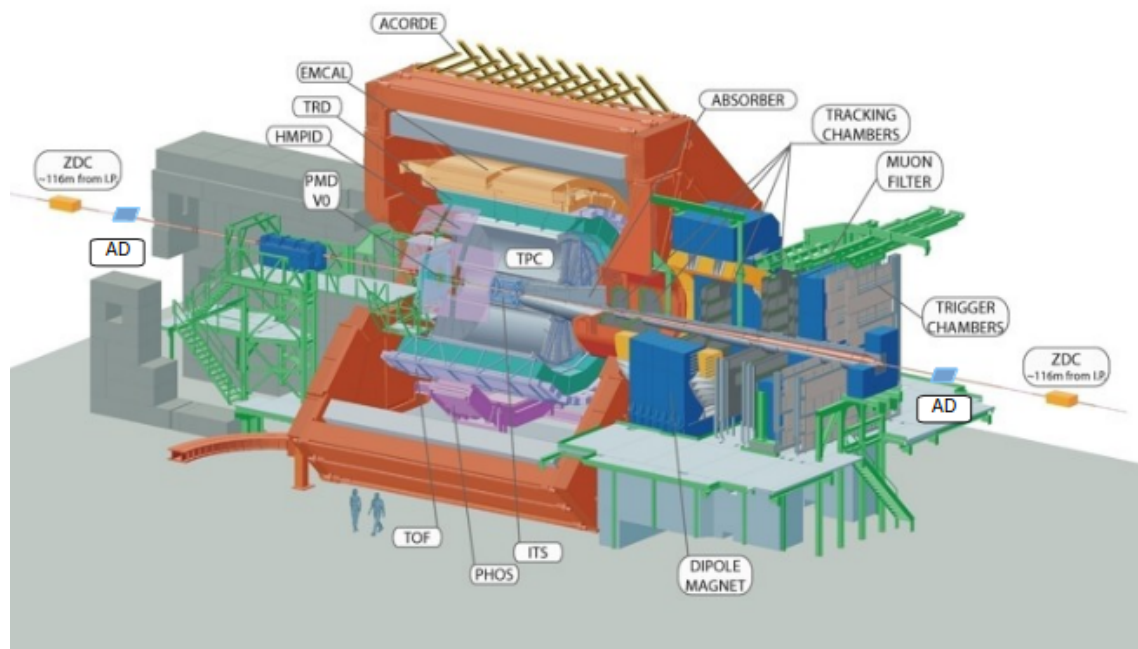


Figura 2.1: Estructura del detector ALICE, el cual consta de 19 subdetectores [21].

El detector del experimento ALICE está compuesto por dos partes principales: la primera es la zona central que detecta la producción de pares de electrones y de aquellas señales que indiquen la formación de hadrones; la segunda parte consiste en la zona externa donde un espectrómetro estudia el decaimiento muónico de los hadrones creados por confinamiento de quarks.

Estas dos partes son esenciales para poder estudiar cada uno de los eventos que nos den indicios del QGP. Experimentalmente lo que se mide son las llamadas observables físicas (momentos, energías, masa transversal, etc.) ya que nos dan información importante de las condiciones iniciales y de la evolución espacio-temporal de la masa hadrónica creada por las colisiones de los iones pesados. De esta manera se puede obtener alguna señal sobre la formación del QGP o de un nuevo estado de la materia [22].

El experimento ALICE tiene las siguientes etapas principales:

- Para establecer las condiciones iniciales es necesario conocer el número de colisiones entre iones en cada interacción. Con ello se obtiene información sobre la densidad de energía lograda en el nuevo estado de la materia (QGP)
- Para verificar la posible formación del QGP se tiene en cuenta la producción de partículas con encanto. Por su parte los fotones creados en el punto de interacción nos ayudarán a conocer las características de la radiación térmica del plasma. Al determinar la sección eficaz de hadrones con un momento transversal alto se podrá conocer la pérdida de energía de los partones en el plasma. Por último, la producción de las partículas J/Ψ e Υ darán indicios del desconfinamiento.
- Para estudiar la transición de fase se analiza la producción de partículas con extrañeza. Se espera tener una gran densidad de quarks extraños que den indicios de una parcial restauración de la simetría quiral en el plasma; además, las fluctuaciones de la multiplicidad en las interacciones nos ayudarán a comprender los fenómenos presentes en la transición de fase. Por otra parte, con la técnica de la interferometría de partículas idénticas conoceremos el tiempo de expansión en la fase, el cual se espera sea grande (del orden de microsegundos).

Los principales sistemas de detección que comprende ALICE de *disparo* como de *trayectoria* son los siguientes:

Disparo:

- *ACORDE*: sistema de disparo para muones atmosféricos.
- *AD*: sistema de disparo para eventos de procesos difractivos.
- *TOF*: tiempo de vuelo (reconstrucción de masa de partículas).
- *VZERO*, T0: mínimo sistema de disparo (identifica eventos válidos de colisión).
- *MTRG*: disparo de muones en la región delantera.
- *ZDC*: calorímetro de grado cero usado para identificar eventos donde hubo emisión de neutrones.

Trayectoria:

- *TPC*: reconstrucción de trayectorias
- *ITS*: sistema interno de trazas (reconstrucción de vértices primarios)
- *PHOS*: identificación de fotones

- *HMPID*: identificación de partículas con alto momento transverso

La disposición de estos sistemas es la siguiente. La TPC contiene en su interior el ITS que mejora la reconstrucción de los vértices primarios y secundarios de las interacciones así como la obtención de un rastreo preciso de partículas de bajo momento. Rodeando a la TPC se encuentra el TRD (transition radiation detector) para la identificación de electrones así como el PMD para estudios de multiplicidad de fotones. El TOF, el cual proporciona la identificación de piones, kaones y protones. El ZDC se encuentra en el eje del rayo para estudios de centralidad de la interacción; en cambio el espectrómetro de muones sólo está colocado en uno de los lados del punto de impacto. Finalmente se encuentra el PHOS para optimizar la identificación de partículas con momentos altos ayudado principalmente por el HMPID [23].

Veremos a continuación un resumen de las características principales de cada sub-detector utilizado en este estudio y la física que cada uno de ellos determinará.

2.1. Cámara de Proyección de Tiempo (TPC)

La TPC (Time Projection Chamber) es el detector principal de rastreo de partículas en la zona central, o punto de interacción y, junto con el ITS, TRD y el TOF proporcionará información tanto de los momentos de partículas cargadas como de la identificación y determinación de los vértices resultantes de las colisiones. Debido a la gran multiplicidad que se espera en las colisiones de iones pesados el TPC deberá proporcionar una óptima separación de trayectorias y una gran resolución del espectro de energías por unidad de distancia (dE/dx).

La TPC es la principal herramienta para estudiar las observables hadrónicas en colisiones Pb-Pb. Las mediciones de las propiedades de los hadrones producidos darán información sobre la composición de sabores de la bola de fuego a través de la espectroscopía de partículas extrañas. Asimismo, se obtendrá información de la extensión espacio-temporal de la bola de fuego al enfriarse a través del estudio de los espectros y las correlaciones de una o más partículas. En resumen, la TPC deberá proporcionar una gran resolución para distinguir dos trayectorias, una gran resolución de la observable dE/dx y tener la capacidad de unir correctamente las trayectorias del ITS y del TOF.

En cambio, el detector de transiciones radiativas (TRD) dará, con los datos que provengan de los detectores TPC e ITS, suficiente información sobre la identificación de electrones para medir la producción de mesones vectoriales pesados y ligeros en las colisiones. Esta identificación de electrones, junto con la determinación del parámetro de impacto, proporcionará información sobre la cantidad de encanto y belleza en la colisión. También se podrá diferenciar a los mesones J/Ψ producidos directamente de aquellos que se originan como resultado de los decaimientos de belleza. Este último podría inducir la supresión esperada de los mesones J/Ψ debido a la formación del QGP.

Cubre la región de pseudorapidez $|\eta| < 0,9$ para trayectorias de longitud radial, para trayectorias reducidas en longitud tiene una aceptación cerca de $|\eta| < 1,5$. Un amplio rango de momento transverso es cubierto por este detector, desde 0,1 GeV/c a 100 GeV/c con buena resolución [23]. La multiplicidad de partículas producidas es difícil de predecir y para colisiones centrales Pb-Pb se ha estimado en un rango de 2000–8000 partículas cargadas por unidad de rapidez. Para el diseño del detector se utilizó la multiplicidad máxima esperada de $dN_y/dy = 8000$ lo cual implica 20,000 trayectorias de partículas primarias y secundarias en la TPC.

En resumen, en lo que se refiere a observables físicas de leptones, la TPC proporciona una gran eficiencia en la identificación de partículas cargadas (protones, piones, kaones, electrones,

muones), así como de núcleos y anti-núcleos, una gran resolución de los momentos de los mismos y la capacidad de diferenciar las trayectorias a una frecuencia de al menos 200 Hz.

2.2. Tiempo de Vuelo (TOF)

El detector TOF (Time Of Flight) está compuesto por 1638 MRPC's (Multi-gap Resistive Plate Chamber) y dividido en 18 sectores en la componente azimutal. Cubre un área de 160m^2 , se diseñó principalmente para alcanzar una resolución global de tiempo alrededor de 100ps con el fin de identificar kaones y piones arriba de $2.5\text{ GeV}/c$ y protones arriba de $4\text{ GeV}/c$ en el intervalo de pseudorapidez $|\eta| < 0,9$. El tiempo medido por el TOF, en conjunto con el momento y la longitud de la trayectoria medida por la TPC y el ITS, es utilizado para calcular la masa de las partículas.

El principal aspecto de las cámaras del TOF es que el campo eléctrico es alto y uniforme sobre todo el volumen de gas, cualquier ionización producida por una partícula cargada empieza una avalancha de procesos en el gas, la cual genera una señal observable en los electrodos. Estos dispositivos (MRPC) tienen una eficiencia cercana al 100 %. El detector TOF no tiene ninguna zona muerta, los módulos fueron diseñados de tal manera que se evite cualquier pérdida de sensibilidad, sobre el eje z . La única sección muerta se debe a la inevitable presencia de la estructura de soporte.

2.3. Detector de Rayos Cósmicos en ALICE (ACORDE)

El detector ACORDE (ALICE Cosmic Ray Detector) 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.

Los rayos cósmicos son partículas que se originan fuera de la atmósfera terrestre ya sea en nuestra galaxia o en otras, éstos interactúan con moléculas (nitrógeno y oxígeno) de la atmósfera y producen cascadas de partículas. Cuando un rayo cósmico atraviesa la atmósfera, éste interactúa con las moléculas que ahí se encuentran, tales interacciones dan lugar a un gran número de partículas secundarias y éstas a su vez chocan entre sí o con otras partículas en la atmósfera generando aún más partículas. Las energías que alcanzan estos rayos son del orden de 10^{20} eV , a energías bajas están compuestos principalmente de protones y un pequeño porcentaje de núcleos de helio, conforme la energía aumenta también lo hace el porcentaje de núcleos.

La ubicación del experimento ALICE le permite estudiar la componente muónica de los rayos cósmicos, ya que se encuentra 29m bajo tierra, esto implica que las componentes electromagnética y hadrónica de las lluvias son absorbidas; además sólo atraviesan muones con momento mayor a 15 GeV . La función de ACORDE es registrar estos eventos de muones atmosféricos para el estudio de física de rayos cósmicos [24].

Los primeros en realizar estudios sobre rayos cósmicos fueron los experimentos L3 y ALEPH ubicados en el colisionador LEP (Large Electron-Positron). ACORDE tiene un doble papel en el experimento ALICE, actúa como un sistema de disparo de rayos cósmicos y en combinación con otros detectores de ALICE, detecta muones atmosféricos y eventos multi-muones permitiendo estudios de rayos cósmicos en la región de la rodilla ($\simeq 3 \times 10^{15}\text{ eV}$) del espectro de energía de rayos cósmicos.

CAPÍTULO 2. EXPERIMENTO ALICE
2.3. DETECTOR DE RAYOS CÓSMICOS EN ALICE (ACORDE)

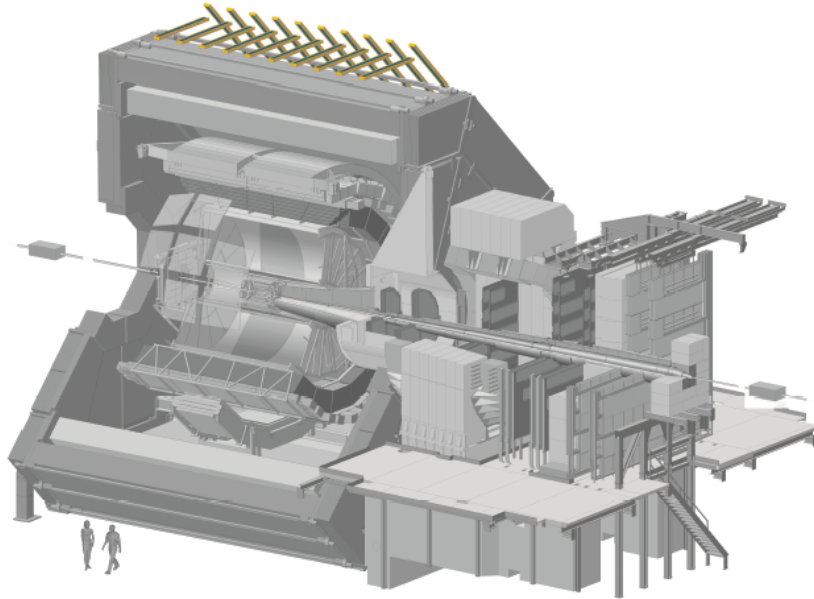


Figura 2.2: Un módulo de ACORDE consiste de dos contadores centelladores con un área efectiva de $190 \times 20\text{cm}^2$, 60 módulos de estos están ubicados sobre el magneto L3 de ALICE. Los módulos están colocados perpendicularmente al eje del haz sobre las tres caras superiores del magneto.

El detector ACORDE nos permite estudiar eventos multimuón, provee una señal de multicoincidencia y produce una señal de disparo en modo single-muon, dicha información es utilizada para calibrar la TPC y otros detectores de trazas.

Capítulo 3

Rayos Cósmicos en ALICE-LHC

El rayo cósmico primario es caracterizado mediante el estudio de una cascada de partículas creadas por su interacción con un núcleo en la atmósfera. Generalmente los arreglos de detectores en la superficie utilizados para el estudio de EAS, miden solo las características de algunas partículas específicas, 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 efecto del ambiente de ALICE sobre los muones fue simulado para explorar el tipo y sensibilidad de posibles mediciones dentro de ALICE.

El experimento 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.

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 [25].

3.1. Sistema de Coordenadas

El sistema de coordenadas en ALICE es un sistema de coordenadas rectangulares donde el origen se encuentra en el punto de interacción del haz. Los parámetros se definen como:

- *Eje x*: esta situado en el plano horizontal del acelerador, perpendicular a la dirección del haz y apuntando hacia el centro del anillo del LHC (para valores del x positivo).
- *Eje y*: es perpendicular (vertical) con respecto al eje x (apuntando hacia arriba).
- *Eje z*: es paralelo a la dirección del haz, dirigido hacia el lado A.
- *ángulo azimutal ϕ* : aumenta en sentido contrario a las manecillas del reloj, de $x(\phi = 0)$ a $x(\phi = 2\pi)$.
- *ángulo zenital θ* : incrementa de $x(\theta = 0)$ al plano xy $x(\theta = \pi/2)$ a $-z(\theta = \pi)$.

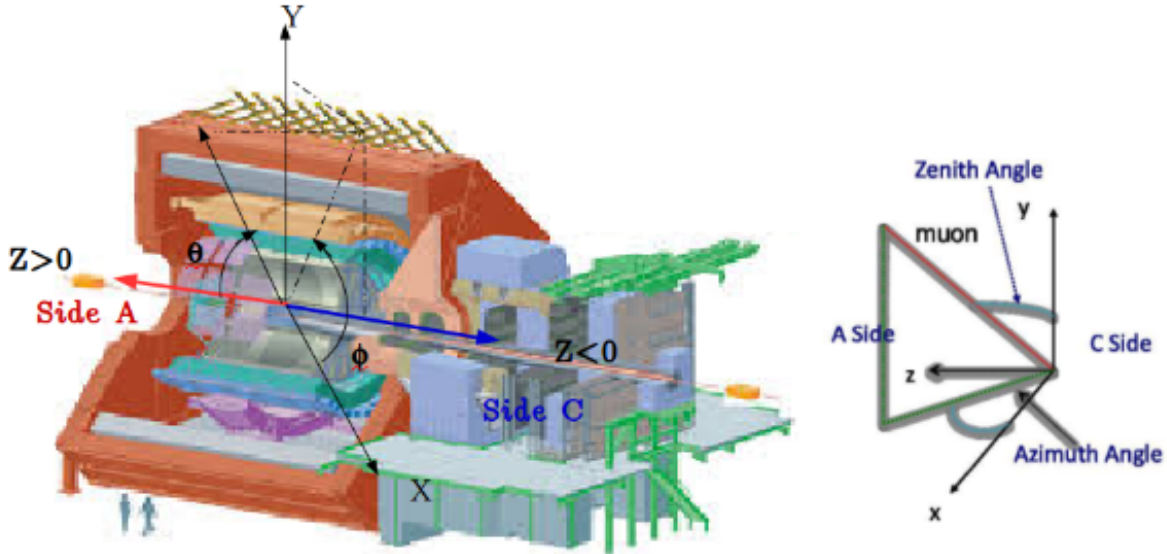


Figura 3.1: Esquema del sistema de coordenadas en ALICE, a la derecha para el caso de rayos cósmicos.

El sistema de coordenadas de rayos cósmicos esta basado en el sistema de coordenadas de ALICE, para los ejes xyz son los mismos descritos anteriormente. Se utilizó una transformación de coordenadas para estimar la dirección zenital y azimutal que son descritos a continuación:

- *ángulo azimutal ϕ_c* : En este sistema el ángulo azimutal se mide en el plano xz y se incrementa del eje z al x .
- *ángulo zenital θ_c* : La coordenada zenital está medida en el plano yz y se incrementa desde $z = 0$ hasta $y = 0$.

3.2. Análisis de Datos en ALICE

Los datos analizados corresponden a una muestra experimental tomada en el año 2015, estos datos corresponden a 68.64 días. Se seleccionaron sesiones de toma de datos (corridas) en donde no hubiera haz, esto para garantizar que sólo recolectamos muones atmosféricos, con una duración mayor a 10 minutos, donde estuvo presente un campo magnético de 0.5 Teslas.

A continuación se muestra en la siguiente tabla un resumen, donde los datos recolectados están caracterizados por periodos:

CAPÍTULO 3. RAYOS CÓSMICOS EN ALICE-LHC
3.2. ANÁLISIS DE DATOS EN ALICE

Period	Total Runs	Duration(d) B=0	Duration(d) B>0	Duration(d) B<0	Total Duration (d)	Total Events
LHC15a	210	13.12	7.28	10.19	30.59	216848722
LHC15b	4	0.64	0	0	0.64	4237033
LHC15c	191	9.56	12.61	0	22.17	152556379
LHC15d	65	0.73	0.94	1.88	3.55	28524552
LHC15e	6	0	0.19	0	0.19	2065402
LHC15f	44	0	1.62	0.59	2.21	16990267
LHC15g	47	0.61	2.5	0	3.11	35169035
LHC15h	15	0	0.86	0	0.86	9830797
LHC15i	16	0	1.36	0	1.36	13944165
LHC15j	12	0	1.09	0	1.09	8069120
LHC15k	6	0	0	0.39	0.39	2881039
LHC15l	23	0	1.84	0	1.84	10637779
LHC15m	7	0	0.45	0	0.45	2795457
LHC15o	1	0	0	0.19	0.19	1302934
Total	647	24.66	30.74	13.24	68.64	505852681

Figura 3.2: Duración total en días: 68.64, total de eventos colectados: 505,852,681 número total de corridas: 647

La razón tanto para 0AMU (ACORDE) como para 0OB3 (TOF) está definida como el número de eventos aceptados entre el tiempo. El valor típico para un solo muón atmosférico que cruza la caverna de ALICE es menor a 4 Hz/m². La razón para eventos multi-muón es más bajo, menos de 0.04 Hz/m², pero suficiente para el estudio de estos eventos [26]. Solo muones con energía mayor a 17 GeV llegarán a ACORDE; la TPC puede reconstruir muones con energía de hasta 2 TeV [27].

ACORDE está conformado por 60 módulos, cada módulo cubre un área efectiva de 0.37 m² y el área efectiva total es ~ 22.2 m². ACORDE tiene un parámetro de configuración llamado multicoincidencia (MCN), ACORDE genera una señal rápida de disparo nivel cero en base a la coincidencia entre las señales individuales de cada plástico centellador en una ventana de tiempo de 100 ns. Se considera un evento válido cuando existe una coincidencia en ambos plásticos que constituyen un módulo de ACORDE (~ 100 ns) [28]. Así cuando MCN=10, para que ACORDE genere una señal avisando que vio un evento, al menos 10 módulos de ACORDE deben detectar una señal en una ventana de tiempo de 100ns.

Como se puede ver en la figura 3.3, se configuró ACORDE para diferentes periodos, MCN=2 para los periodos LHC15a, LHC15b, LHC15c, LHC15d y LHC15e, MCN= 10 para los periodos LHC15f y LHC15i, MCN=6 para el periodo LHC15j y finalmente MCN=4 para los periodos LHC15k, LHC15l y LHC15m, esto con el propósito principalmente de obtener muones atmosféricos con alta multiplicidad, con esta configuración se evitaba almacenar un evento proveniente de la colisión.

El sistema de disparo TOF esta construido a partir de 1728 canales de disparo cada uno cubre 888 cm². Esta información es procesada y enviada en menos de 800ns al procesador central de disparo CTP (Central Trigger Processor) que proporciona el sistema de disparo nivel cero (L0) para el experimento. En lo que se refiere a 0OB3, este se basa en una topología simple del evento: un sistema de disparo se administra cuando un muon se ha disparado en coincidencia con cuatro modulos, uno detrás del otro en el plano azimutal. El objetivo principal de 0OB3 fue la selección de una muestra grande de muones cósmicos que se utilizan para hacer un seguimiento de estudios de detección [29].

CAPÍTULO 3. RAYOS CÓSMICOS EN ALICE-LHC
3.2. ANÁLISIS DE DATOS EN ALICE

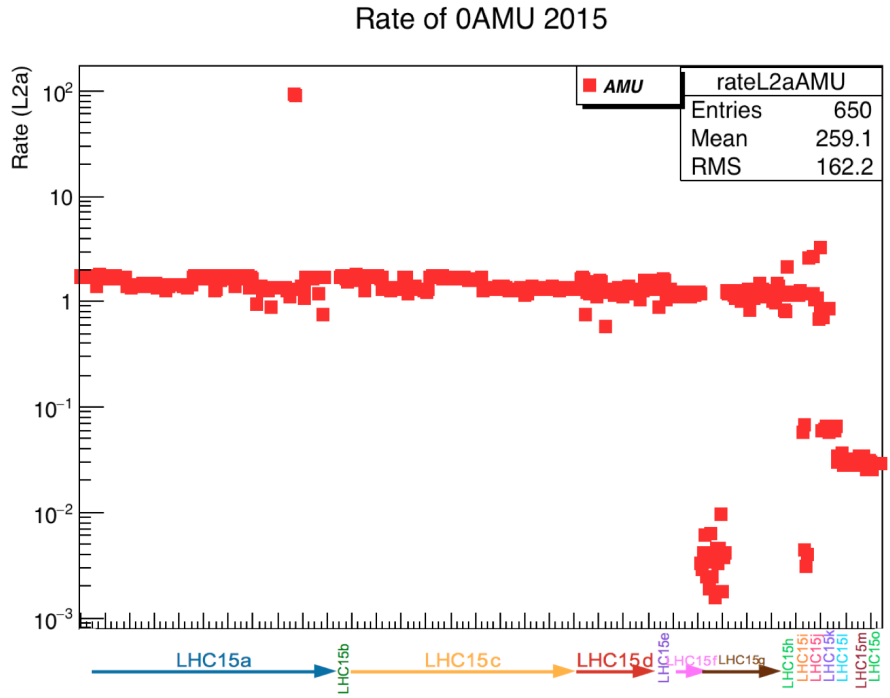


Figura 3.3: Periodos LHC15 con respecto a la razón de 0AMU (ACORDE).

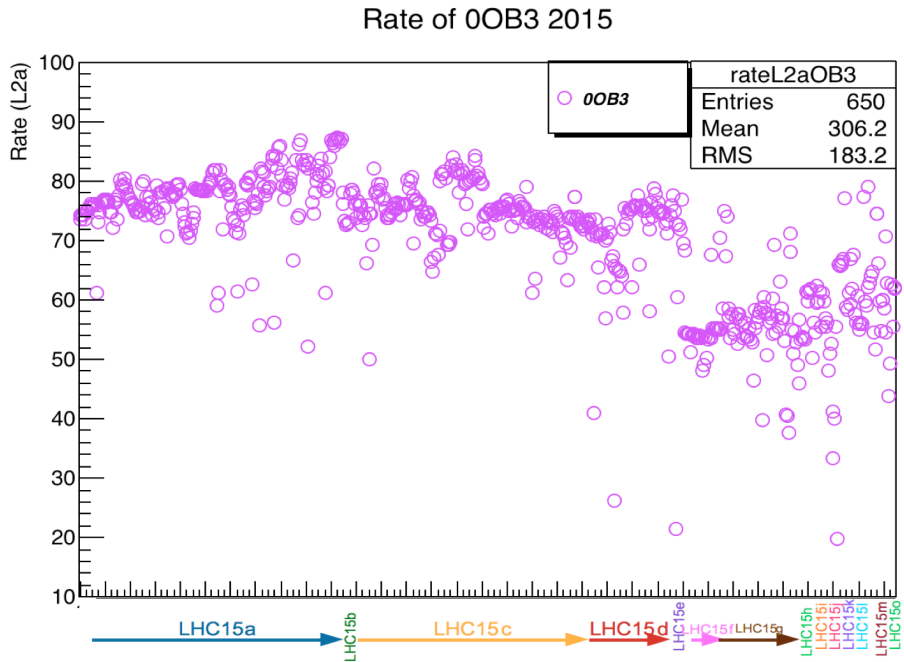


Figura 3.4: Periodos LHC15 con respecto a la razón de 0OB3 (TOF).

3.3. Selección de eventos

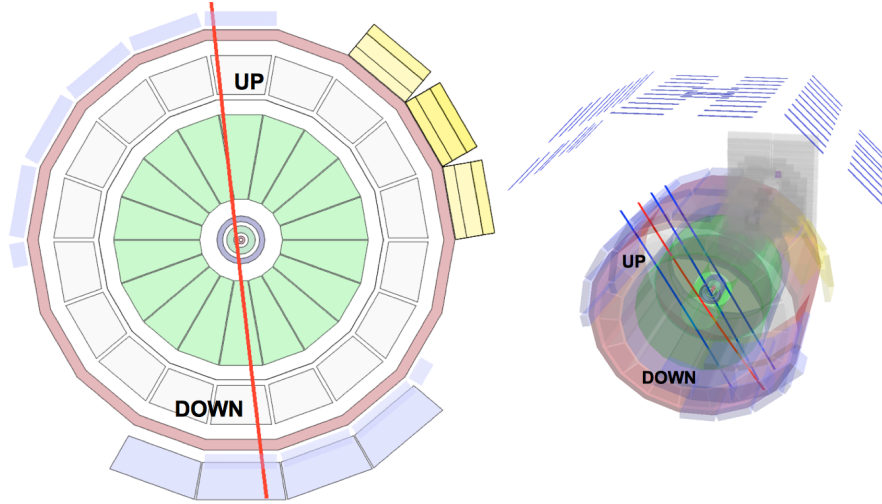


Figura 3.5: Reconstrucción de dos trayectorias de un muón por la TPC, que la cruza disparado por TOF (izquierda) y ACORDE (derecha).

Para el estudio de muones atmosféricos que cruzan el experimento es necesario adaptar y mejorar estos métodos directamente sobre los datos de las trayectorias reconstruidas por la TPC de ALICE, para ello se presenta las siguiente selección de eventos:

- Los muones atmosféricos, son reconstruidos principalmente por la TPC. Usualmente por partícula cargada se reconstruyen dos trayectorias, una en la parte superior del cilindro y otra en la parte inferior.
- La selección de los eventos que se analizan se basa en la topología reconstruida por la TPC .
- Para el análisis de la razón usamos los eventos disparados por TOF.
- La TPC reconstruye dos trazas para un muón que la cruza disparado por TOF o por ACORDE
- Las trazas reconstruidas deben ser paralelas entre sí.
- Debemos considerar el número de puntos que se encuentran en alguna región del espacio por traza *clusters*¹ para así estimar la dirección y distancia entre las diferentes ellas.

El detector TOF que tiene un área efectiva de 141 m², se localiza 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, esta dividido por 18 sectores y está construido por 1593 MRPC's (Multi-gap Resistive Plate Chambers) [25].

La meta principal de este detector 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

¹Cluster. Punto en el espacio reconstruido en la TPC debido a la señal producida 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).

CAPÍTULO 3. RAYOS CÓSMICOS EN ALICE-LHC

3.3. SELECCIÓN DE EVENTOS

y protones con momentos hasta 4 GeV/c. Para eventos de rayos cósmicos, TOF se desempeñó con dos configuraciones como sistema de disparo: TOF single y TOF cosmic.

- *TOF single*: 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-OOB0 y 80 Hz-OOB3.

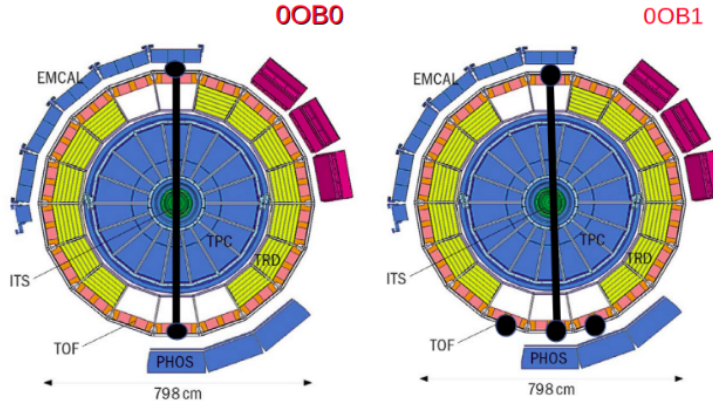


Figura 3.6: TOF single.

- *TOF cosmic*: Se produce cuando existe 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 80 Hz.

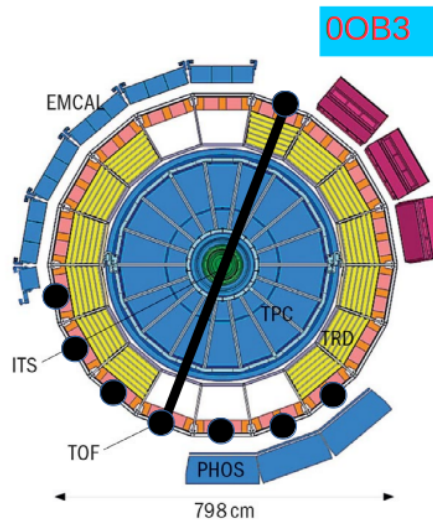


Figura 3.7: TOF cosmic.

3.4. Selección de trazas

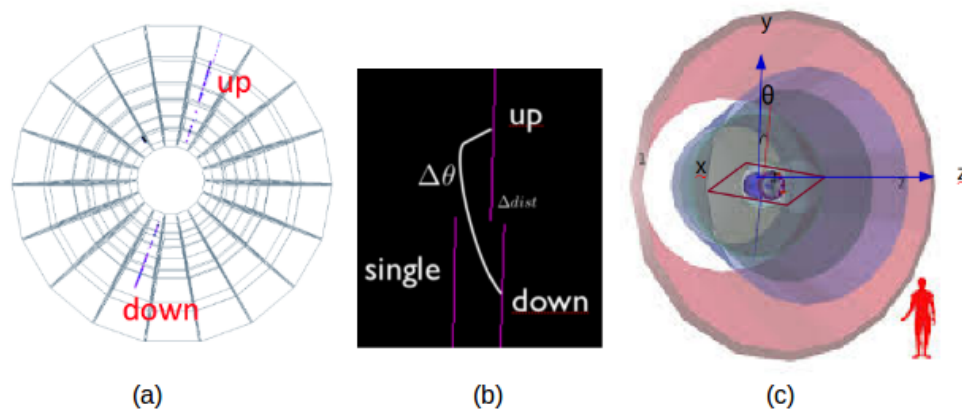


Figura 3.8: cortes de calidad: (a) la traza *up* y *down*, (b) $\cos(\Delta\theta) > 0,990$, (c) área fiducial.

Los cortes de calidad para la selección de trayectorias son:

- $P > 0,5 \text{ GeV}/c$: con este corte excluimos del análisis aquellas trayectorias de baja calidad que no contribuirán significativamente a la identificación de trayectorias paralelas.
- $\Delta dist < 3 \text{ cm}$: la distancia entre cada par de trayectorias debe ser menor a 3cm, para ser consideradas como la misma para una partícula cargada.
- $\cos(\Delta\theta) > 0,990$: el ángulo entre ambas trayectorias debe ser aproximadamente de 180° .
- $cls > 50$ para trazas solitarias: se espera que este tipo de trayectorias atraviesen al menos el 40% del área transversal de la TPC.
- Con $\theta < 20^\circ$: con este corte podemos garantizar que la trayectoria del muón es casi vertical.
- $1.5 \times 1.5 \text{ m}^2 \text{ Area Fiducial}$: con esto podemos ver que las trazas están contenidas dentro de la TPC.

3.5. La razón de muones

La razón μ^+/μ^- (R_μ) 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_μ 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

CAPÍTULO 3. RAYOS CÓSMICOS EN ALICE-LHC
3.5. LA RAZÓN DE MUONES

negativa. Hasta 200 GeV/c, R_μ ha sido reportada como constante. La medición de R_μ puede ser usada para mejorar los modelos de interacción hadrónica y entonces predecir de mejor manera el flujo de neutrinos atmosféricos [30].

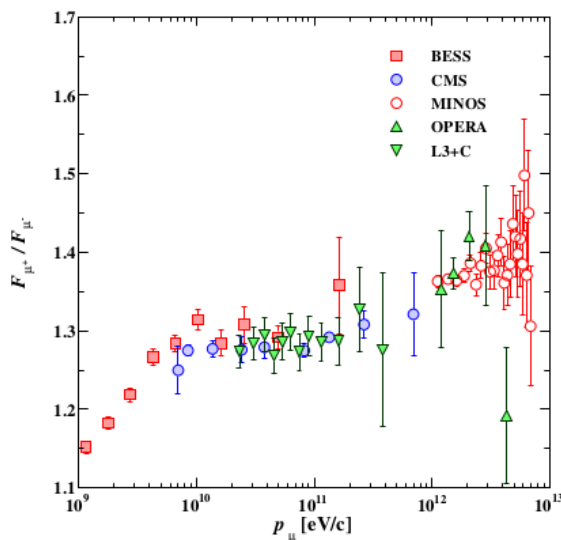


Figura 3.9: R_μ como función del momento [18].

Por otra parte, la razón μ^+/μ^- refleja el exceso de π^+ respecto a π^- 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 respecto a la energía refleja un exceso en el número de kaones (K^+) en el rango de TeV, así como también indica una contribución significativa de la producción asociada de rayos cósmicos con protones ($p \rightarrow \Lambda + K^+$) [18]. Por todas estas razones, la relación de carga del muón a nivel del mar se ha estudiado ampliamente y las mediciones experimentales se han mantenido.

El experimento ALICE es particularmente adaptable para la observación de eventos de rayos cósmicos bajo tierra, permite mejorar la comprensión de las interacciones a muy alta energía, y la medición de R_μ nos permite sustentar el excelente funcionamiento de la TPC para la reconstrucción de trayectorias y la medición del momento para partículas cargadas.

Capítulo 4

Estudio de Monte Carlo

El método de Monte Carlo es un método numérico que permite resolver problemas físicos y matemáticos mediante la simulación de variables aleatorias. Este debe su nombre a la ciudad de Montecarlo en Mónaco donde se juega la ruleta, un juego de azar que genera números aleatorios. Se considera como fecha de nacimiento del método el año de 1949 en el que apareció el artículo titulado *The Monte Carlo method*.

El método tiene una estructura muy sencilla, primero se elabora un programa para la realización de una prueba aleatoria y después, esta prueba se repite N veces de modo que cada experimento sea independiente, al finalizar se calcula la media a partir del resultado obtenido en cada experimento. Además el error es proporcional a la magnitud $\sqrt{D/N}$, donde D es una constante y N es el número de pruebas. A partir de esta fórmula es posible ver que para disminuir el error en 10 veces, es preciso aumentar el número N de pruebas, aunque por otro lado es posible resolver el mismo problema aplicando variantes del método de Monte Carlo que equivalen a distintos valores de D [32].

Cuando se hacen simulaciones de EAS, se definen las características del rayo cósmico primario, tales como su distribución de energía, su composición y la altura en la cual interaccionan con los núcleos de la atmósfera. En general la componente electromagnética de los EAS es absorbida cuando atraviesan la superficie terrestre. Los muones al atravesar la superficie de la Tierra producen cascadas de fotones, electrones y hadrones. Sólo los muones y neutrinos penetran profundidades bajo Tierra. Las interacciones hadrónicas son usualmente descritas en programas de Monte Carlo usando modelos fenomenológicos.

En este trabajo de tesis se realizaron simulaciones de Monte Carlo con diferentes rangos de energía. Los muones atmosféricos esperados de dichas simulaciones se propagaron a los detectores de ALICE a través de 30 metros de roca para entender los datos reconstruidos.

La corrección de la medición de la razón μ^+/μ^- , fue obtenida por estudios detallados basados en simulaciones MC, dicha configuración de la simulación, llamada Config.C 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 [25].

Para entender la resolución de reconstrucción del momento por la TPC para los datos colectados, se generó una muestra de Monte Carlo con un solo muón (antimuón) y dos trazas, con una distribución plana en momento en un rango de 5-500 GeV/c, se generaron muones verticales con $0^\circ < \theta < 20^\circ$, con un área fiducial de $1.5 \times 1.5 \text{m}^2$, 435cm arriba del punto de interacción, obteniendo así un total de 1,416,549 eventos. El estudio de Monte Carlo nos permite hacer el estudio de

incertidumbres sistemáticas, construir un histograma en dos dimensiones, que permita comparar el momento generado respecto al momento reconstruido obteniendo así la matriz de respuesta y posteriormente hacer el revelado para corregir la distribución de momento.

4.1. Método Unfolding

Unfolding es un método que usamos para eliminar los efectos conocidos de las resoluciones de medición y los efectos del detector para determinar la distribución “verdadera”, para ello es necesario hacer un proceso de corrección, por lo que debemos obtener las matrices de respuesta. La naturaleza genera una observable de acuerdo con alguna distribución, el detector registra una señal con fluctuaciones estadísticas y resolución finita, lo que se desea es reportar la distribución original o verdadera para poder [34]

- Compararla con la teoría
- Compararla con otros experimentos

Efecto del error de medición esta dado de la siguiente manera

$$f_{medido}(x) = \int R(x|y)f_{verdadero}(y)dy \quad (4.1)$$

donde

- y es el valor verdadero,
- x es el valor observado,
- $f_{verdadero}(y)$ distribución de la variable real,
- $R(x|y)$ función de respuesta,
- $f_{medido}(x)$ distribución de una variable medida.

En análisis físicos, los resultados son a menudo agrupados (i.e. un histograma) así que vamos a discretizar el sistema:

$$f_{medido}(x) = \int R(x|y)f_{verdadero}(y)dy \quad (4.2)$$

↓

$$\nu_i = \sum_{j=1}^M R_{ij}\mu_j, \quad i = 1, \dots, N \quad (4.3)$$

donde

- ν_i es un histograma con i bins (distribución medida),
- μ_j histograma con j bins (distribución verdadera),
- R_{ij} matriz de respuesta, que representa una probabilidad condicional.

Dado un espectro medido, es posible recuperar el espectro verdadero mediante la inversión de la matriz de respuesta:

$$\nu_i = R_{ij}\mu_i, \quad (4.4)$$

↓

$$\mu_i = R_{ij}^{-1}\nu_i \quad (4.5)$$

donde R_{ij} puede ser singular, esta matriz de respuesta es construida con la correlación de cantidades verdaderas (t) obtenidas del generador con cantidades medidas (m), así denotamos a la matriz de respuesta R_{ij} como la matriz con elementos R_{mt} , en general tiene la forma

$$R_{mt} = \begin{pmatrix} 1 - \epsilon & \epsilon & 0 & \dots & 0 \\ \epsilon & 1 - 2\epsilon & \epsilon & \dots & 0 \\ 0 & \epsilon & \dots & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 \end{pmatrix}$$

donde ϵ es el “parámetro de migración” ($\epsilon = 0$ implicaría un detector 100% eficiente y la matriz de respuesta sería la matriz identidad), además la matriz de respuesta debe cumplir con la normalización $\sum_m R_{mt} = 1$, ya que esta matriz R_{mt} es una matriz de probabilidad [35].

Existen actualmente cinco métodos [36]:

- *Método Iterativo o “Bayesiano”,* propuesto por D’Agostini.
- *Método de Descomposicion de valores singulares,* propuesto por Höcker y Kartvelishvili.
- *Método bin por bin,* factores de corrección simples.
- *Método TUnfold,* una interfaz para el método TUnfold desarrollado por Stefan Schmidt.
- *Método inversión simple de la matriz de respuesta sin regularización.*

Para este análisis se utilizó el método “bayesiano” que se describe a continuación.

4.1.1. Método Bayesiano

Las principales ventajas con respecto a otros métodos que se desarrollan son [37]:

- En teoría, es bien fundamentada.
- El dominio de la definición de los valores experimentales puede diferir de la de los valores verdaderos
- Se puede aplicar a los problemas multidimensionales.
- No se requiere inversión de la matriz.
- Puede ser implementado en un programa corto, sencillo y rápido, que trata directamente con las distribuciones y no con los eventos individuales.

Un método alternativo para desplegar la distribución medida se basa en el teorema de Bayes. La probabilidad de un suceso A condicionado a otro evento B es generalmente diferente de la probabilidad de B condicionada a A .

$$P(A|B) = \frac{P(B|A) \cdot P(A)}{P(B)} \quad (4.6)$$

donde

- $P(A)$ y $P(B)$ son las probabilidades a priori para el evento A y B , respectivamente.
- $P(B|A)$ es la probabilidad del evento B bajo la condición de que A es verdadero.
- $P(A|B)$ la probabilidad del evento A bajo la condición de que B es verdadero.

A se identifica con una colisión en el detector con momento verdadero y B con un evento medido. La probabilidad condicional $P(A|B)$, entonces puede determinarse utilizando el conocimiento de la matriz de respuesta del detector $P(B|A)$. Sin embargo, ambas probabilidades a priori $P(A)$ y $P(B)$ tiene que ser conocidas con el fin de proceder. $P(B)$ es el espectro medido y $P(A)$ es la distribución verdadera, es la distribución que se ha de obtener.

El teorema de Bayes es expresado como:

$$\tilde{R}_{tm} = \frac{R_{mt} \cdot P_t}{\sum_{t'} R_{mt'} P_{t'}}, \quad (4.7)$$

donde P_t es la distribución a priori del espectro verdadero. En el caso de ignorarlo completamente se puede ajustar a una distribución plana y R_{mt} es la matriz de respuesta.

Tras obtener \tilde{R}_{tm} , el espectro medido permite la determinación del (aún no normalizado) espectro unfolded U_t :

$$U_t = \sum_m \tilde{R}_{tm} M_m, \quad (4.8)$$

U_t es igual a P_t , si P_t es el espectro verdadero; de lo contrario esta entre P_t y el verdadero espectro. Para la siguiente iteración¹, U_t se utiliza como la nueva probabilidad a priori P_t .

Opcionalmente un “suavizado” puede ser aplicado en esta etapa reduciendo la influencia de las fluctuaciones de alta frecuencia:

$$\hat{U}_t = (1 - \alpha) \cdot U_t + \alpha \cdot \frac{1}{3}(U_{t-1} + U_t + U_{t+1}), \quad (4.9)$$

α define el peso del “suavizado” ($\alpha = 0$ resulta en $\hat{U}_t = U_t$) y su valor óptimo necesita ser evaluado. \hat{U}_t se utiliza entonces como la nueva probabilidad a priori P_t .

¹Un método iterativo es un método que progresivamente va calculando aproximaciones a la solución de un problema. En Matemáticas, en un método iterativo se repite un mismo proceso de mejora sobre una solución aproximada: se espera que lo obtenido sea una solución más aproximada que la inicial. El proceso se repite sobre esta nueva solución hasta que el resultado más reciente satisfaga ciertos requisitos [38].

Ejemplo MaxEnt (Maximum Entropy Method) con la reconstrucción de imágenes, en donde se aplica el método bayesiano, a menudo utilizado en la reconstrucción de imágenes astronómicas y fácil de generar a dos o más dimensiones .

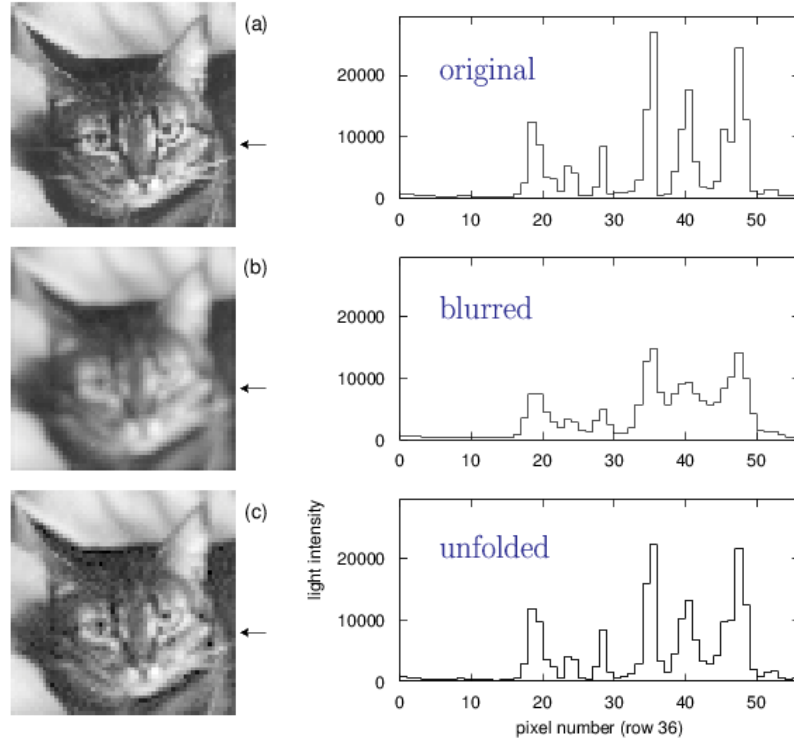


Figura 4.1: (a) valor verdadero, (b) valor medido, (c) unfolding [39].

4.2. Método del mínimo χ^2

Dado que la matriz inversa obtenida por el método de iteraciones es una aproximación a la matriz inversa, es necesario tomar un criterio para optimizar este número de iteraciones y como resultado obtengamos una matriz de respuesta lo mas cercana posible a la matriz inversa, el criterio a usar es la minimización de una función χ^2 . Esta función está definida de la siguiente manera:

$$\hat{\chi}^2(U) = \sum_m \left(\frac{M_m - \sum_t R_{mt} U_t}{e_m} \right)^2 + \beta P(U), \quad (4.10)$$

donde M es el parámetro medido con un error e_m en la medición, R_{mt} es la matriz de respuesta, U es el espectro adivinado. Este método es una aproximación numérica a la ecuación 4.5 usando la inversa de la matriz de respuesta. Evidentemente no es sencillo encontrar el espectro verdadero. En algunos casos el hecho que provoca que tales soluciones parezcan válidas es que el tamaño

del bin usado en la matriz de respuesta es más pequeño que la resolución del detector: eventos con un momento verdadero dado t se distribuyen sobre un rango de momento en la distribución observada. Para prevenir soluciones fluctuantes se ha agregado un término de regularización $P(U)$, este depende sólo del espectro verdadero U y no de R y M .

$$\chi^2(U) = \hat{\chi}^2(U) + \beta P(U), \quad (4.11)$$

β determina el peso que se da a la regularización con respecto al primer término que regula de acuerdo con la medición. Para una β mayor, dará lugar a un incremento de $\hat{\chi}^2$. Es necesario evaluar su valor óptimo, pero generalmente un valor razonable de β ajusta los dos términos en la ecuación 4.11 de tal forma que el sesgo introducido sea despreciable con el error estadístico de la medición, a la parte de la ecuación $\beta P(U)$ se le conoce como término de penalización.

Es necesario implementar un método que nos permita minimizar los efectos del detector en las distribuciones de las observables físicas de interés. Aplicando el método de minimización de χ^2 con términos de regularización para corregir la distribución medida y así poder recuperar la distribución verdadera. El objeto más importante para tal propósito es la matriz de respuesta del detector.

4.3. Matriz de Respuesta

La matriz de respuesta, representa una probabilidad condicional, dado un evento de una colisión en el detector con momento verdadero P_t , sea medido como un evento cuyo momento medido es P_m :

$$\begin{aligned} R_{ij} &= P(\text{medido en bin } i | \text{valor verdadero en bin } j) \\ &= P(\text{momento medido} | \text{momento verdadero}) \\ &= R_{mt} \end{aligned} \quad (4.12)$$

La eficiencia de detección puede incluirse en la estimación de la matriz de respuesta [33]. La matriz de respuesta se puede determinar utilizando la simulación de Monte Carlo donde se construye un histograma en dos dimensiones, que relacione el momento P verdadero (en el eje horizontal) con el momento P reconstruido (eje vertical).

Se generará una muestra de Monte Carlo con una distribución plana en un rango de momento de $5 < P < 500$ GeV/c sin embargo para este estudio se consideró un rango de momento de $10 < P < 220$ GeV/c con $0^\circ < \theta < 20^\circ$, con un área fiducial de $1.5 \times 1.5 \text{ m}^2$ y 435 cm arriba del punto de interacción, posteriormente se construyó la matriz de respuesta para P_{cov} , P_{mean} y P_{weight} .

CAPÍTULO 4. ESTUDIO DE MONTE CARLO
4.3. MATRIZ DE RESPUESTA

Sean p_u , σ_u , p_d y σ_d los valores de momento y sus errores medidos para las trayectorias *up* y *down* respectivamente mostradas en la figura 3.8, con estas medidas se definen dos variables para evaluar el momento de los muones:

$$p_{mean} = \frac{p_u + p_d}{2} \quad (4.13)$$

$$p_{weight} = \sqrt{\frac{\sigma_u^2}{\sigma_u^2 + \sigma_d^2} p_u} + \sqrt{\frac{\sigma_d^2}{\sigma_u^2 + \sigma_d^2} p_d} \quad (4.14)$$

donde p_{mean} (P_{Med}) es el promedio estándar entre ambas cantidades y p_{weight} es el momento pesado (o ponderado) de la medición incluyendo sus errores.

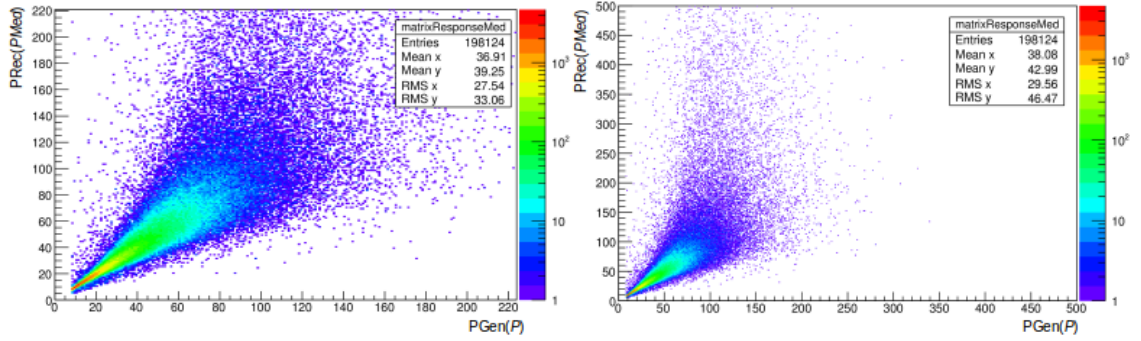


Figura 4.2: Matriz de respuesta con los cortes descritos previamente, donde se relaciona el momento generado (P) con respecto al momento reconstruido P_{Med} , cuya matriz es la suma de la matriz de respuesta para μ^+ y la matriz de respuesta para μ^- , correspondientes al momento reconstruido P_{Med} .

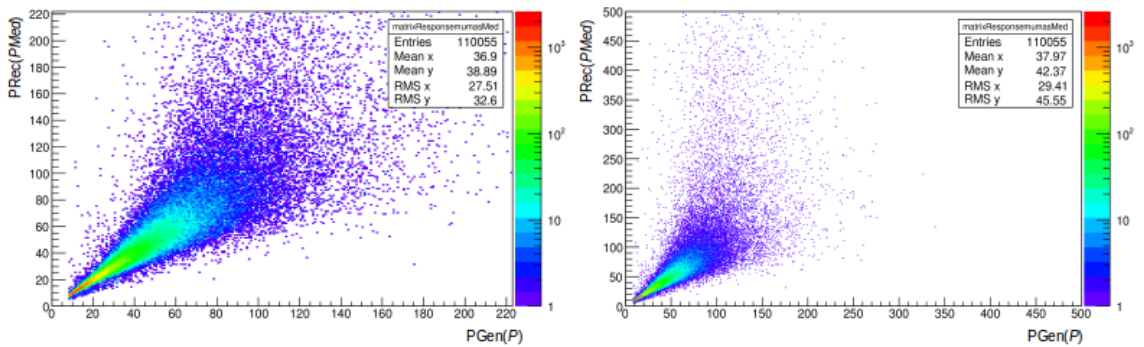


Figura 4.3: Matriz de respuesta para μ^+ con los cortes descritos previamente, donde se relaciona el momento generado (P) con respecto al momento reconstruido P_{Med} .

CAPÍTULO 4. ESTUDIO DE MONTE CARLO
4.3. MATRIZ DE RESPUESTA

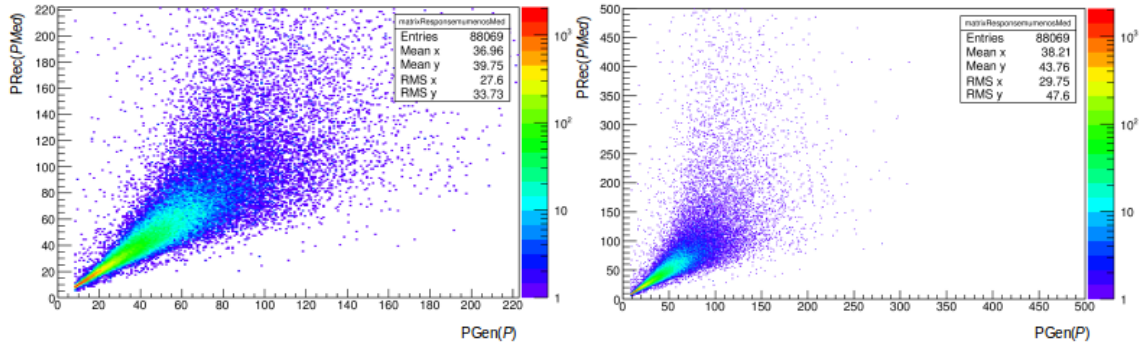


Figura 4.4: Matriz de respuesta para μ^- con los cortes descritos previamente, donde se relaciona el momento generado (P) con respecto al momento reconstruido P_{Med} .

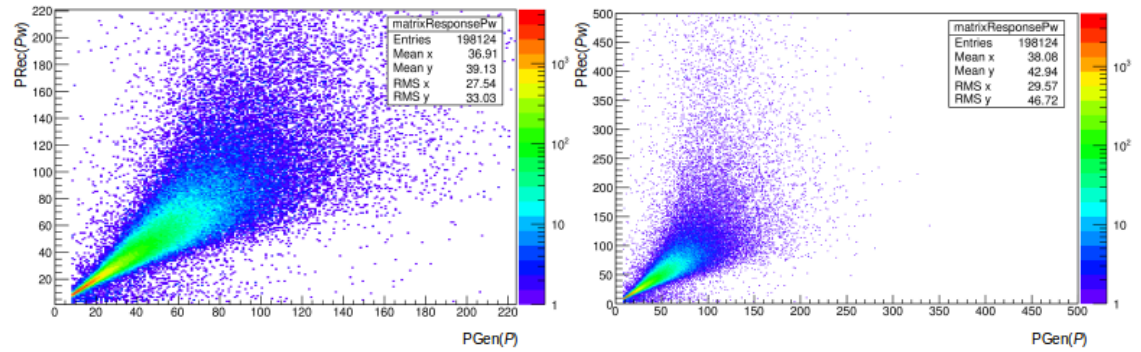


Figura 4.5: Matriz de respuesta con los cortes descritos previamente, donde se relaciona el momento generado (P) con respecto al momento reconstruido P_w , cuya matriz es la suma de la matriz de respuesta para μ^+ y la matriz de respuesta para μ^- correspondientes al momento reconstruido P_w .

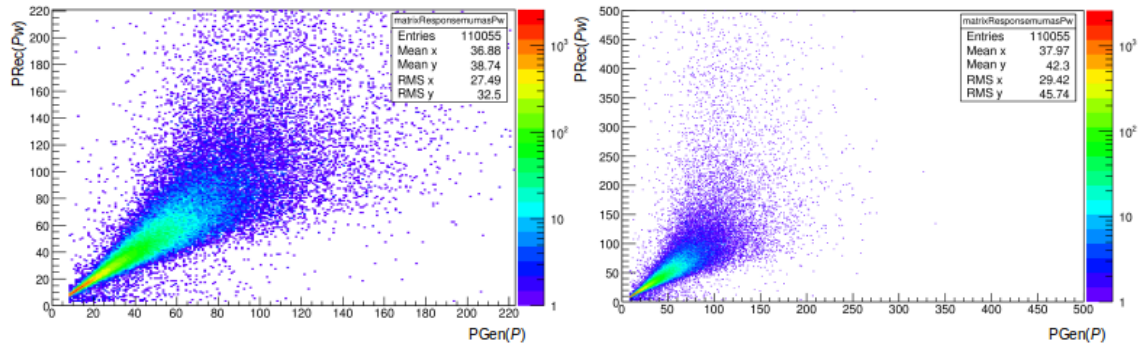


Figura 4.6: Matriz de respuesta para μ^+ con los cortes descritos previamente, donde se relaciona el momento generado (P) con respecto al momento reconstruido P_w .

CAPÍTULO 4. ESTUDIO DE MONTE CARLO
4.3. MATRIZ DE RESPUESTA

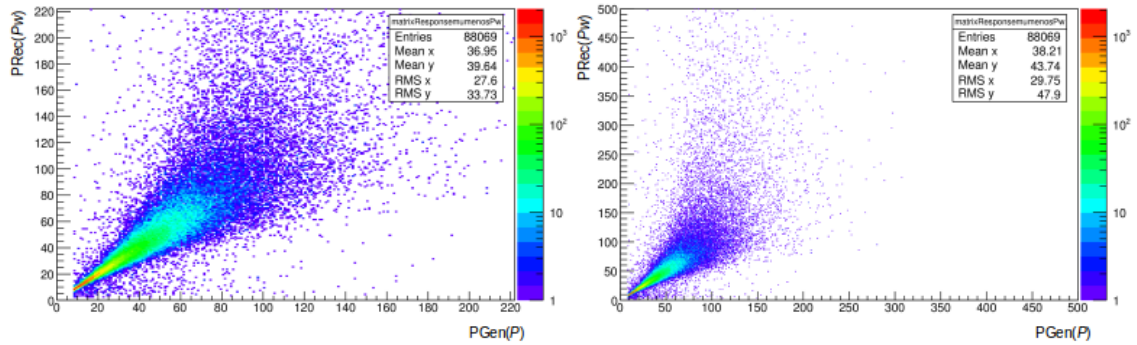


Figura 4.7: Matriz de respuesta para μ^- con los cortes descritos previamente, donde se relaciona el momento generado (P) con respecto al momento reconstruido P_w .

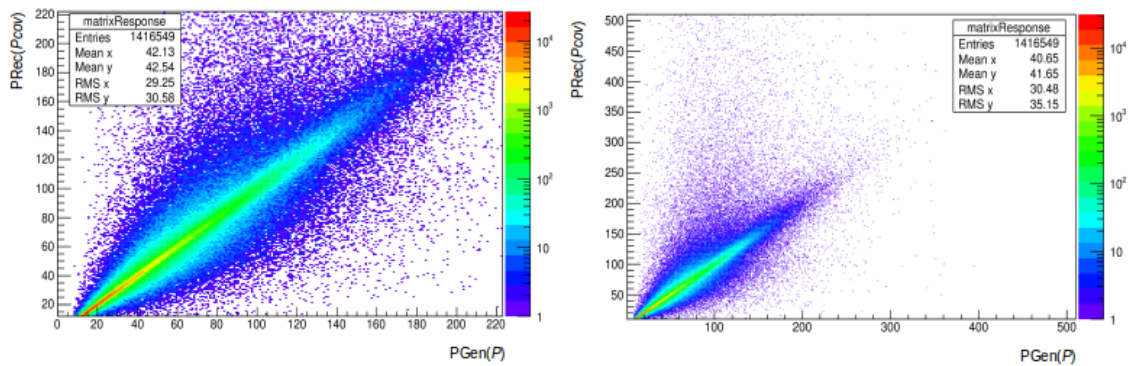


Figura 4.8: Matriz de respuesta sin los cortes descritos previamente, donde se relaciona el momento generado (P) con respecto al momento reconstruido P_{cov} .

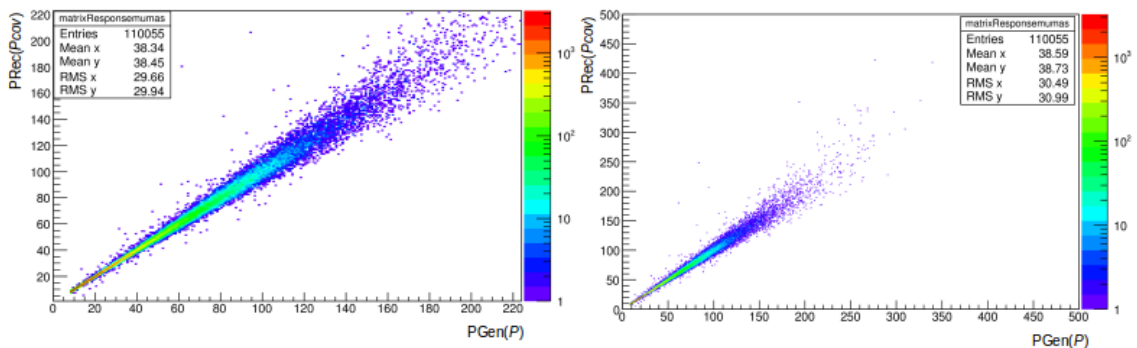


Figura 4.9: Matriz de respuesta para μ^+ con los cortes descritos previamente, donde se relaciona el momento generado (P) con respecto al momento reconstruido P_{cov} .

CAPÍTULO 4. ESTUDIO DE MONTE CARLO
4.4. DISTRIBUCIÓN DE MOMENTO

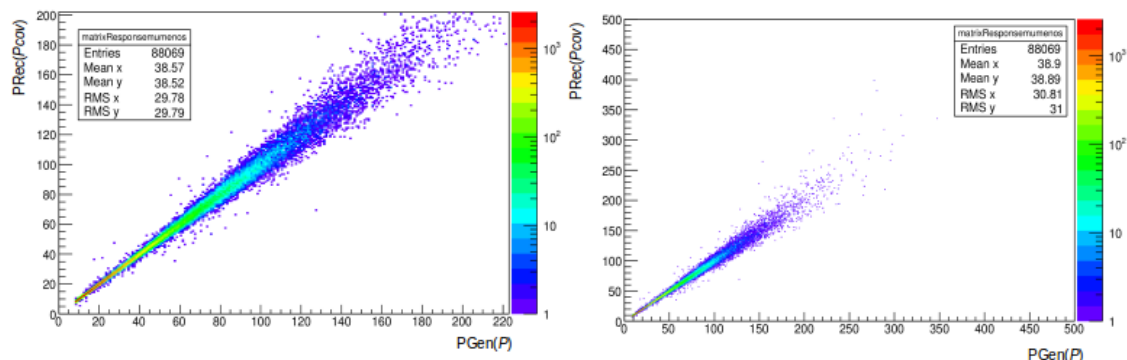


Figura 4.10: Matriz de respuesta para μ^- con los cortes descritos previamente, donde se relaciona el momento generado (P) con respecto al momento reconstruido P_{cov} .

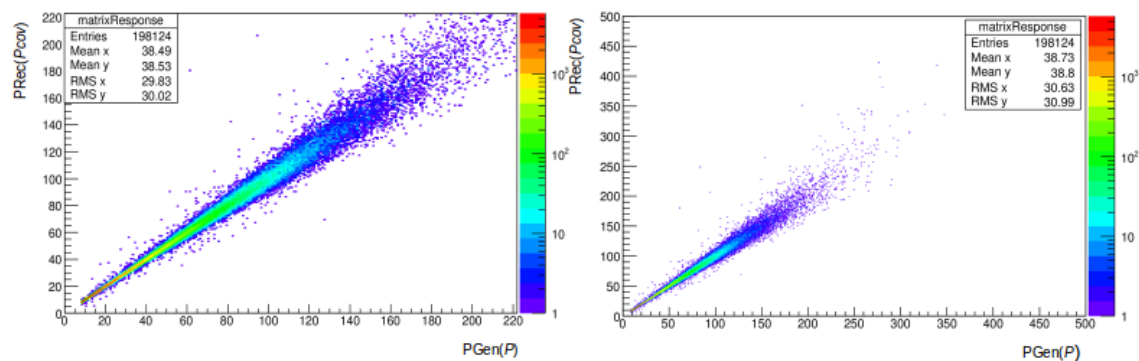


Figura 4.11: Matriz de respuesta con los cortes descritos previamente, obtenida de la simulación de Monte Carlo, donde se relaciona el momento generado (P) con respecto al momento reconstruido P_{cov} , cuya matriz es la suma de la matriz de respuesta para μ^+ y la matriz de respuesta para μ^- correspondientes al momento reconstruido P_{cov} .

4.4. Distribución de momento

El siguiente paso de este trabajo es hacer un revelado, para este estudio se requirió parametrizar los efectos de medición utilizando dos matrices de respuesta; matriz de respuesta para μ^+ y matriz de respuesta para μ^- que se muestran en las figuras 4.9 y 4.10 en los rangos de momento de 10-220 GeV/c, que nos permitirá correlacionar la distribución verdadera sobre la medida, a continuación se presentan dichas distribuciones para valores de iteraciones y de α .

La matriz inversa obtenida por el método de iteraciones se aproxima a la matriz inversa. Debido a que con pocas iteraciones el revelado se vuelve cercano al valor verdadero, con muchas iteraciones el unfolded converge a una distribución con fuertes fluctuaciones alrededor del valor verdadero. Las iteraciones son un parámetro libre que se fija por convergencia del revelado, cuya propuesta para fijar este número es de acuerdo a la ecuación 4.11. Mientras que para suavizar las fluctuaciones se usa una función de regularización dada en la ecuación 4.9.

CAPÍTULO 4. ESTUDIO DE MONTE CARLO

4.4. DISTRIBUCIÓN DE MOMENTO

Para nuestro trabajo usamos la distribución de momento para μ^+ y para μ^- con $\alpha = 1$ y un número de iteración igual a 10, figura 4.18.

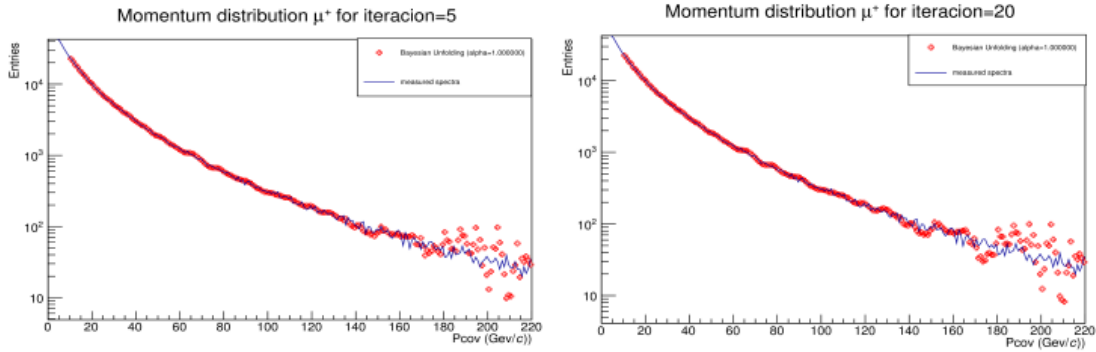


Figura 4.12: Distribución de momento para μ^+ con $\alpha = 1$, en un rango de momento de 10-220 GeV, un número de iteración igual a 5 (izquierda) y un número de iteración igual a 20 (derecha).

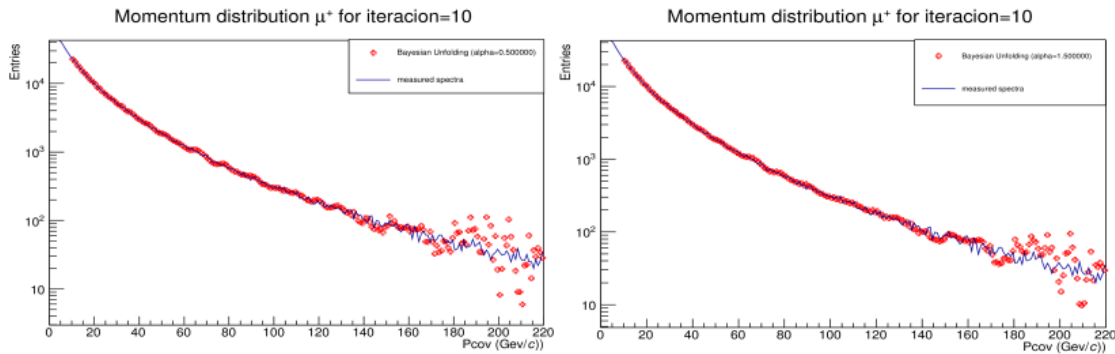


Figura 4.13: Distribución de momento para μ^+ con un número de iteración igual a 10, en un rango de momento de 10-220GeV, $\alpha=0.5$ (izquierda) y $\alpha=1.5$ (derecha).

CAPÍTULO 4. ESTUDIO DE MONTE CARLO
4.4. DISTRIBUCIÓN DE MOMENTO

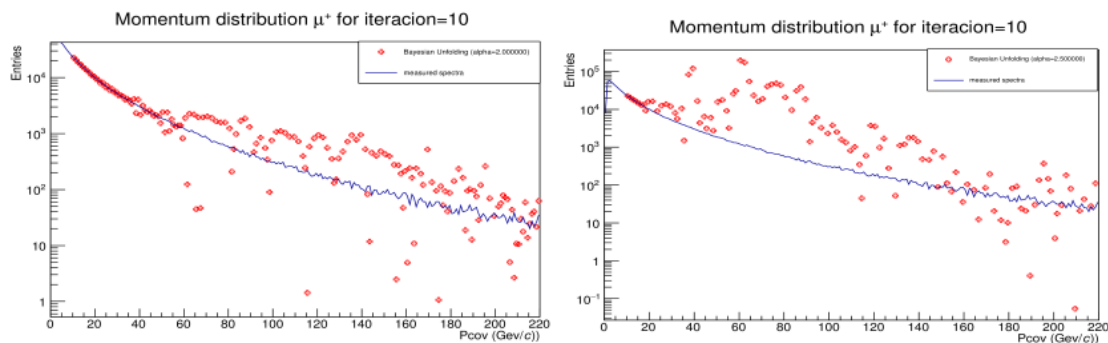


Figura 4.14: Distribución de momento para μ^+ con un número de iteración igual a 10, en un rango de momento de 10-220GeV, $\alpha=2$ (izquierda) y $\alpha=2.5$ (derecha).

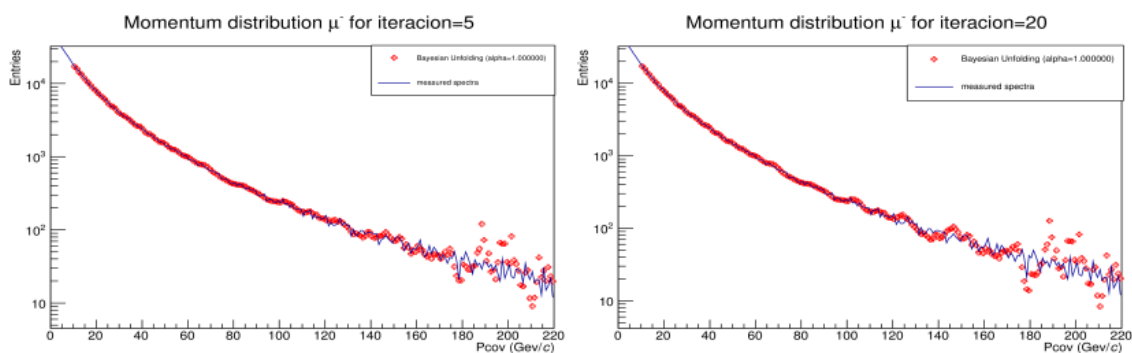


Figura 4.15: Distribución de momento para μ^- con $\alpha = 1$, en un rango de momento de 10-220 GeV, un número de iteración igual a 5 (izquierda) y un número de iteración igual a 20 (derecha).

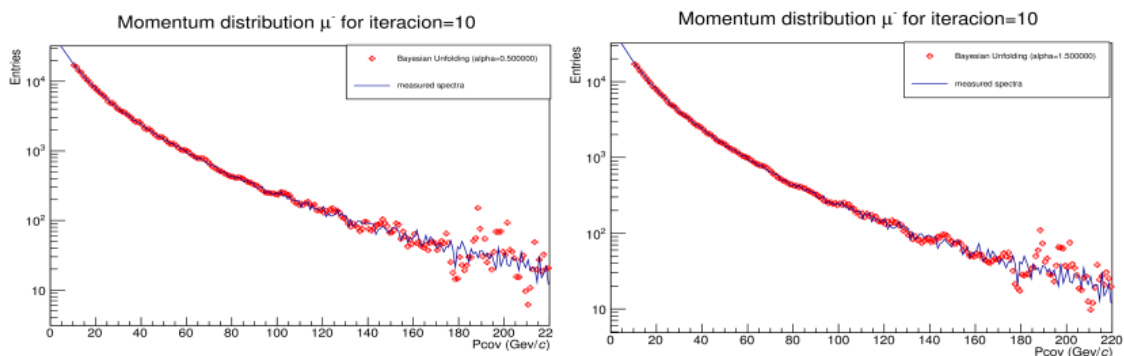


Figura 4.16: Distribución de momento para μ^- con un número de iteración igual a 10, en un rango de momento de 10-220GeV, $\alpha=0.5$ (izquierda) y $\alpha=1.5$ (derecha).

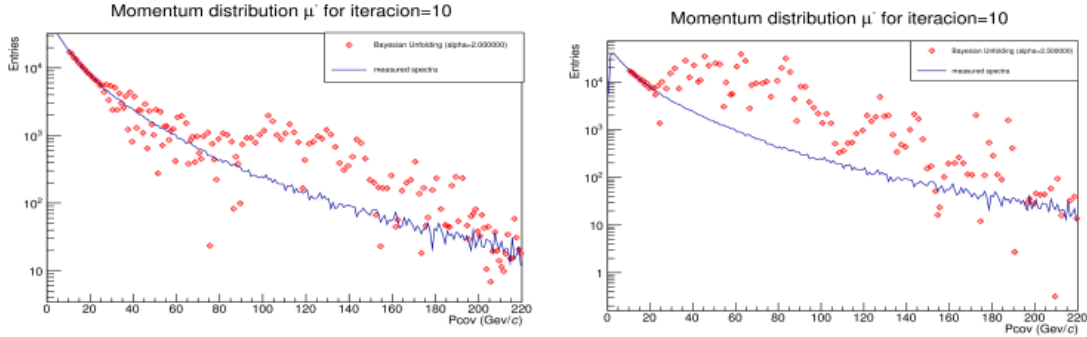


Figura 4.17: Distribución de momento para μ^- con un número de iteración igual a 10, en un rango de momento de 10-220GeV, $\alpha=2$ (izquierda) y $\alpha=2.5$ (derecha).

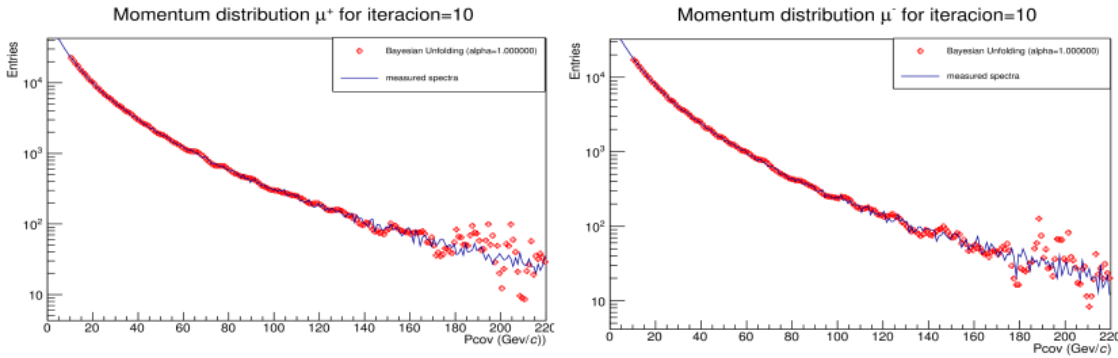


Figura 4.18: Distribución de momento para μ^+ (izquierda) y para μ^- (derecha).

4.5. Medición de la razón μ^+/μ^-

La razón $R_\mu = \mu^+/\mu^-$ 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 razón R_μ depende de la composición química del espectro de energía de los rayos cósmicos primarios. También depende de características de interacción hadrónicas. La magnitud de R_μ 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). Debido a que la mayoría de los rayos cósmicos primarios y los núcleos con los cuales interactúan 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. La medición de R_μ puede mejorar los modelos de interacción hadrónica y predecir el flujo de neutrinos atmosféricos, proporciona un punto de referencia para calcular dicho flujo.

Estudiamos la razón R_μ para datos correspondientes al año 2015 con el detector ALICE-LHC, donde se tomaron los periodos con la intensidad del campo magnético positivo y negativo, en un rango de momento $10 < P < 220$ GeV/c a nivel de ALICE, primero se estudió R_μ sin corrección

CAPÍTULO 4. ESTUDIO DE MONTE CARLO
4.5. MEDICIÓN DE LA RAZÓN μ^+/μ^-

para establecer los cortes, descritos en 3.4 selección de trazas, posteriormente se hizo un estudio de Monte Carlo (ver capítulo.4) donde tomamos las matrices de respuesta correspondientes a μ^+ y μ^- (ver figura 4.9 y 4.10) para obtener R_μ corregido obteniendo así un valor promedio de $1.282 \text{ GeV}/c \pm 0.031(\text{stat.}) \pm 0.027(\text{syst.})$, se compararon ambas mediciones donde podemos ver en 4.21 que en un rango de momento de $10 - 130 \text{ GeV}/c$ la razón μ^+/μ^- sin corrección y con corrección se comporta de la misma manera, sin embargo a medida que el momento incrementa la razón R_μ se vuelve inestable, esto puede ser debido a las características de la TPC o debido a que un rango de momento la reconstrucción de la carga no es la adecuada por lo que en un futuro con un estudio más detallado de la carga podría medirse la razón R_μ para rangos de momento mayores a $220 \text{ GeV}/c$.

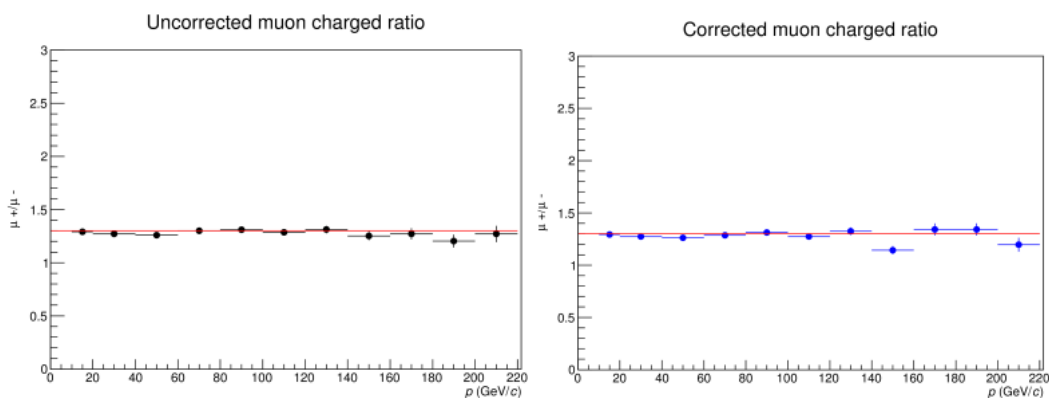


Figura 4.19: Medición de la relación μ^+/μ^- en el experimento ALICE sin corregir (puntos negros), medición de la relación μ^+/μ^- con corrección (puntos azules).

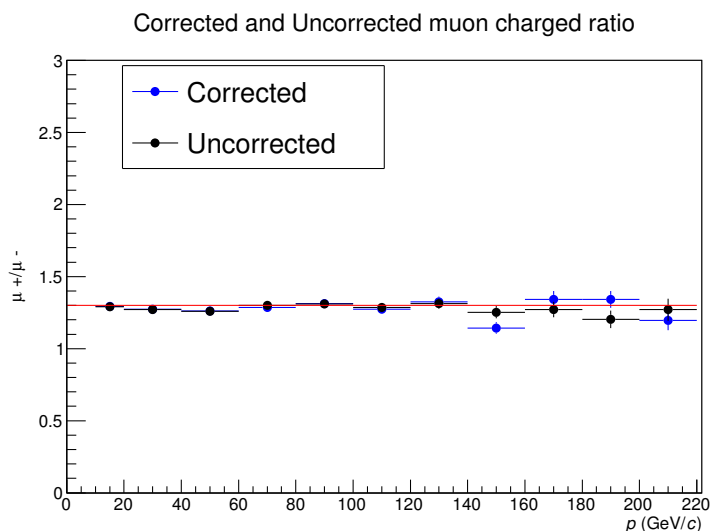


Figura 4.20: Comparación de la medición de la relación μ^+/μ^- en el experimento ALICE sin corrección (puntos negros) y con corrección (puntos azules).

CAPÍTULO 4. ESTUDIO DE MONTE CARLO
4.5. MEDICIÓN DE LA RAZÓN μ^+/μ^-

Con los resultados obtenidos en ALICE, la razón μ^+/μ^- ya corregido en un rango de momento de 10-220GeV/c se comparó con el experimento CMS cuyo rango de momento fue de 30-400GeV/c y un solo valor para un rango de momento mayor a 400GeV/c, la razón promedio para el experimento CMS es de $1.285\text{GeV}/c \pm 0.019(\text{stat.}) \pm 0.017(\text{syst.})$ [42], se muestra a continuación una tabla correspondiente a los experimentos ALICE y CMS donde podemos observar distintos valores de la razón R_μ para cada rango de momento, estas mediciones dependen de la características del detector de cada experimento, mientras que para ALICE la razón R_μ es mejor a bajo momento, para CMS se obtienen valores en rangos de momento mayores a 200GeV/c.

ALICE			
Rango de momento (GeV/c)	R	Stat.	Syst.
10-20	1.293	0.004	0.001
20-40	1.273	0.005	0.0004
40-60	1.261	0.009	0.001
60-80	1.286	0.014	0.009
80-100	1.312	0.02	0.027
100-120	1.272	0.026	0.043
120-140	1.323	0.036	0.053
140-160	1.143	0.039	0.036
160-180	1.341	0.059	0.005
180-200	1.342	0.058	0.046
200-220	1.195	0.067	0.074
promedio ponderado	1.282	0.031	0.026

CMS			
Rango de momento (GeV/c)	R	Stat.	Syst.
30-50	1.268	0.015	0.026
50-70	1.302	0.015	0.007
70-100	1.274	0.011	0.008
100-200	1.28	0.01	0.003
200-400	1.295	0.02	0.016
>400	1.349	0.047	0.047
promedio ponderado	1.285	0.019	0.017

Figura 4.21: Comparación de la medición de la relación μ^+/μ^- en el experimento ALICE con el experimento CMS.

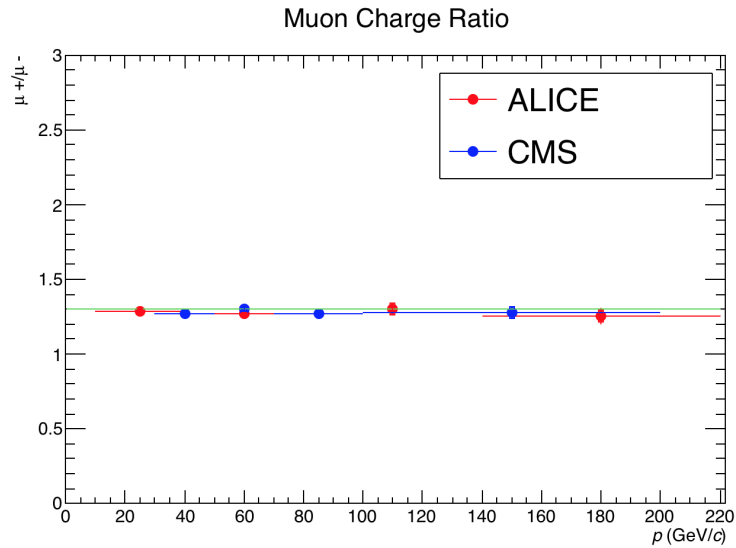


Figura 4.22: Medición de la relación μ^+/μ^- con corrección en el experimento ALICE, comparando con el experimento CMS en un rango de momento de 10-220 GeV/c.

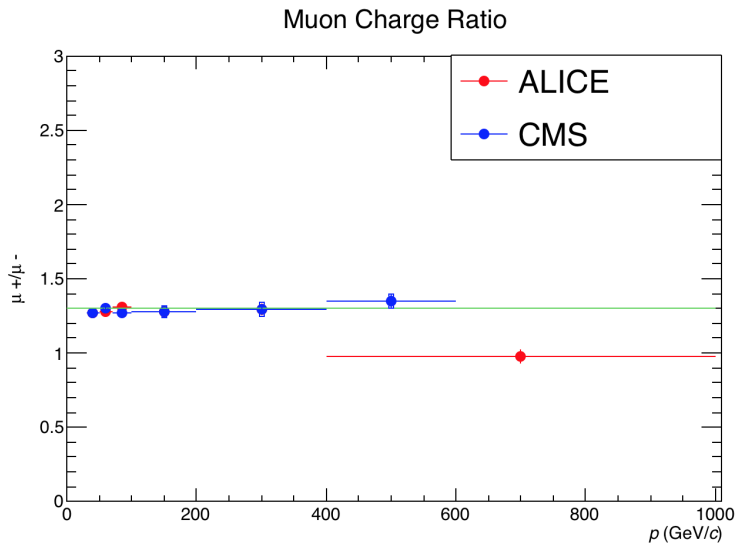


Figura 4.23: Medición de la relación μ^+/μ^- sin corrección en el experimento ALICE, comparando con el experimento CMS en un rango de momento de 10-1000 GeV/c.

Se realizó el estudio de la razón μ^+/μ^- sin corrección, correspondiente al lado A y lado C (ver figura 3.1) del experimento ALICE, esto para ver la reconstrucción correspondiente a cada lado, donde se espera que sea simétrica.

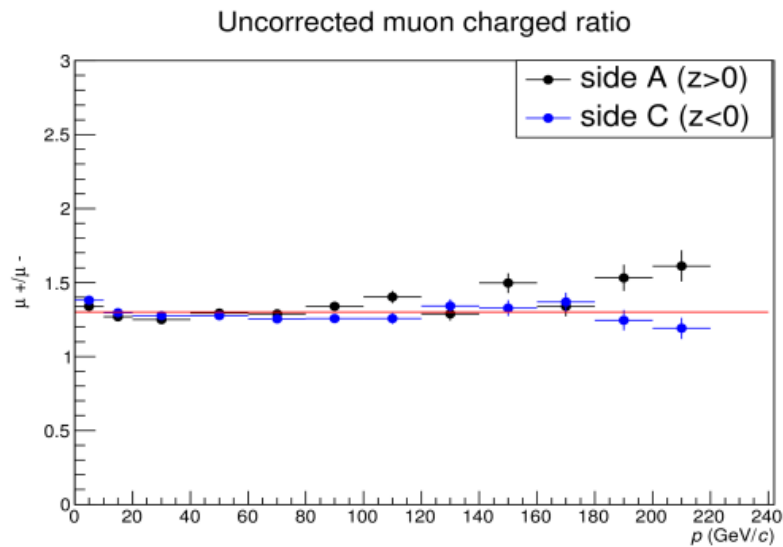


Figura 4.24: Medición de la relación μ^+/μ^- sin corrección, correspondiente al lado A y lado C del experimento ALICE.

4.6. Errores estadístico y sistemático

Los errores que se puede estimar con fiabilidad mediante la repetición de las mediciones son llamados aleatorios. Los errores sistemáticos son errores asociados con un defecto en el detector o en el diseño del experimento. Los errores sistemáticos, a diferencia de los errores aleatorios, los resultados cambian siempre en una dirección.

Los errores sistemáticos son mucho más difíciles de estimar que los errores aleatorios. Con el fin de identificar los errores sistemáticos, debemos comprender la naturaleza del experimento y los instrumentos involucrados. A veces se producirán errores sistemáticos significativos en los experimentos.

Los errores sistemáticos en las simulaciones del MC toman en cuenta las incertidumbres en el flujo de rayos cósmicos a 1 TeV, el valor utilizado para el índice espectral antes y después de la rodilla, la descripción de la roca sobre el experimento y la incertidumbre del número de días de toma de datos (tiempo de vida del detector).

Cuando los muones atmosféricos cruzan la roca cambian de dirección y pierden energía debido a la dispersión, esto introduce un error en las mediciones con respecto a la dirección del muón que se tiene que añadir al error en la identificación de las trazas. Uno de los principales factores que incrementan el error sistemático en las mediciones tiene su origen al seleccionar el número de clusters por trayectoria reconstruida. Para valores mayores los resultados de ALICE presentan errores grandes en la medición de la razón R_μ conforme incrementan el rango de momento. Hacemos una aproximación en el error sistemático definido como la diferencia entre la razón generada y la razón reconstruida respecto a la razón generada,

$$\frac{R_{\mu,Generado} - R_{\mu,Reconstruido}}{R_{\mu,Generado}} \quad (4.15)$$

Para entender la resolución de reconstrucción del momento por la TPC para los datos colectados del periodo 2015, se generaron eventos de Monte Carlo, seleccionando eventos con solo dos trazas en la TPC y por tanto un solo muón reconstruido. Se generaron muones verticales con una intensidad de campo magnético en ALICE de 0.5 Teslas. Se toma en cuenta la muestra de datos del periodo 2015 obtenida para los muones casi verticales con el sistema de disparo TOF SINGLE. Estimamos la resolución de momento para intervalos de momento utilizados en la medición de la razón μ^+/μ^- , que se define como:

$$\frac{P_{Gen} - P_{Rec}}{P_{Gen}} \quad (4.16)$$

donde P_{Gen} es el momento generado y P_{Rec} es el momento reconstruido.

Se muestra una gráfica de distribución de momento sin corregir por Monte Carlo para muones, con un ángulo zenital entre 0° y 20° usando los datos 2015 en un rango de momento de 10-220GeV.

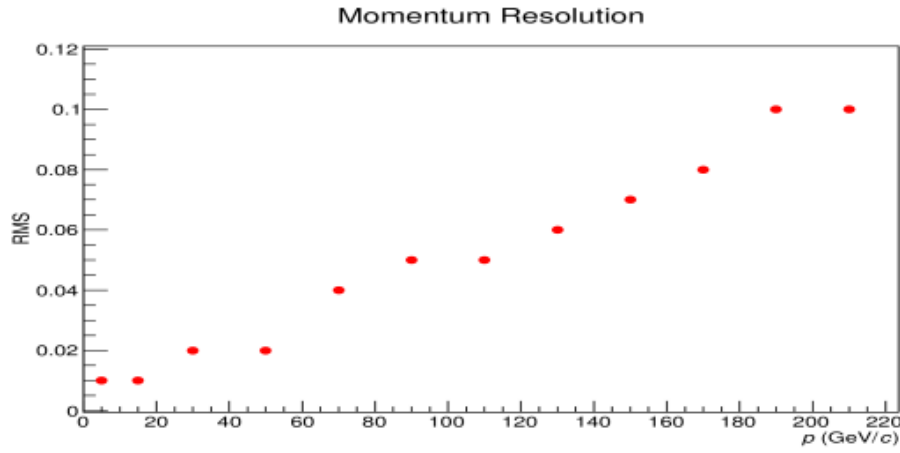


Figura 4.25: Resolución de momento para diferentes intervalos de momento de muones generados por la simulación de Monte Carlo.

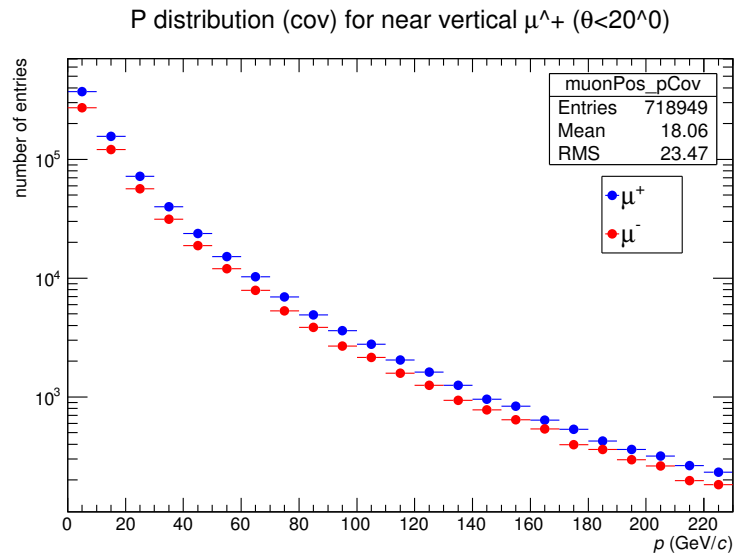


Figura 4.26: Distribución de momento no corregido por Monte Carlo para μ^+ y μ^- .

Capítulo 5

Resultados y Conclusiones

A pesar de que el objetivo principal del experimento ALICE es el estudio de las colisiones de iones pesados a valores extremos, dadas las condiciones del experimento, es posible detectar a la componente muónica de cascadas atmosféricas, debido al decaimiento de mesones π^\pm y K^\pm , que a su vez son producidos por colisiones de partículas muy energéticas con los átomos de la atmósfera. Los subdetectores de ALICE permiten realizar mediciones con alta precisión, tal es el caso de TOF, ACORDE y TPC que permiten la identificación de trayectorias de las partículas, la reconstrucción del momento, la carga y la posición, utilizados estos tres subdetectores para este trabajo de tesis. ALICE está localizado a 40 metros bajo tierra con ~ 30 metros de roca, donde solamente muones atmosféricos con energías mayores a 15 GeV pueden alcanzar los detectores de ALICE.

La razón R_μ 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, debido a que ALICE es un detector pequeño (el experimento pesa 10,000 toneladas y tiene un volumen de $16\text{m} \times 16\text{m} \times 26\text{m} = 6656 \text{ m}^3$) respecto a los grandes arreglos experimentales de la superficie, no es posible hacer una medida de la energía del rayo cósmico primario, en cambio se puede 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 [25].

La magnitud de la razón μ^+/μ^- tiene fuerte dependencia con el momento de los muones y por sus longitudes de decaimiento, esta medición puede ser usada para mejorar los modelos de interacción hadrónica y predecir de mejor manera el flujo de neutrinos atmosféricos. Ya que la mayoría de los rayos cósmicos primarios y los núcleos con los cuales interaccionan poseen carga positiva, es de esperarse que el número de muones con carga positiva sea mayor al número de muones con carga negativa. Por estas razones, la relación de carga del muón a nivel del mar se ha estudiado ampliamente y las mediciones experimentales se han mantenido como constante, hasta 200 GeV/c.

En este trabajo de tesis se usaron datos colectados correspondientes al periodo 2015, con una distribución plana en momento en un rango de 10-220 GeV/c, se generaron muones verticales en el experimento ALICE, con $0^\circ < \theta < 20^\circ$, con un área fiducial de $1.5 \times 1.5 \text{ m}^2$, 435cm arriba del punto de interacción, obteniendo así un total de 1,416,549 eventos. El estudio de Monte Carlo nos permitió hacer el estudio de incertidumbres sistemáticas, construir la matriz de respuesta, que nos permitió comparar el momento generado respecto al momento reconstruido, y así poder hacer el revelado para corregir la distribución de momento. Al aplicar estos cortes de calidad

CAPÍTULO 5. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

tanto para datos como para el estudio de Monte Carlo se mejoró la medición de la razón R_μ cuyos resultados son consistente comparados con el experimento CMS y con lo reportado en [18]. El resultado de la medición de la razón μ^+/μ^- promedio fue $1.282 \text{ GeV}/c \pm 0.031(\text{stat.}) \pm 0.027(\text{syst.})$

En la figura 5.2 se muestra la medición para el valor μ^+/μ^- correspondientes a los datos colectados en 2015, esta medición se presenta en un rango de momento de 10-220 GeV/c.

ALICE			
Rango de momento (GeV/c)	R	Stat.	Syst.
10-20	1.293	0.004	0.001
20-40	1.273	0.005	0.0004
40-60	1.261	0.009	0.001
60-80	1.286	0.014	0.009
80-100	1.312	0.02	0.027
100-120	1.272	0.026	0.043
120-140	1.323	0.036	0.053
140-160	1.143	0.039	0.036
160-180	1.341	0.059	0.005
180-200	1.342	0.058	0.046
200-220	1.195	0.067	0.074
promedio ponderado	1.282	0.031	0.026

Figura 5.1: Resultado de R_μ con respecto a diferentes rangos de momento por el experimento ALICE.

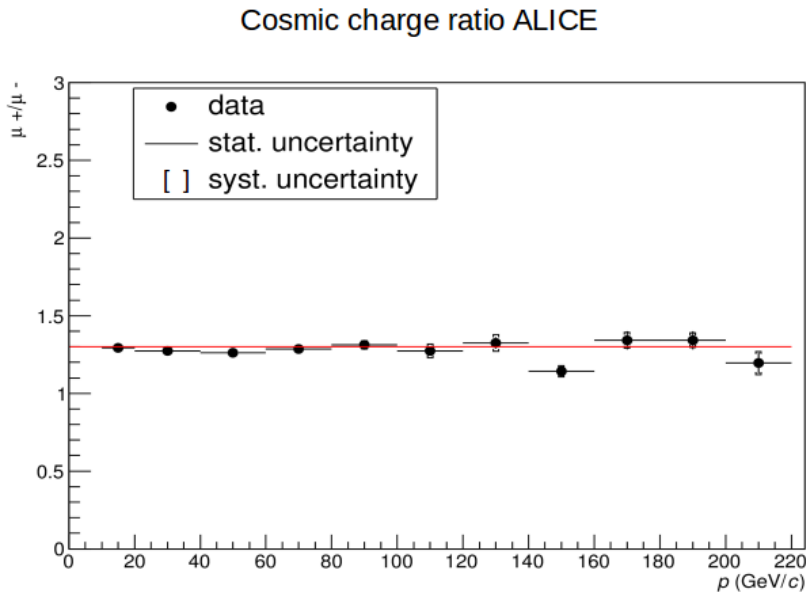


Figura 5.2: Resultado de la medición de la razón μ^+/μ^- promedio con respecto a diferentes rangos de momento por el experimento ALICE.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

También se obtuvo la eficiencia de la reconstrucción de carga para R_μ , en la cual se observa como la eficiencia varia dependiendo del rango de momento ver figura 4.25. También se utilizaron nuevas herramientas tales como el Laboratorio Nacional de Supercomputo lo cual permitió el desarrollo de análisis de datos. Como comentario adicional, este trabajo servirá como base para un estudio más profundo de la razón μ^+/μ^- en términos de la componente angular theta y de la multiplicidad de muones atmosféricos.

Lista de presentaciones.

A.1. Presentaciones

- XXIX Reunión Anual de la División de Partículas y Campos de la SMF. 20-22 May 2015. C.U. Mexico
- The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC). July 30 to August 6, 2015, in The Hague, The Netherlands.
- LVIII Congreso Nacional de Física. 5-9 de octubre de 2015. Mérida, Yucatán.
- Segundo Congreso de la Red Mexicana Científica y tecnológica para ALICE LHC. 24-25 Octubre de 2015. Taxco Guerrero.
- XV Mexican Workshop on Particles and Fields. 2-6 November 015. Mazatlán, México
- XXX Reunión Anual de la División de Partículas y Campos de la SMF. 23-25 May 2016. Edificio Carolino, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla.

Bibliografía

- [1] <http://www.nasa.gov>
- [2] <http://www.100ciaquimica.net/temas/tema3/punto10b.htm>
- [3] <http://visitantes.auger.org.ar/index.php/historia/historia-de-los-rayos-cosmicos.html>
- [4] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.*, 10 (1963) 146.
- [5] <http://www.batanga.com>
- [6] <http://www.ansto.gov.au/NuclearFacts/Whatisradiation/>
- [7] Antonio Tavera Vázquez, *Estudio de la componente muónica en chubascos de partículas, producidos por rayos cósmicos en la atmósfera, usando el experimento KASCADE-Grande*, Agosto (2010).
- [8] The KASCADE Collaboration, Karl-Heinz Kampert *et al.*, *Cosmic ray energy spectra and mass composition at the knee: Recent results from KASCADE*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 136 (2004) 273.
- [9] R. Aloisio *et al.*, *A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays*, Astropart. Phys. 27 (2007) 76.
- [10] M. Ave, J. Knapp, J. Lloyd-Evans, M. Marchesini, and A. A. Watson, *The energy spectrum of cosmic rays above 3×10^{17} -eV as measured with the Haverah Park Array*, Astropart. Phys. 19 (2003) 47.
- [11] HiRes Collaboration, R. U. Abbasi *et al.*, *Observation of the GZK cutoff by the HiRes experiment*, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 101101.
- [12] Charles D. Dermer and Armen Atoyan, *Ultra-high energy cosmic rays, cascade gamma-rays, and high-energy neutrinos from gamma-ray bursts*, New J. Phys. 8 (2006) 122.
- [13] Tadeusz Wibig and Arnold W. Wolfendale, *At what particle energy do extragalactic cosmic rays start to predominate?*, J. Phys. G31 (2005) 255.
- [14] R. Aloisio, V. Berezhinsky, P. Blasi, and S. Ostapchenko, *Signatures of the transition from galactic to extragalactic cosmic rays*, Phys. Rev. D77 (2008) 025007.
- [15] top.gae.ucm.es/auger/Overview.html
- [16] Nicoletta Mauri, *Measurement of the atmospheric muon charge ratio with the OPERA detector*, (2010).
- [17] G. A. Chelkov, M. A. Demichev, A. S. Zhemchugov, *Cosmic ray study using Air Shower Time coincidence Arrays (project "The Showers of Knowledge")*.

- [18] *Cosmic rays - Particle Data Group*
- [19] F. Cossavella, *Measurements of High Energy Cosmic Rays above 10 PeV with KASCADE-Grande*, Zur Erlangung des akademischen Grades eines DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)(2009).
- [20] Šimon Karch, Josef Štefl, *Pierre Auger Observatory*, Havířov, June 19th, (2015).
- [21] <http://alipub-dev.web.cern.ch/content/alice-detectors>.
- [22] <http://alipub-dev.web.cern.ch/content/experiment>.
- [23] Montaño L. M., *Física en el detector ALICE-LHC del CERN*, Febrero (2001).
- [24] Cuahutle E., Fernández A. *et al*, *ACORDE, The ALICE cosmic ray detector*. Proceedings of International Cosmic Ray Conference.
- [25] Mario Rodríguez Cahuantzi, *Detección de muones atmosféricos en el experimento ALICE-LHC*, Agosto (2012).
- [26] Arturo Fernández Téllez, *Cosmic ray studies at CERN*, Puebla, México.
- [27] C. Pagliarone, A. Fernández Téllez, *Cosmic Ray Physics with ACORDE at LHC*.
- [28] Luis Alberto Pérez Moreno, *Reporte ACORDE* Mayo (2016).
- [29] A. Akindinov *et al.*, Eur. Phys. J.C (2010)68:601-607
- [30] OPERA Collaboration, Eur. Phys. J. C67 (2010) 25-37.
- [31] Martin Alfonso Subieta Vasquez, *Measurements of the μ^+/μ^- ratio for vertical and horizontal atmospheric muons with ALICE detector*, March, (2011).
- [32] Sóbol M., *Método de Montecarlo*, lecciones populares de matemáticas. Editorial MIR, (1976).
- [33] Francesco Spanò , *Unfolding in particle physics a window on solving inverse problems*, IN2P3/CNRS School of Statistics, Autrans (Grenoble), 28th May - 1st June, (2012).
- [34] Redmer Alexander Bertens , *Unfolding why would you want to do it, and how do you do it?*, Utrecht University, ANALYSIS TUTORIAL, (2015).
- [35] Héctor Bello Martínez , *Medición de observables de estructura en colisiones protón protón en el experimento ALICE del LHC*, Puebla, (2014).
- [36] <http://hepunix.rl.ac.uk/adye/software/unfold/RooUnfold.html>.
- [37] G. D'Agostini , *A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem*, March, (1995).
- [38] , <http://slidegur.com/doc/3742257/roounfold-unfolding-framework-and-algorithms>.
- [39] G. Cowan, *Computing and Statistical Data Analysis*, University of London Postgraduate Lectures.
- [40] Jan Fiete Große-Oetringhaus , *Measurement of the Charged-Particle Multiplicity in Proton-Proton Collisions with the ALICE Detector*, (2009).
- [41] B. Alessandro, A. Fernández Téllez, M. Rodríguez Cahuantzi and K. Shtejer, *Analysis of atmospheric muons taken with ALICE central barrel detectors*, June 15, (2015).
- [42] <http://arxiv.org/abs/1005.5332>