



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE
HIDALGO

INSTITUTO DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS

DENSIDADES DE MUONES EN
CHUBASCOS DE PARTÍCULAS MEDIDAS
CON KASCADE-GRANDE COMO
FUNCIÓN DE LA ENERGÍA PRIMARIA

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
Maestra en Ciencias en el Área de Física

PRESENTA:

Ana Laura Colmenero César

DIRECTOR DEL TRABAJO:

Dr. Juan Carlos Arteaga Velázquez

Morelia, Michoacán, Agosto 2024

Resumen

El estudio de las cascadas atmosféricas de partículas es fundamental para comprender el origen y naturaleza de los rayos cósmicos, partículas energéticas de origen extraterrestre. Estas cascadas proporcionan información clave sobre el rayo cósmico primario, especialmente a través del análisis del contenido de muones. Se han reportado discrepancias en el contenido de muones en comparación con predicciones por modelos de interacción hadrónica en observatorios alrededor del mundo. Este estudio tiene como objetivo analizar la densidad lateral de muones medida por el experimento KASCADE-Grande como función de la energía primaria, considerando distintos intervalos de ángulo cenital y distancias radiales. Los datos de KASCADE-Grande calibrados con la escala de energía del observatorio Pierre Auger se compararán con los modelos de interacción hadrónica QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d, y se contrastarán con los resultados de Haverah Park y IceTop. Además, se explorará la relación entre la densidad de muones y la profundidad atmosférica.

Palabras clave: Cascadas atmosféricas de partículas, Rayos Cósmicos, Muones, Modelos de interacción hadrónica, KASCADE-Grande.

Abstract

The study of extensive air showers is fundamental for understanding the origin and nature of cosmic rays, high-energy particles of extraterrestrial origin. These showers provide key information about the primary cosmic ray, especially through the analysis of muon content. Discrepancies in muon content compared to predictions from hadronic interaction models have been reported at observatories around the world. This study aims to analyze the lateral muon density measured by the KASCADE-Grande experiment as a function of primary energy, considering different zenith angle intervals and radial distances. KASCADE-Grande data calibrated with the energy scale of the Pierre Auger observatory will be compared with the hadronic interaction models QGSJET-II-04, EPOS-LHC, and SIBYLL 2.3d, and contrasted with results from Haverah Park and IceTop. Additionally, the relationship between muon density and atmospheric depth will be explored.

Key Words: Extensive Air Showers, Cosmic Rays, Muons, Hadronic Interaction Models, KASCADE-Grande.

*Dedico este trabajo a mis padres. Gracias a su arduo trabajo,
tengo la oportunidad de convertirme en científica*

Agradecimientos

Esta tesis no habría sido posible sin la dirección de mi profesor, el Dr. Juan Carlos Arteaga, a quien agradezco por su guía y paciencia durante la investigación. A Ricardo Ochoa, quien siempre ha estado apoyándome, no sólo académicamente, sino también en tantos momentos cruciales de mi vida. Y en especial a mi familia: a mi hermano Dante por brindarme alegría con risas, a mi mamá, que siempre me demuestra que por más que la vida te derribe, siempre puedes levantarte y dar una sonrisa al mundo, y a mi papá, que me inculcó el amor por el conocimiento y la buena música.

Índice general

Introducción	1
1 Antecedentes Históricos	3
1.1 Ionización y globos aerostáticos	3
1.2 Nuevas partículas	7
1.3 Descubrimiento de las cascadas atmosféricas de partículas	9
2 Naturaleza de los Rayos Cósmicos	11
2.1 Espectro de Energía de los Rayos Cósmicos	11
2.2 Composición	14
2.3 Origen	16
2.4 Aceleración	17
2.4.1 Mecanismo de Fermi de segundo orden	17
2.4.2 Mecanismo de Fermi de primer orden	19
2.5 Detección	22
2.5.1 Cámara de niebla	22
2.5.2 Cámaras de ionización	23
2.5.3 Detectores de centelleo	24
2.5.4 Detector Cherenkov	24
2.5.5 Espectrómetros magnéticos	25
2.5.6 Calorímetros	25
3 Cascadas Atmosféricas de Partículas	26
3.1 Componentes de una Cascada de Partículas	26
3.1.1 Componente Hadrónica	27
3.1.2 Componente Electromagnética	27
3.1.3 Componente Penetrante	28
3.2 Modelos de las Cascadas Atmosféricas	28
3.2.1 Modelo de Heitler para cascadas electromagnéticas	29
3.2.2 Modelo Hadrónico de Heitler-Matthews	30
3.3 Características de una Cascada Atmosférica de Partículas	32
3.3.1 Tamaño	32
3.3.2 Profundidad y altura máxima de desarrollo	33
3.3.3 Eje, Frente y Núcleo de una Cascada de Partículas	34
3.3.4 Edad (s)	35
3.4 Reconstrucción de una Cascada de Partículas	36
3.4.1 Redes de Superficie	36

3.5	Simulaciones y Modelos de Interacciones Hadrónicas	37
4	El Experimento KASCADE-Grande	39
4.1	Objetivos Científicos	39
4.2	El detector KASCADE-Grande	40
4.2.1	KASCADE	40
4.2.2	KASCADE-Grande	41
4.3	Reconstrucción de observables en KASCADE-Grande	42
4.3.1	Dirección de arribo	42
4.3.2	Número de partículas cargadas, posición del núcleo y edad	43
4.3.3	Número de muones	43
5	Diferencias en el Contenido de Muones Respecto a los Modelos en Cascadas Atmosféricas	46
5.1	Mediciones de Distintos Observatorios	47
5.2	Recopilación hecha por WHISP	50
6	Estudio de la Densidad de Muones en Chubascos de Partículas con KASCADE-Grande	54
6.1	Datos y Cortes de Selección	55
6.2	Simulaciones	57
6.3	Método de Análisis	58
6.3.1	Estimación de $\rho_\mu(r)$	58
6.3.2	Determinación de $\rho_\mu(r)$ como función de la energía primaria	58
6.3.3	Errores Sistemáticos	61
6.3.4	Error Estadístico	62
7	Resultados y Discusiones	64
7.1	Densidad lateral de muones a 600 m	64
7.1.1	Intervalo de ángulo cenital $\theta < 18.19^\circ$	64
7.1.2	Intervalo de ángulo cenital $\theta < 24.25^\circ$	66
7.1.3	Estudio de $\rho_\mu(600)$ con la profundidad atmosférica	68
7.2	Densidad de muones a 200 m	72
7.2.1	Estudio de $\rho_\mu(200)$ con la profundidad atmosférica	72
8	Conclusiones	76
	Apéndices	78
A	Programas desarrollados para el análisis de datos	79
A.1	Método de minimización	79
A.2	Semillas para la minimización	81
B	Resultados del ajuste	84
	Bibliografía	100

Introducción

Una cascada atmosférica de partículas (*Extensive Air Showers* en inglés) es un fenómeno físico ocasionado por la interacción de una partícula energética de origen extraterrestre (rayo cósmico) al interactuar con una molécula de la atmósfera de nuestro planeta. Los productos de esta interacción evolucionan hasta llegar al suelo donde pueden ser medidos. Esta cascada (o chubasco) está formada por tres subcascadas: electromagnética, hadrónica y muónica [1]. El estudio de estas proporciona información valiosa sobre el rayo cósmico primario, por ejemplo, a través del análisis en el contenido de muones. Los muones, producto de las interacciones hadrónicas a altas energías, son una observable clave para inferir la composición de los rayos cósmicos y evaluar distintos modelos de interacción hadrónica de altas energías [1-4], los cuáles son extrapolados de los datos tomados de colisionadores terrestres a energías más bajas.

Se han reportado discrepancias [5-12] en los resultados del contenido de muones obtenidos en diferentes observatorios alrededor del mundo, en comparación con las predicciones de los modelos de interacción hadrónica de altas energías, algunos reportando excesos de muones en sus mediciones respecto a las predicciones, mientras que otros registran un déficit o no encuentran anomalía alguna. Este fenómeno plantea interrogantes sobre la precisión de los modelos de interacción hadrónica de altas energías y la interpretación de los datos experimentales a través del número de muones.

El presente estudio tiene como objetivo analizar la densidad lateral de muones medida por el experimento KASCADE-Grande con distintos intervalos de ángulo cenital y distancias radiales, estimando su dependencia con la energía primaria del rayo cósmico. Las diferencias observadas podrían radicar en la existencia de diferencias entre el espectro de energía de los muones de los chubascos reales y los simulados a energías primarias por encima de 10^{17} .

Para abordar esta hipótesis, se utilizarán datos recolectados por KASCADE-Grande y calibrados con la escala de energía del observatorio Pierre Auger y se compararán con tres modelos de interacción hadrónica post-LHC de altas energías: QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d. Además, se contrastarán con los estudios previos de los experimentos Haverah Park [12] y IceTop [11], utilizando el intervalo de ángulo cenital usado por ambos ($\theta < 24.50^\circ$ y $\theta < 18.19^\circ$, respectivamente) y se tomará la distancia radial en común de $r = 600$ m, de dichos experimentos. También se explorará la relación entre la densidad de muones y la profundidad atmosférica tomando tres intervalos de ángulo cenital dados por $\theta = [0.00^\circ, 21.78^\circ]$, $\theta = [21.78^\circ, 31.66^\circ]$ y $\theta = [31.66^\circ, 40.00^\circ]$, a dos distancias radiales $r = 600$ m y $r = 200$ m.

Este estudio es de gran importancia, ya que se desconoce la causa de la anomalía en la densidad de muones en cascadas atmosféricas. Esta podría modificar el paradigma actual de los chubascos de partículas, o llevar a una revisión de los modelos actuales de interacción hadrónica a energías más altas.

La presente tesis está estructurada en 8 capítulos: El primer capítulo hace una recopilación histórica sobre la llamada radiación cósmica, con los hitos de personalidades importantes en el campo, los descubrimientos y como se fue gestando este campo de la física. El segundo capítulo aborda brevemente la naturaleza básica de los rayos cósmicos, incluyendo su origen, espectro, mecanismos de aceleración y algunas técnicas de detección. El tercer capítulo se centra en las cascadas atmosféricas de partículas, explicando sus diferentes componentes, modelos sencillos, características principales y se presentan algunos modelos de interacción hadrónica que se usan en la simulación de las cascadas atmosféricas. El cuarto capítulo, describe el experimento KASCADE-Grande. En el quinto, se discute la situación actual respecto a las anomalías en el sector de la densidad de muones y el número total de muones, y se presenta, especialmente, la compilación realizada por el grupo de trabajo internacional WHISP (*Working group on Hadronic Interactions and Shower Physics*). El capítulo sexto expone detalladamente la metodología empleada, mientras que el séptimo capítulo, muestra los resultados obtenidos y las discusiones correspondientes. El último capítulo resume las conclusiones obtenidas.

Capítulo 1

Antecedentes Históricos

*«Aparte de átomos y espacio vacío, nada existe; lo demás es opinión»
Demócrito*

RASTREAR los pasos que dio la comunidad científica detrás de un descubrimiento importante es como explorar un laberinto: lleno de caminos entrelazados, pasillos encrucijados y callejones sin salida. Se hace énfasis en aquellos experimentos que llevaron a resultados sorprendentes e inesperados, y en las ideas de quienes intentaron dar una primera explicación a dichos fenómenos. Resulta una tarea desafiante construir los eventos de manera cronológica para poder armar una narrativa científica, ya que en ocasiones la publicación de resultados difiere del orden en que fueron apareciendo o se propusieron originalmente. En esta sección se presenta una interpretación personal de la historia del descubrimiento de los rayos cósmicos. Esta narrativa introduce un contexto esencial para entender el estudio de la radiación extraterrestre, incluyendo métodos e instrumentos de medición, así como una breve discusión de la importancia de sus resultados para la construcción de una teoría fundamental de la naturaleza: la física de partículas.

1.1. Ionización y globos aerostáticos

Los siglos XVIII y XIX fueron periodos clave en la física durante los cuales, varios científicos realizaron experimentos para comprender la naturaleza de la electricidad y el magnetismo. El físico francés Charles-Augustin de Coulomb es reconocido principalmente por formular las primeras teorías cuantitativas de la electrostática, entre ellas la famosa ley que lleva su nombre, la cual describe la atracción entre dos cargas eléctricas. Realizó también numerosos estudios sobre la fricción, el magnetismo, la mecánica y la ingeniería [13]. En 1785, Coulomb descubrió que un contenedor cargado y eléctricamente aislado perdía su carga de forma espontánea, asumió que partículas en el aire eran las responsables, sin embargo, el problema seguiría siendo un enigma por más de un siglo. [14]

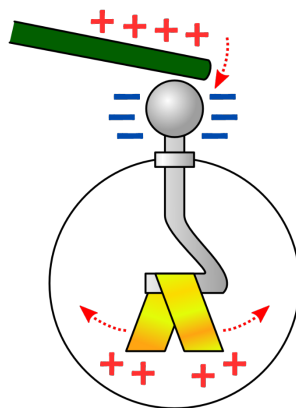


Figura 1.1: Esquema del funcionamiento de un electroscopio simple. Al acercar un objeto cargado a la esfera, se induce una carga y las láminas cargadas con la misma polaridad se repelen, siendo su separación una medida de la cantidad de carga que recibieron. Imagen: Wikimedia Commons [15].

A inicios del siglo XX, el inventor de la cámara de niebla y ganador del premio Nobel en 1927, Charles Thomson Rees Wilson y su equipo investigaban la conductividad del aire expuesto a rayos X mediante electroscopios (Figura 1.1) encontrando un problema de descarga espontánea en ellos incluso en aire puro [16, 17]. En 1903, Jonh C. McLennan y E. Rutherford se dan cuenta que la razón de descarga disminuía al aislar el electroscopio y concluyen que se debe a una ionización del medio que proviene de la roca o el aire [18]. El aparato se intentó aislar con un blindaje de plomo de hasta 9 ft de grosor, lo que bastaba para suprimir el efecto de cualquier tipo de radiación conocida, pero este se seguía produciendo. Lo anterior indicaba que alguna forma altamente energética de radiación extraña cubría el ambiente. Las primeras suposiciones asumían que dicha radiación provenía de un material radioactivo proveniente del suelo terrestre [19].

Theodor Wulf, sacerdote jesuita y físico, fue uno de los primeros experimentadores en reportar la presencia de una radiación de gran poder de penetración en el ambiente. En el año de 1910, supuso que si la radiación proviene de la superficie terrestre, mientras más se aleje uno de la fuente, la descarga del electroscopio sería más lenta. De esta forma decide llevar sus aparatos a la cima de la Torre Eiffel, a 300 m de altura, y encuentra que la ionización decrece, pero a una razón mucho menor de lo esperado con la altura. [20].

Algunos científicos, intrigados por estos resultados, buscaron maneras de medir la ionización en el aire mayores altitudes e incorporaron el uso de instrumentos de medición más precisos. La propuesta de utilizar globos aerostáticos, idea atribuida por primera vez a Elster y Geitel [14], fue utilizada ampliamente a principios del siglo XX. Franz Linke fue el primero en llevar a la práctica la idea y en el año de 1904 se elevó a 5500 m sobre el nivel del mar y sus resultados mostraron que la ionización se incrementaba por un factor de cuatro en comparación con aquella medida al nivel del suelo [21].

Años más tarde, Albert Gockel y Theodor Wulf midieron la ionización del aire a diferentes altitudes en los Alpes suizos. Publicaron sus resultados en 1908, escrito donde se acuñó por



Figura 1.2: Fotografía del electroscopio utilizado por T. Wulf en 1912 [19].

primera vez el término «radiación cósmica» (*cosmic radiation*) [14]. En este, afirmaron que de existir una radiación cósmica contribuyendo a la ionización del ambiente, contribuiría con una pequeña fracción, ya que no hallaron dependencia de esta con la altura [22].

El físico austriaco Victor Hess se une a las expediciones realizadas con globos aerostáticos utilizando electroscopios más sofisticados calibrados por él mismo. Realizó siete vuelos en total, alcanzando distintas altitudes en cada uno de ellos. Estos viajes comenzaron en abril del año 1912 [23]. Sus primeros seis vuelos no alcanzaron alturas elevadas, siendo la máxima de 2100 m. Durante esta toma de datos, no encontró variación en la ionización del aire entre el día y la noche, llevándolo a descartar al Sol como posible fuente de la radiación. En su séptimo viaje, realizado el 7 de agosto de 1912 en el globo "Böhmen", consigue llegar a una altura de 5350 metros, la más alta en esta serie. Hess concluye en su artículo: «Investigaciones anteriores han demostrado que la radiación penetrante observada tiene un origen muy complejo. Parte de la radiación proviene de las sustancias radiactivas de la superficie terrestre y de las capas superiores del suelo y cambia relativamente poco. Una segunda parte, influenciada por factores meteorológicos, proviene de las sustancias radioactivas de la atmósfera. Mis observaciones en globo parecen indicar que hay una tercera componente de la radiación total, la cual aumenta con la altitud y muestra extrañas fluctuaciones de intensidad» [23]. Hess finalmente concluye que «Los resultados de estas observaciones parecen ser explicados por la suposición de que existe una radiación de alto poder de penetración que entra a nuestra atmósfera desde el espacio exterior» [23].

Werner Kolhörster fue un físico prusiano que se interesó también en este fenómeno. En noviembre de 1913 publicó los resultados de tres vuelos en globos aerostáticos que se realizaron durante el verano de ese año, superando la altitud alcanzada por Hess, llegando a los 9000 metros en julio de 1914 [25]. Kolhörster afirmó el origen extraterrestre del fenómeno, escribió: «Se puede asumir que una radiación penetrante de origen cósmico existe, la cual probablemente provenga del Sol. Está planeado comprobar esta suposición con observaciones en el suelo, sobre y debajo de agua en diferentes tiempos, durante el eclipse solar del 21 de agosto de 1914, y con más vuelos a mayor altitud» [26]. Es sorprendente como llegó a esta conclusión de nuestra estrella como fuente, incluso después de que Hess había demostrado que el Sol no podía ser el origen de la radiación cósmica en sus publicaciones anteriores. Sin embargo, sus resultados seguían apuntando a un fenómeno proveniente del espacio exterior. Cabe aclarar que la ionización en el aire proviene principalmente de rayos cósmicos de al-



Figura 1.3: Victor Hess partiendo de suelo vienés en 1911. Fuente: The New York Times [24].

tas energías, que no provienen del Sol ya que este emite rayos cósmicos de más bajas energías.

Uno de los opositores a la propuesta del origen extraterrestre de la radiación penetrante fue el físico estadounidense Robert Millikan, quien criticó fuertemente esta idea en sus artículos publicados en el año de 1926. Millikan afirmó en el primero de una serie de tres reportes: «Los resultados [...] constituyen una prueba definitiva de que no existe tal radiación de origen cósmico [...]» [27]. Y de observaciones realizadas en el Pico Pikes, en el segundo: «Estos experimentos, no proporcionan evidencia definitiva de rayos penetrantes de origen cósmico» [28]. Sin embargo, los datos recabados y el uso del método científico lograron hacerlo cambiar de opinión en el tercero de esta serie de artículos. Millikan diseñó un electroscope con la capacidad de recargarse y realizó mediciones en los lagos Muir (3600 m) y Arrowhead (1577 m) para comprobar su hipótesis de la presencia de material radioactivo en la atmósfera como el causante de la ionización del aire, aprovechando la diferencia en profundidad atmosférica de un lago respecto al otro y variando la profundidad sumergiendo sus electros copios en el agua, donde cada lectura en el lago Arrowhead correspondía a una de 6 pies más profunda en el lago Muir. Millikan obtuvo una curva de atenuación de ionización equivalente para ambos puntos de observación (Figura 1.4), descartando por fin a la atmósfera como fuente, al mostrar que no se producía ionización extra al nivel del lago Arrowhead debido a la presencia de la columna adicional de aire sobre este lago. Sobre los experimentos de absorción en ambos lagos Millikan dice que «constituyen evidencia nueva y bastante inequívoca de la existencia de rayos etéreos muy penetrantes de origen cósmico que ingresan a la Tierra de manera uniforme en todas las direcciones» [29].

Es imposible atribuir el descubrimiento de los rayos cósmicos a una sola mente, fueron varios

los aportes a lo largo de las primeras décadas del 1900 lo que llevó a la comunidad científica, reticente al inicio, de aceptar la presencia de una radiación cósmica que nos baña en todo momento y sobre la superficie terrestre, e incluso, a grandes profundidades debajo del nivel del suelo o del mar.

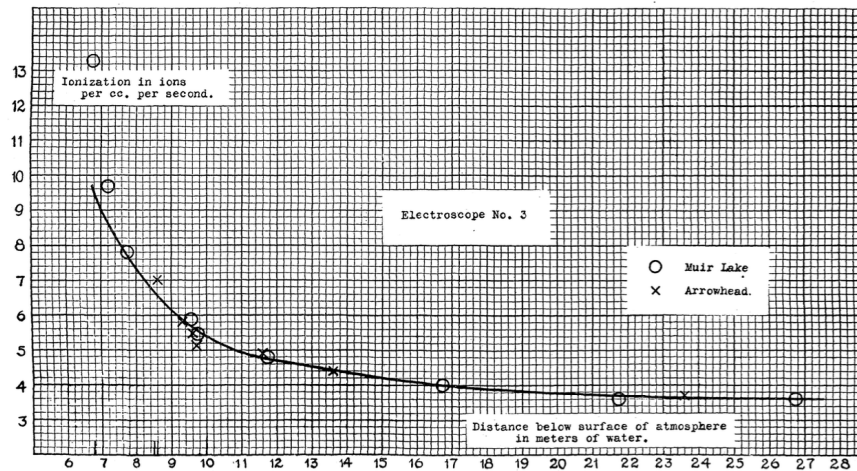


Figura 1.4: Variación de la ionización medida por Milikan con respecto a la cantidad de material recorrido. Gráfica tomada del artículo original [29].

1.2. Nuevas partículas

El principio del siglo XX vio nacer a la física moderna. Recordemos que fue durante estos años cuando se desarrolló la teoría cuántica por Max Planck, la relatividad general y la teoría del efecto fotoeléctrico por Albert Einstein; el descubrimiento del núcleo atómico por Ernest Rutherford, los aportes de Niels Bohr al modelo atómico entre una larga lista de otros desarrollos y descubrimientos. La década de 1920 fue particularmente especial, acogiendo el desarrollo de la mecánica cuántica gracias al trabajo de científicos como Erwin Schrödinger, Werner Heisenberg y Louis de Broglie, por mencionar algunos. Todo esto trajo consigo un nuevo campo del conocimiento natural: la física de partículas.

La historia no podría prescindir de las partículas elementales que fueron descubiertas gracias a colisiones de rayos cósmicos, los cuales se podrían considerar como haces de altas energías producidos naturalmente por aceleradores astrofísicos. Paul Dirac, uno de los exponentes en el desarrollo de la teoría cuántica, habría predicho en un artículo publicado en el año de 1928 que podrían existir electrones con carga positiva [30]. Años más tarde, Carl Anderson realizaba un estudio acerca de los productos generados por las interacciones de los rayos cósmicos en la atmósfera en el Instituto Tecnológico de California, en donde utilizaba una cámara de niebla inmersa en un campo magnético, esta permite visualizar las trayectorias de las partículas cargadas que logran atravesar su interior (Figura 1.5). En el año de 1932, logró captar la trayectoria de una partícula que parecía corresponder a un electrón, pero curvada en sentido contrario [31]. Era la partícula predicha por Dirac, bautizada después como

positrón, confirmando la existencia de un nuevo tipo de materia: la antimateria. Anderson recibió entonces el premio Nobel de Física en 1936.

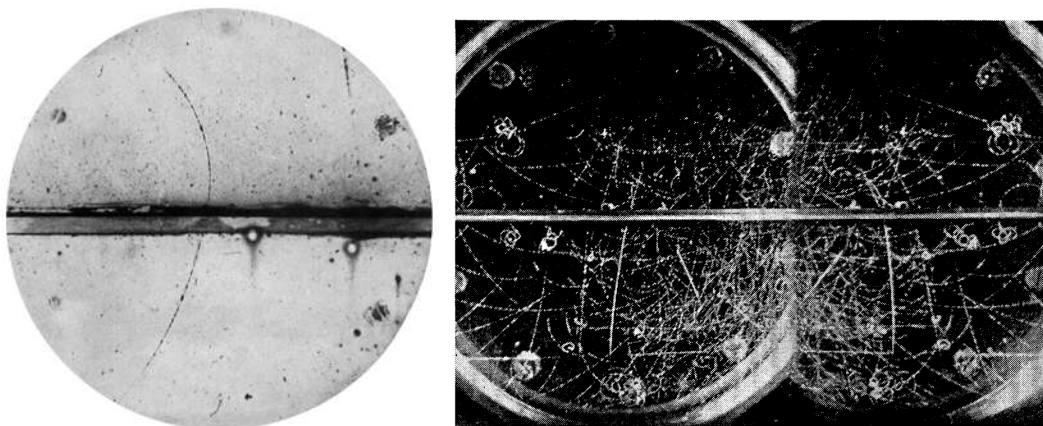


Figura 1.5: Izquierda: Fotografía de la cámara de niebla con la trayectoria del primer positrón observado en la historia. La línea horizontal gruesa es una lámina de plomo. El positrón entró a la cámara en la esquina inferior izquierda, fue desacelerado y se curvó a la izquierda por el campo magnético que actuaba de forma perpendicular al plano de la imagen [31]. Derecha: Fotografía presentada por Anderson y Neddermeyer, mostrando una traza casi vertical que penetra el plomo y que presenta una carga igual a la del electrón [32].

El mismo Anderson descubriría la primera partícula elemental que no pertenecía a los átomos convencionales que conforman la materia ordinaria: el muón, partícula central en esta tesis. Anderson y Neddermeyer realizaron mediciones de rayos cósmicos a una elevación de 4300 metros en el Pico Pikes, Colorado, usando una cámara de niebla inmersa en un campo magnético de 7900 gauss [32]. Analizando las trazas dejadas por las partículas en la cámara de niebla (Figura 1.5, derecha) Anderson y Neddermeyer encontraron evidencia de la presencia de una nueva partícula de «carga unitaria, pero con masa (que quizá no tenga un valor único) mayor a un electrón normal y mucho más pequeña que un protón» [33], la cual hoy conocemos con el nombre de muón.

Un trabajo teórico realizado por Hideki Yukawa en 1935 había predicho la existencia de nuevas partículas denominadas como «mesones»; estas partículas, más pesadas que el electrón, eran responsables de la interacción nuclear fuerte. Se pensó inicialmente que el muón podría ser esta partícula predicha y se le dio el nombre de «mesón mu». Experimentos posteriores demostraron que no presentaba el tiempo de vida media necesaria y parecían ser más ligeras; además de que no participaban en la interacción nuclear fuerte. De esta forma, el muón fue descartado como la partícula predicha por Yukawa [34].

En 1947, Cecil Powell y colaboradores presentaron un artículo en donde mostraban la presencia de partículas con masa intermedia entre el protón y el electrón (mesones), que estaban presentes en la radiación cósmica a grandes altitudes y que podían interactuar con el núcleo y producir desintegraciones emitiendo partículas pesadas [35]. Esta partícula, bautizada como pión, resultó ser el mesón postulado por Yukawa.

Estos fueron sólo algunos de los descubrimientos realizados gracias al fenómeno de los rayos cósmicos; la física de partículas utilizaría métodos más controlados en sus estudios posteriores usando aceleradores y colisionadores. Sin embargo, los rayos cósmicos aún pueden proporcionar información valiosa acerca de procesos ultra energéticos.

1.3. Descubrimiento de las cascadas atmosféricas de partículas

Las partículas medidas a nivel del suelo por los científicos no eran realmente las primarias que venían desde el espacio exterior, sino partículas secundarias resultado de la interacción de los núcleos primarios con una molécula atmosférica. En los primeros experimentos para observar los productos secundarios de dichas interacciones se observaban generalmente las trayectorias de partículas individuales, pero al estudiar con detenimiento las fotografías de las cámaras de niebla, los científicos notaron la presencia de varias trayectorias cercanas entre sí. A este fenómeno se le dio el nombre de «cascadas locales» (*local showers*) y fue estudiado desde 1928 [19]. La técnica para analizar este proceso consistía en colocar varios detectores individuales en distintas configuraciones y buscar coincidencias en las lecturas que pudiesen correlacionar las partículas medidas.

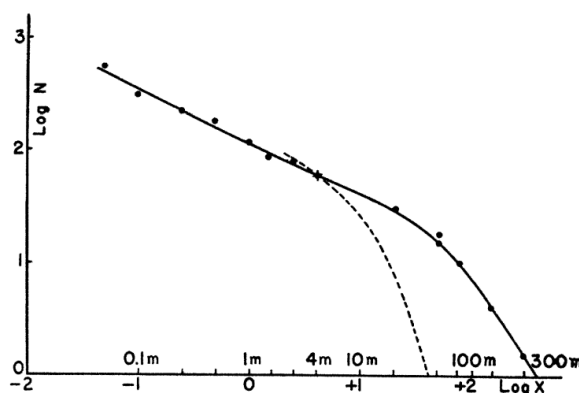


Figura 1.6: Número de coincidencias de eventos tomadas por el arreglo paralelo de contadores montado por Auger en su estudio de rayos cósmicos secundarios [36].

En 1939 Pierre Auger realizó mediciones de rayos cósmicos secundarios en los alpes berneses, en un paso de montaña llamado Jungfraujoch (Figura 1.7) a una altitud de 3500 m, utilizando un arreglo de detectores tipo Geiger-Müller. Estas mediciones arrojaron coincidencias a una distancia máxima de 300 m de separación. Concluyeron entonces que este efecto simultáneo debía ser consecuencia de cascadas de partículas producidas en la parte superior de la atmósfera [36].

El origen desconocido en la descarga de electros copios llevó a algunos científicos a aventurarse en altas montañas y globos aerostáticos, realizando expediciones a lugares alejados de sus aulas convencionales, cargando a sus espaldas con todo lo necesario para poder llevar a cabo



Figura 1.7: Vista del Eiger, Mönch, Jungfraujoch (centro derecha) y Jungfrau; lugar donde Pierre Auger y su equipo colocaron la red de detectores para el estudio de las cascadas atmosféricas. Fotografía: De Steinmann - Dominio público <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=6832735>.

las mediciones necesarias. Esta osadía llevó a descubrimientos tan exóticos como la existencia de antimateria y la revelación de partículas extrañas. Actualmente el campo de los rayos cósmicos y las cascadas atmosféricas siguen siendo un campo fértil de ideas y misterios, con una comunidad activa en muchas partes del globo, construyendo observatorios cada vez más sofisticados y precisos, contribuyendo al entendimiento del cosmos profundo y el mundo que nos rodea.

Capítulo 2

Naturaleza de los Rayos Cósmicos

«Los rayos cósmicos son mensajeros cósmicos que nos traen información desde las profundidades del espacio. Estudiarlos es como abrir una ventana hacia el universo invisible»
Jonh Learned

SE conoce como rayos cósmicos, o radiación cósmica, a las partículas cargadas que se originan en el espacio exterior y viajan en el medio interestelar hasta alcanzar la Tierra. Estas partículas se componen por núcleos atómicos (99 %), electrones (1 %) y trazas de antipartículas e^+ , $\bar{p}$ (< 1 %). De estos núcleos atómicos, 90 % son protones, 9 % partículas alfa y el resto núcleos más pesados [37]. Pueden alcanzar energías desde los 10^7 eV hasta los 10^{21} eV [38], siendo las energías más altas atribuidas a una sola partícula. Los rayos cósmicos guardan los secretos de la profundidad del cosmos. Descifrar sus mensajes requiere de un esfuerzo continuo e interdisciplinario para estudiar desde los objetos astrofísicos masivos que los originan, hasta los bloques más fundamentales de la naturaleza. En este capítulo se abordará el paradigma actual de los rayos cósmicos, introduciendo algunas de sus propiedades observacionales más importantes: el espectro y la composición. Además, se discutirán los procesos físicos que los generan, las fuentes creadoras de dichas partículas, su mecanismo de aceleración y el transporte en la galaxia.

2.1. Espectro de Energía de los Rayos Cósmicos

El espectro de energía (o intensidad) de los rayos cósmicos se refiere, en general, a la frecuencia con que los núcleos atómicos provenientes del espacio llegan a la tierra en relación con su energía, por unidad de área y por ángulo sólido de observación. La unidad de energía utilizada en investigaciones de partículas es el electronvoltio (eV) y sus múltiplos ($1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$, $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$, $1 \text{ PeV} = 10^{15}$), definido como la energía adquirida por un electrón en una diferencia de potencial de 1 V. El espectro diferencial de energía se define como:

$$\Phi(E) = \frac{dN}{dS_r dt d\Omega dE} \quad (2.1)$$

donde dN es el número de partículas incidentes, dS_r es un elemento de área, dt el intervalo de tiempo, $d\Omega$ el ángulo sólido en dirección de θ y ϕ ; y dE un intervalo de energía $[E, E + dE]$. En la Figura 2.1 se presentan algunas de las cantidades involucradas en el cálculo del espectro de energía.

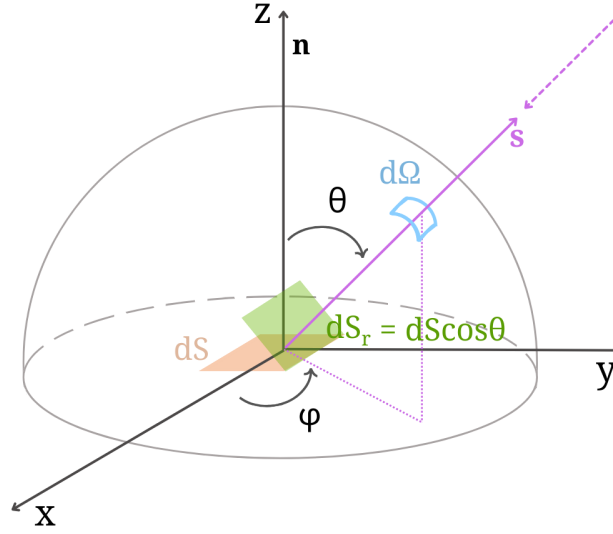


Figura 2.1: Un rayo cósmico que se mueve a lo largo de la línea recta punteada, incide sobre la superficie de un detector de área dS . Para calcular el espectro se emplea el área proyectada dS_r en dirección a la partícula incidente. El ángulo sólido de observación en torno a la dirección del rayo cósmico es dado por $d\Omega$. La dirección del primario es dada por los ángulos cenital θ y acimutal ϕ .

La intensidad total o espectro integral de energía expresa la frecuencia con que las partículas inciden en la tierra a energías mayores o iguales a E , por unidad de área y de ángulo sólido:

$$J(\geq E) = \int_E \Phi(E') dE'. \quad (2.2)$$

Otras cantidades físicas importantes que permiten dar una idea del número de partículas que puede recolectar un detector en la región de máxima eficiencia por unidad de tiempo, área y ángulo de observación son:

- ★ **Exposición:** Indica la cantidad de rayos cósmicos a la que está expuesto un detector durante un periodo de tiempo dado, permitiendo comparar la radiación obtenida por diferentes detectores o durante tiempos distintos. Se calcula como el producto de: área efectiva $\times$ tiempo de exposición $\times$ ángulo sólido de observación. Las unidades de la exposición son, entonces: $\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$. Es común utilizar una unidad de medida llamada Linsley, donde $1 \text{ Linsley} = 1 \text{ km}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{sr}$.

- ★ **Aceptancia:** Está relacionada con la exposición. Representa la capacidad del detector para medir partículas que llegan desde diferentes direcciones. Un detector con mayor aceptación tendrá una mayor probabilidad de detectar rayos cósmicos. Se define como el área efectiva $\times$ ángulo sólido de observación y tiene unidades de $\text{cm}^2 \cdot \text{sr}$.

El espectro total de los rayos cósmicos, cae muy rápidamente siguiendo aproximadamente una ley de potencias dada por [37]:

$$\Phi(E) \propto E^{-\gamma}, \quad (2.3)$$

donde γ se define como el índice espectral. En la Figura 2.2 se presenta el espectro de energía para diferentes grupos elementales de masa de los rayos cósmicos, así como la suma de todos los grupos. Las energías de los rayos cósmicos abarcan desde decenas de MeV ($\sim 10 \times 10^6$ eV) hasta llegar a ZeV (10^{20} eV). Estas son las energías más altas conocidas en el universo para partículas individuales [39]. La intensidad de los rayos cósmicos a una energía de 100 GeV es de una partícula por m^2 por segundo, mientras que para energías alrededor de 10^{20} eV decae a 1 partícula por km^2 por siglo. El espectro total de los rayos cósmicos para un rango de energía entre 10^9 eV y 10^{18} eV está dado por [40]:

$$\Phi \sim 1.8 E^{-\gamma} \frac{\text{nucleones}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}}. \quad (2.4)$$

Se sabe que el espectro de energía exhibe un cambio en el índice espectral en ciertas regiones de energía, por ejemplo, alrededor de 4 PeV, el índice espectral γ cambia de ~ 2.7 a ~ 3.0 , dando lugar a una estructura conocida como «la rodilla» (*knee* en inglés) [37], mientras que alrededor de 100 PeV, el índice espectral se modifica de ~ 3.0 a ~ 3.3 , dando lugar a una «segunda rodilla» [41]. En la región de EeV, sobre 10^{18} eV [42], se tiene un aplanamiento conocido como el «tobillo» (en inglés *ankle*) finalmente, cerca de 5×10^{19} eV [42, 43], se tiene la presencia de un corte en el espectro, que podría deberse a efectos de pérdida de confinamiento en la fuente o a las interacciones de los protones del flujo de rayos cósmicos con los fotones del fondo de microondas [43].

Como se mencionó brevemente, el cambio abrupto en el espectro de energía se debe a ciertos factores, los cuales se discutirán más a detalle en las siguientes secciones. Estos incluyen:

- ★ **Composición:** Ciertos cambios en las abundancias relativas de los diferentes grupos elementales de masa de los rayos cósmicos pueden llevar a la formación de estructuras, como la rodilla y la segunda rodilla. El experimento KASCADE demostró que el cambio de pendiente en la rodilla se debe a un cambio en la composición primaria, mostrando un enclinamiento en la componente ligera de los rayos cósmicos [2].
- ★ **Origen:** Dependiendo de la fuente astrofísica se tendrán diferencias en las abundancias relativas de los rayos cósmicos [40], lo que podría derivar en la presencia de estructuras a energías específicas.

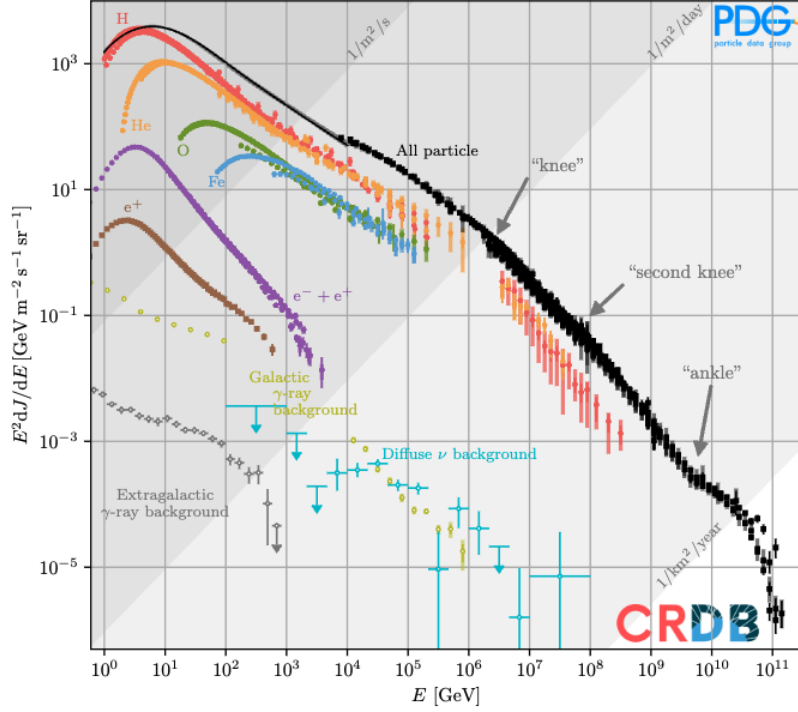


Figura 2.2: Espectro de energía de los rayos cósmicos para diferentes primarios y para el total de los núcleos atómicos, gráfica recabada por el *Particle Data Group (2023)* [38]. Se muestran las mediciones de la intensidad de rayos cósmicos cargados en comparación con los espectros difusos de los rayos gamma de la galaxia y extragalácticos, así como el de neutrinos. Se señalan las posiciones de algunas estructuras del espectro total de rayos cósmicos. El espectro ha sido multiplicado por un factor de la energía al cuadrado. Los datos fueron obtenidos del *Cosmic Ray Database (CRDB)* [44].

- ★ **Mecanismos de aceleración:** Estos determinan la forma del espectro, contribuyen a las abundancias relativas de los rayos cósmicos e introducen cortes en los espectros asociados con las energías máximas del mecanismo propio de aceleración. Las modificaciones en los espectros individuales de cada elemento químico puede dar lugar también a estructuras en los espectros elementales o total [37, 42, 45].
- ★ **Propagación:** Durante su propagación a través del universo, las interacciones con la radiación, materia y campos magnéticos del medio interestelar y extragaláctico pueden dar lugar a estructuras en los espectros individuales o total de los rayos cósmicos [46].

2.2. Composición

Los rayos cósmicos que llegan a la tierra están compuestos principalmente por núcleos atómicos, de los cuales 85 % son protones, 12 % helio y el resto elementos más pesados. También se hallan electrones y trazas de antipartículas en menor medida [42]. Los mesones no constituyen parte de la radiación primaria, ya que debido a su inestabilidad no pueden recorrer largas distancias [19]. La Figura 2.3 muestra como las abundancias de elementos en los rayos cósmicos y el sistema solar siguen un mismo patrón. Sin embargo, hay dos diferencias

notables. La primera es que para núcleos con $Z > 1$, la suma es mayor para rayos cósmicos; segundo, los dos grupos de elementos Li, Be, B y Sc, Ti, V, Cr, Mn son mucho más abundantes en la radiación cósmica que en el material del sistema solar. Estos elementos están ausentes en la nucleosíntesis de estrellas, pero en el caso de los rayos cósmicos, se forman debido a productos de espalación [42]: proceso en el cual un núcleo pesado que actúa como blanco de núcleos más ligeros al ser golpeado por un rayo cósmico altamente energético. En el medio interestelar algunos de los núcleos que presentan espalación son de carbono y oxígeno, produciendo Li, Be, B; y de hierro, resultando en Sc, Ti, V, Cr, Mn [37].

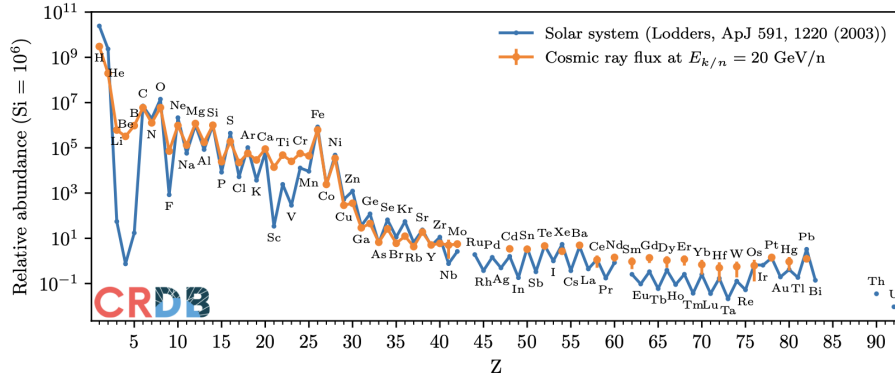


Figura 2.3: Abundancias relativas de los elementos químicos que componen a los rayos cósmicos a una energía de 20 GeV comparada con la del sistema solar. [44].

Como se muestra en la Figura 2.2, la composición de los rayos cósmicos depende de la energía. A bajas energías predominan los protones y helio ($E \lesssim 10^{16}$), mientras la energía crece, aumenta la presencia de núcleos atómicos más pesados como el carbono, nitrógeno y oxígeno. A altas energías ($E \gtrsim 10^{16}$) la composición se vuelve más pesada con mayor abundancia de elementos como el hierro y el silicio [2].

El experimento KASCADE reconstruyó el espectro de energía individual para cinco elementos (H, He, C, Fe y Si) que representan diferentes grupos másicos en un intervalo de energía de 10^{15} eV a 10^{17} eV, utilizando los modelos de interacción hadrónica QGSJET y SIBYLL [2], posteriormente KASCADE-Grande amplió la cota superior a 10^{18} eV mediante el modelo QGSJET [47]. Esta serie de investigaciones obtuvo resultados importantes:

- ★ El cambio en el índice espectral en la rodilla (~ 4 PeV) se debe a una reducción en el flujo de la componente ligera de los rayos cósmicos.
- ★ El espectro de energía de la componente pesada exhibe una estructura cerca de ~ 80 PeV, lo que causa el cambio de pendiente en el espectro total de energía o segunda rodilla.
- ★ Se tiene una abundancia de elementos ligeros debajo de los 4 PeV, mientras que para energías mayores a 20 PeV, los elementos pesados dominan el flujo, habiendo un cambio importante en la composición cerca de los 5 PeV.

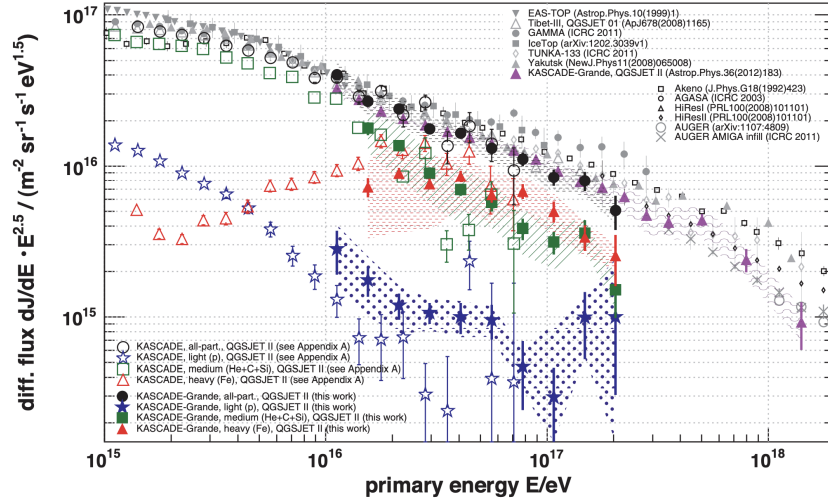


Figura 2.4: Espectro de energía para todos los elementos medido por distintos experimentos y el espectro individual para las componentes pesadas y ligeras de los rayos cósmicos primarios estimada por KASCADE-Grande [2, 47].

2.3. Origen

Desde que esta radiación fue descubierta gracias al fenómeno de descarga en los electrosco-pios los científicos comenzaron a preguntarse sobre su origen. Se mencionaron en el capítulo anterior algunas propuestas históricas, pasando por la presencia de un nuevo material radio-activo en el suelo terrestre, fenómenos atmosféricos que producían partículas cargadas, hasta llegar al consenso de un origen extraterrestre. A pesar del gran progreso que se ha hecho en el campo, el origen de la radiación cósmica sigue siendo un tema actual de investigación. Se sabe con seguridad, sin embargo, que las regiones de energía que cubren los rayos cósmicos se deben a diferentes fuentes astrofísicas [19]. A energías menores de 10^{17} eV su creación está relacionada con el ciclo de vida de las estrellas: formación, evolución y muerte. Para rayos cósmicos con energías menores a 10 GeV esa estrella es nuestro propio Sol, con límites de energía de 10^6 - 10^{10} eV, donde las fulguraciones solares liberan protones en el medio interplanetario. [48].

Al día de hoy, es aceptado que la mayor parte de la radiación cósmica en el rango de los GeV hasta energías de 10^{17} - 10^{18} eV, es de origen galáctico [19], y en la galaxia las principales fuentes son las supernovas. Cuando una estrella lo suficientemente masiva muere para dar paso a una supernova, esparce los restos de sus capas exteriores en el medio, en forma de una remanente de supernova, donde los núcleos atómicos del medio interestelar son acelera-dos gracias a los campos magnéticos del frente de onda en la remanente de supernova, para después ser regresados al medio interestelar con una mayor energía [42]. Otros candidatos a fuentes de rayos cósmicos de alta energía en nuestra galaxia son los magnetares, estallidos de rayos gamma, y el centro galáctico. Recientemente, el observatorio LHAASO (*Large High Altitude Air Shower Observatory*) descubrió un PeVatrón, un acelerador de partículas cósmico que es capaz de dar energía a las partículas del orden de PeV en nuestra galaxia, en una

estructura astrofísica conocida como «súper burbuja», ubicada en una región de intensa formación estelar y que emite rayos γ de TeV's en la región de Cygnus X [49]. Anteriormente, el observatorio HAWC (*High-Altitude Water Cherenkov*) realizó estudios donde mostraron que esta fuente era un potencial Pevatrón [50]. A ultra altas energías, las estrellas de neutrones, núcleos de galaxias activas y galaxias con brotes estelares podrían acelerar rayos cósmicos.

2.4. Aceleración

Es importante distinguir entre la fuente que produce los núcleos atómicos y el mecanismo que los acelera; los rayos cósmicos pueden ser producidos por interacciones de partículas en el sitio de aceleración, como en supernovas o pulsares [42], y también pueden ganar velocidad en potenciales gravitatorios o electromagnéticos del medio en que se propagan, como en las interacciones en las nubes magnetizadas de plasma con ondas de choque, donde las partículas cargadas pueden ganar energía [42]. En esta sección se presentarán dos mecanismos de aceleración que producen una ley de potencias en el espectro de energía de los rayos cósmicos.

2.4.1. Mecanismo de Fermi de segundo orden

Propuesto por Enrico Fermi en 1949 [51], este mecanismo es capaz de acelerar partículas por medio de colisiones con nubes magnéticas en el medio interestelar. Fermi demostró que la ganancia de energía mediante la repetición de este proceso lleva a una ley de potencias en la energía. Consideramos que una partícula cargada con energía E incide frontalmente a una velocidad $\vec{u}$ y es dispersada por una nube de gas que se mueve a velocidad constante $\vec{v}$ (Figura 2.5).

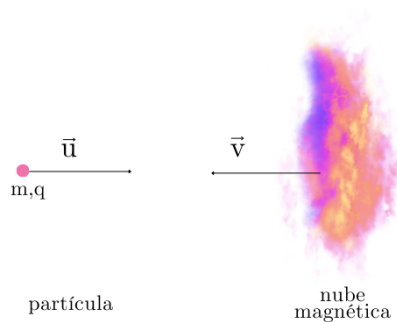


Figura 2.5: Esquema que ilustra el choque frontal de una partícula de masa m y carga q con una nube magnética en el medio interestelar.

La masa de la nube magnética es mucho mayor a la masa de la partícula, por lo que su velocidad V no se ve alterada después de la colisión. En el marco de referencia de la nube en movimiento, la energía de la partícula está dada por:

$$E' = \gamma_V (E + Vp), \quad (2.5)$$

donde $\gamma_V = (\sqrt{1 - (V/c)^2})^{-1/2}$ es el factor de Lorentz y p el momento de la partícula en el marco de laboratorio. El valor del momento en el nuevo marco de referencia estará dado por:

$$p' = \gamma_V \left(p + \frac{VE}{c^2} \right). \quad (2.6)$$

La energía de la partícula después de la colisión se conserva $E'_i = E'_f = E'$ y su momento solamente cambia de dirección, de la forma $p'_i = -p'_f = p'$. Así, regresando al marco de referencia inicial:

$$E_f = \gamma_V (E'_f - Vp'_f) \quad (2.7)$$

$$E_f = \gamma_V (E' + Vp'). \quad (2.8)$$

Sustituyendo 2.5 y 2.6 en la ecuación anterior, se encuentra que la energía final será:

$$E_f = \gamma_V \left[\gamma_V (E + Vp) + V \gamma_V \left(\frac{VE}{c^2} + p \right) \right] \quad (2.9)$$

$$E_f = \gamma_V^2 E \left[1 + \frac{2Vu}{c^2} + \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right]. \quad (2.10)$$

Ahora, la velocidad de la nube magnética es mucho menor a la velocidad de la luz c , por lo que $v/c \ll 1$ y podemos expandir en v/c , de forma que:

$$\gamma_V^2 = \frac{1}{1 - (V/c)^2} \approx 1 + (V/c)^2. \quad (2.11)$$

La energía final de la partícula después de la colisión será:

$$E_f = \left[1 + \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right] \left[E + \frac{2EVu}{c^2} + 2 \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right], \quad (2.12)$$

$$E_f = E + \frac{2EVu}{c^2} + 2E \left(\frac{V}{c} \right)^2. \quad (2.13)$$

De aquí, se obtiene una ganancia de energía:

$$\Delta E_1 = E_f - E_i = \frac{2EVu}{c^2} + 2E \left(\frac{v}{c} \right)^2. \quad (2.14)$$

Para el caso en que la partícula sigue a la nube ($v \rightarrow -v$), se obtiene siguiendo el mismo procedimiento una pérdida de energía dada por:

$$\Delta E_2 = -\frac{2EVu}{c^2} + 2E\left(\frac{V}{c}\right)^2. \quad (2.15)$$

En promedio, la energía ganada es:

$$\overline{\Delta E} = \Delta E_1 + \Delta E_2 = 4E\left(\frac{v}{c}\right)^2, \quad (2.16)$$

$$\frac{\overline{\Delta E}}{E} = 4\left(\frac{v}{c}\right)^2. \quad (2.17)$$

Como la energía ganada a través de este mecanismo tiene una dependencia cuadrática en la velocidad de la nube, se le llama de segundo orden.

Existen algunas desventajas con este modelo [52]: ya que la distancia entre colisiones es del orden de 0.1 pc, lo que lleva a una baja probabilidad de colisión y los rayos cósmicos perderán cierta energía ganada en la interacción mientras viajan por el medio interestelar. Por ello, el mecanismo de segundo orden de Fermi requiere mucho tiempo para alcanzar las más altas energías. Además, la velocidad de la nube es mucho menor c , por lo que la ganancia de energía en las partículas sería muy lenta. Por último, no genera el decaimiento observado en el flujo a pesar de producir una ley de potencias.

2.4.2. Mecanismo de Fermi de primer orden

También conocido como aceleración por choque difusivo (*diffusive shock acceleration*), este mecanismo puede tener lugar en el frente de las ondas de choque en los remanentes de supernovas, núcleos galácticos activos y vientos estelares [53]. La idea de este mecanismo de aceleración comenzó en la década de los 70s con varios artículos científicos al respecto, tales como los de A. R. Bell [54], W. I. Axford [55] y R. D. Blandford [56]. Esta teoría conlleva una aceleración de primer orden en la velocidad y produce un espectro tipo ley de potencias con un índice espectral de $\gamma \approx 2$.

Las partículas son confinadas por el plasma alrededor del frente de choque, lo cual resulta en una aceleración debida a las partículas cruzando la onda varias veces e incrementando su energía. Consideramos una partícula incidente al frente de choque en el remanente de una supernova (Figura 2.6). Sean E y u la energía y velocidad inicial de la partícula, V_1 la velocidad de la onda de choque y V_2 la velocidad del material detrás del frente. Consideramos la partícula relativista y $u \gg V_1 > V_2$.

La partícula experimenta una colisión frontal con el material detrás de la onda de choque. Utilizando el resultado anterior para un choque frontal (Ecuación 2.13) y usando el hecho de que $u \gg V_1$ y $u/c \approx 1$, se tiene que la energía final de la partícula es:

$$E_f = E + 2E \left(\frac{V_2}{c} \right). \quad (2.18)$$

Y la ganancia de energía:

$$\Delta E = 2E \left(\frac{V_2}{c} \right) \quad (2.19)$$

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \left(\frac{V_2}{c} \right), \quad (2.20)$$

que es de primer orden en V_2 .

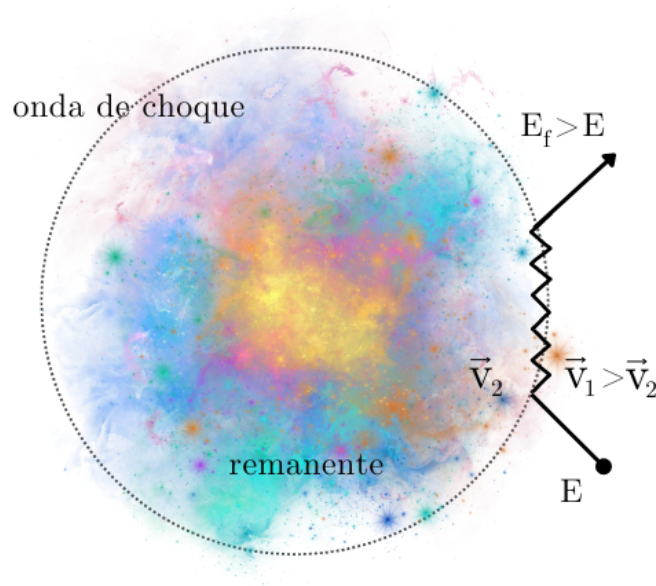


Figura 2.6: Diagrama que ilustra el principio básico de aceleración de primer orden de Fermi. En este caso, una partícula cargada de bajas energías del medio interestelar sufre reflexión múltiple producida por la interacción del material magnetizado a ambos lados del frente de la onda de choque.

La partícula es dispersada en esta región sin pérdidas de energía, después puede volver a cruzar el frente de onda, donde ganará energía de nuevo. Para un ciclo completo, la ganancia de energía está dado por:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim 4 \frac{V_2}{c}. \quad (2.21)$$

Un cálculo donde se considera un promedio sobre los ángulos de incidencia de ambas de la onda de choque da como resultado [52]:

$$\frac{\overline{\Delta E}}{E} = \frac{4}{3} \frac{V_2}{c}. \quad (2.22)$$

Consideramos ahora una partícula con energía inicial E_0 . Después de n ciclos, esta partícula tendrá una energía dada por:

$$E_n = (1 + \epsilon)^n E_0, \quad (2.23)$$

donde $\epsilon \sim 4/3(V_2/c)$ (Ecuación 2.22). Para obtener el número n de ciclos realizados por la partícula para alcanzar cierta energía E , se toma el logaritmo de ambos lados de la ecuación anterior y resolvemos para n :

$$\ln(E_n) = \ln[(1 + \epsilon)^n \cdot E_0] \quad (2.24)$$

$$\rightarrow n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \epsilon)}. \quad (2.25)$$

Sea P la probabilidad de que una partícula permanezca dentro de la región de aceleración después de una colisión. Después de n colisiones, habrá $N = N_0 P^n$ partículas. Tomando n de la Ecuación 2.25, se obtiene:

$$N = N_0 P^{\frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1+\epsilon)}}, \quad (2.26)$$

$$\ln(N/N_0) = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \epsilon)} \cdot \ln P. \quad (2.27)$$

Definiendo la constante $\delta = \frac{\ln P}{\ln(1+\epsilon)}$, obtenemos un espectro dado por:

$$N = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^\delta. \quad (2.28)$$

La fracción de partículas que escapa con energía entre E y $E + dE$ es:

$$dN = \frac{\delta N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{(\delta-1)} dE, \quad (2.29)$$

$$\rightarrow \frac{dN}{dE} \propto \left(\frac{E}{E_0} \right)^{(\delta-1)}. \quad (2.30)$$

Para obtener un valor aproximado para δ , tomando $\ln(1 + \epsilon) \approx \epsilon = 4/3 \cdot V_2/c$, $P = 1 - V_1/c$, $\ln P \approx -V_1/c$ y $V_2 = 3/4 \cdot V_1$ [52] en los modelos de plasmas, se obtiene:

$$\delta = \frac{\ln P}{\ln(1 + \epsilon)} \quad (2.31)$$

$$\delta = \frac{-V_1/c}{V_1/c} \quad (2.32)$$

$$\delta = -1, \quad (2.33)$$

y finalmente se encuentra:

$$\frac{dN}{dE} \propto \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-2}. \quad (2.34)$$

El espectro de los rayos cósmicos observado posee un índice $\gamma = 2.7$. Se pueden considerar efectos en las distintas fuentes del frente de choque, donde el índice ≈ -2 podría desplazarse una pequeña fracción. Este mecanismo logra replicar un espectro tipo ley de potencias mediante objetos astrofísicos que generan ondas de choque, entre ellos se encuentran los remanentes de supernova, pulsares, viento estelar y núcleos galáctivos activos [52].

2.5. Detección

La investigación de los rayos cósmicos recae en la capacidad que se tiene para detectar las partículas que los conforman. En el capítulo anterior se introdujo una breve historia del descubrimiento de los rayos cósmicos, mencionando ya algunos equipos de medición como electroscopios y cámaras de niebla. Los métodos actuales de detección de partículas extra-terrestres se clasifican en dos grandes grupos: directos e indirectos. Los métodos directos son aquellos que observan la partícula primaria, estando constreñidos a un rango de energía menor a 1 PeV; mientras que los métodos indirectos captan los productos que originan los núcleos primarios al interaccionar con moléculas de aire, típicamente a energías mayores a 1 PeV. Aquí se incluyen las redes de superficies, que abordaremos con más detalle junto al proceso que genera estas cascadas atmosféricas en el capítulo siguiente. Esta sección incluye una breve descripción del funcionamiento físico de algunos tipos de detectores de partículas, así como ejemplos no exhaustivos de experimentos que los utilizan.

2.5.1. Cámara de niebla

La mención de este tipo de detector es importante dada su relevancia histórica al usarse ampliamente el siglo pasado, especialmente por ser un instrumento con que se descubrieron partículas nuevas. Fue inventada por el científico escocés Charles Wilson en 1900, la cámara de niebla consiste en un contenedor que es llenado con un vapor sobre saturado (Figura 2.8). Cuando algún tipo de partícula cargada logra pasar a través del vapor, esta dejará un rastro visible al ionizar el gas, el cual está formado por pequeñas gotas de agua [57]. Este instrumento fue ampliamente usado en la primera mitad del siglo XX (como se mencionó en la introducción histórica), sin embargo, su uso disminuyó gradualmente en la segunda mitad del siglo pasado a medida que se desarrollaron detectores más avanzados.

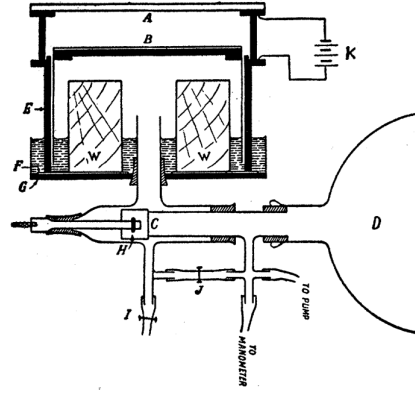


Figura 2.7: Diagrama original de la cámara de niebla inventada por C. Wilson [57].

2.5.2. Cámaras de ionización

Son detectores diseñados para medir la ionización producida cuando una partícula incidente atraviesa un gas. Este tipo de aparato fue usado por A. Compton en sus expediciones para estudiar la dependencia de la ionización atmosférica con la latitud geomagnética [58]. Un detector básico de este tipo consiste en una cámara metálica lleno de un gas fácilmente ionizable, con un electrodo en su interior, creando así un campo eléctrico debido a una diferencia de potencial [59]. La (Figura 2.8) muestra el ánodo (centro) generando un campo eléctrico $\vec{E}$ en dirección al cátodo (cilindro). Cuando la partícula cargada colisiona con el gas interior, transfiere una energía suficiente a los electrones que pueden desprenderse de la molécula, creando iones positivos y electrones libres, mismos que estarán sujetos al campo eléctrico del aparato, provocando que los electrones experimenten una fuerza hacia el electrodo, mientras la carga positiva se acelera en dirección a la superficie metálica.

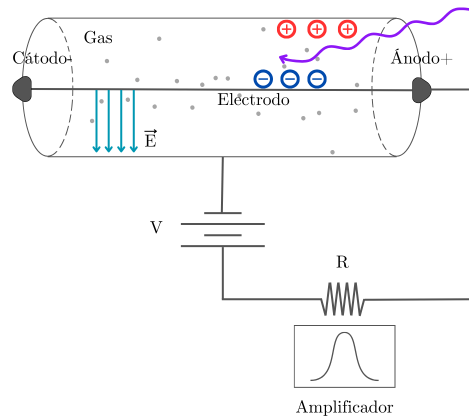


Figura 2.8: Diagrama del funcionamiento de una cámara de ionización. Una partícula cargada (línea morada) incide ionizando las moléculas del medio, creando una corriente que puede ser medida [60].

Después de un cierto tiempo, todos estos electrones libres que se crearon, se acumularán a

lo largo del electrodo metálico y viajarán a través del circuito, llevando básicamente a una caída de potencial, la cual será detectada mediante un pulso y será la prueba de la incidencia de una partícula externa. Los electrones completan el circuito, combinándose con los iones positivos y regresando la configuración a su estado inicial. El tamaño del pulso detectado es proporcional a la energía de la radiación incidente, ya que si esta es grande, habrá una mayor ionización en el gas, creando más electrones libres y una mayor corriente.

2.5.3. Detectores de centelleo

Este tipo de detector se empezó a utilizar después de la década de 1940, remplazando otros detectores antes usados [19]. La ionización producida por partículas cargadas excita átomos y moléculas de un medio líquido o sólido, y cuando estas moléculas regresan a su estado original, emiten fotones que pueden ser detectados [59].

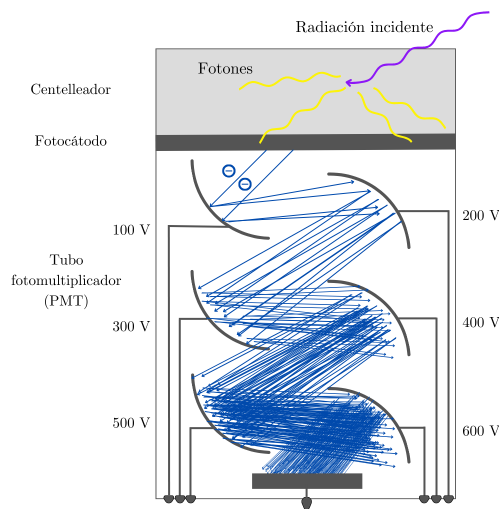


Figura 2.9: Funcionamiento básico de un detector de centelleo, la radiación incidente entra por el lado superior derecho (línea morada), produciendo fotones que chocan con el fotocátodo, expidiendo fotoelectrones que son multiplicados en los dínodos (amplificadores de la señal) y pueden ser leídos.

Estos constan de dos partes principales (Figura 2.9) el material centelleador que emite fotones proporcionales a la energía incidente y el tubo fotomultiplicador, el cual convierte los fotones en una señal eléctrica.

2.5.4. Detector Cherenkov

Este tipo de detectores son ampliamente usados en la investigación de rayos cósmicos. Se basa en el efecto Cherenkov. Si la velocidad de una partícula cargada que atraviesa un medio transparente es mayor que la velocidad de la luz en ese medio, la partícula perturba el medio electromagnético y crea un cono de luz, cuya apertura angular depende directamente de la velocidad de la partícula y el índice de refracción del medio, de la forma [59]: $\cos \theta = 1/\beta n$, donde θ es el ángulo del cono Cherenkov, n el índice de refracción del medio y β la velocidad de la partícula dividida por la velocidad de la luz en el vacío. De esta forma, es necesario que $\beta n > 1$ para que la luz sea emitida. Después, tubos fotomultiplicadores capturan esta

radiación y la convierten en una señal eléctrica [61].

2.5.5. Espectrómetros magnéticos

Un espectrómetro magnético es un instrumento usado para separar y analizar iones en función de su relación masa-carga, permitiendo analizar la composición y energía de los rayos cósmicos. Midiendo la trayectoria de la partícula incidente al atravesar un campo magnético, se puede determinar el momento de un núcleo con carga Z a través de la relación $r_L = pc/ZeB$, donde B es el campo magnético que genera el imán en el detector y r_L el radio de curvatura de la partícula [37], además, la medición de la carga también aporta la composición química. Este tipo de detectores ha sido utilizado en mediciones directas de rayos cósmicos, tal es el caso del detector instalado en la Estación Espacial Internacional (*ISS* por sus siglas en inglés) AMS-02 (*Alpha Magnetic Spectrometer*) [62]; entre sus objetivos se encuentran la búsqueda de materia y energía oscura, además del sondeo de rayos cósmicos primarios en un rango de energía entre 1 GeV a 2 TeV [63]. El experimento PAMELA [64] posee un espectrómetro magnético. Este detector abordo de un satélite se dedica al estudio de positrones y antiprotones en los rayos cósmicos [64]. Es importante mencionar los experimentos CREAM (*Cosmic-Ray Energetics And Mass*) [65] y NUCLEON [66] que también utilizan espectrómetros.

2.5.6. Calorímetros

Los calorímetros absorben la energía total de la partícula incidente y la convierten en una señal medible. Cuando un rayo cósmico incide en el calorímetro, este produce una cascada local de partículas, las cuales depositan su energía y elevan la temperatura. Entre los calorímetros, se encuentran de tipo electromagnético: diseñados especialmente para medir la energía de los electrones y fotones, estos utilizan materiales densos como el plomo; y calorímetros hadrónicos: optimizados para medir hadrones, los cuales usan materiales como el hierro o acero [61]. El detector chino DAMPE (*Dark Matter Particle Explorer*), utiliza un calorímetro electromagnético en su observación de rayos cósmicos primarios en el rango de energía de 5 GeV a 10 TeV [67].

En la actualidad, existen más tipos de detectores y cada experimento puede tener variaciones de una misma clase, además del uso simultáneo de estos, según sean sus necesidades. En el siguiente capítulo se discutirá un poco más sobre cómo se utilizan algunos de ellos específicamente para mediciones de las cascadas atmosféricas, además de una breve descripción de los detectores que empleo el arreglo KASCADE-Grande, experimento del que se extrajeron los datos a analizar en este trabajo.

Capítulo 3

Cascadas Atmosféricas de Partículas

«La imaginación de la naturaleza es mucho mayor que la del hombre, nunca nos dejará descansar»

Richard Feynman

EN el año de 1939, el físico francés Pierre Auger descubrió lo que hoy conocemos como «Extensive Air Showers» [36], en español se hace referencia a este fenómeno físico como «Cascadas», «Chubascos» extensos de partículas o «Cascadas atmosféricas», términos usados en este trabajo. Las cascadas atmosféricas se originan cuando un rayo cósmico alcanza la Tierra e incide con una molécula de su atmósfera (principalmente N_2 , O_2 , Ar [68]) a una altura típica de 15 a 35 km [1], esta interacción produce una miríada de partículas secundarias que se dispersan en la atmósfera terrestre formando un frente en forma de disco con una anchura de 1 – 3 m [42]. Algunas de estas partículas pueden sobrevivir hasta el nivel del mar donde pueden ser detectadas mediante redes de superficie (*array detectors*). Estas partículas secundarias se mueven a velocidades relativistas y pueden cubrir de decenas de m^2 hasta miles de km^2 . Es necesario llevar a cabo una reconstrucción del chubasco para poder inferir la energía y masa del rayo cósmico primario, lo cual se hace mediante comparaciones entre simulaciones Monte Carlo. En este capítulo se discutirán algunos modelos simples de una cascada de partículas, los componentes que la forman y las redes de superficie.

3.1. Componentes de una Cascada de Partículas

Un chubasco se compone de distintos tipos de partículas en diferentes proporciones [1]:

- ★ **Componente hadrónica** ($<1\%$) Compuesta por mesones (piones y kaones), neutrones y bariones (protones y neutrones). Resultado de numerosas colisiones hadrónicas de la partícula primaria con los núcleos atmosféricos y a su vez, la interacción de estos secundarios con otros más. Dominada por piones ($\pi^\pm$ y π^0) que después decaen para alimentar la componente electromagnética y muónica.

- ★ **Componente electromagnética.** (90 %) Compuesta por fotones, electrones y positrones es alimentada por el producto del decaimiento de varias partículas, principalmente por el pión neutro.
- ★ **Componente penetrante.** (10 %) Formada por neutrinos y muones producto del decaimiento de piones y kaones (en menor medida) cargados.

3.1.1. Componente Hadrónica

La componente hadrónica domina el transporte de energía dentro del chubasco de partículas. Es el resultado de colisiones hadrónicas sucesivas, principalmente protones, neutrones, piones y kaones. Las interacciones terminan hasta que la energía es menor al umbral de producción del pión [68], a altitudes de algunos kilómetros, los piones con energías $E_\pi < 100$ GeV decaen [38]. La componente hadrónica se distribuye ampliamente respecto al eje del chubasco [1]. Esta componente es responsable también de alimentar la componente electromagnética y la penetrante, gracias al decaimiento de los piones neutros.

Estas colisiones hadrónicas están descritas por el régimen no perturbativo de la Cromodinámica Cuántica (*QCD: Quantum Chromodynamics*). Para entender el mecanismo completo de las cascadas atmosféricas, es necesario comprender los procesos fundamentales que gobiernan las interacciones hadrónicas: nucleón-núcleo ($N-A$), núcleo-núcleo ($A-A$) y pión-núcleo ($\pi^\pm - A$) [68]. Actualmente, el estudio de los chubascos se realiza utilizando parámetros obtenidos por los aceleradores de partículas, sin embargo, esto presenta problemas a energías mayores a 10^8 GeV, ya que se realiza una extrapolación con los datos a menores energías, lo que conlleva una gran incertidumbre en los resultados [40].

3.1.2. Componente Electromagnética

El producto del decaimiento de piones y kaones neutros alimenta la componente electromagnética, dominada por fotones, electrones y positrones. Por ejemplo, el decaimiento del pión neutro da lugar a dos fotones de alta energía mediante la siguiente reacción [1]:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (3.1)$$

Los fotones producidos de esta forma generan electrones de altas energías mediante la creación de pares:

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (3.2)$$

mientras que los electrones producen rayos gamma por medio del *bremsstrahlung* (radiación de frenado) en el campo de los núcleos atmosféricos. Las pérdidas por ionización son despreciadas cuando se consideran fenómenos de altas energías. Esta componente es dominante en chubascos verticales.

3.1.3. Componente Penetrante

Formada por muones y neutrinos. Los decaimientos que producen este tipo de partículas son los siguientes [42]:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu \quad (3.3)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu^\pm \quad (3.4)$$

$$(3.5)$$

Los muones también pueden alimentar la componente electromagnética si decaen de la forma: $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$, $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. La mayoría de los muones se producen a una altitud de ≈ 15 km. Los muones con energías mayores a GeV viajan sin decaer hasta el nivel del suelo, donde pueden ser medidos. La pérdida de energía del muón es aproximadamente de 2 MeV g/cm² y pierden alrededor de 1.8 GeV al llegar al suelo [42].



Figura 3.1: Componentes de los chubascos de partículas. Un protón incide en la atmósfera como partícula primaria y produce subcascadas de distinta naturaleza [42].

3.2. Modelos de las Cascadas Atmosféricas

Un chubasco consiste en la superposición de tres diferentes tipos de cascadas: la hadrónica, electromagnética y penetrante. La primera es mayormente responsable del transporte de energía, esta es el resultado de numerosas colisiones hadrónicas del rayo cósmico primario. En cada una de estas colisiones, un nuevo número de partículas, dependiente de la energía,

es generada y el decaimiento de sus partículas alimenta las otras componentes de la cascada. Para comprender las propiedades básicas de las cascadas, en esta sección se discutirán modelos sencillos, uno puramente electromagnético (modelo de Heitler [69]) y uno análogo para la componente hadrónica (modelo de Heitler-Matthews [70]). Existen métodos más sofisticados para estudiar la evolución de las cascadas de forma analítica, estos han sido abordados por T. Gaisser [37] y B. Rossi [71], sin embargo estos últimos, incluyendo modelos híbridos que utilizan simulaciones de Monte Carlo o métodos numéricos [72], no serán abordados en esta tesis.

3.2.1. Modelo de Heitler para cascadas electromagnéticas

Un modelo simple propuesto por W. Heitler en su libro *Quantum Theory of Radiation* [69] ilustra algunas características generales de las cascadas de partículas puramente electromagnéticas. Se basa en un proceso tipo árbol (Figura 3.2). Cada segmento de línea simboliza ya sea una partícula o un paquete de energía. Los procesos dominantes en estas cascadas son: producción de pares de $e^\pm$ por los fotones y *bremsstrahlung* por los electrones y positrones $e^\pm$.

Se considera una energía E_0 de la partícula primaria y cada interacción produce dos nuevas partículas con energía $E/2$ cada una. Esta interacción ocurre cuando la partícula recorrió una profundidad λ (longitud media de interacción). Si se denota n al número de generaciones en la cascada, el número total de partículas en la iteración n será $N(n) = 2^n$, y la profundidad X estará dada por $X = n \cdot \lambda$, así:

$$N(X) = 2^{X/\lambda} \quad (3.6)$$

y la energía por partícula a una profundidad X será:

$$E(X) = E_0/N(X). \quad (3.7)$$

El número de partículas en el máximo (tamaño de la cascada X_{max}) basado en este modelo será:

$$N(X_{max}) = E_0/E_c, \quad (3.8)$$

donde E_c es la energía crítica, definida como la energía a la cual la pérdida debido a la ionización iguala aquella perdida debida al *bremsstrahlung*. En el aire $E_c = 86$ MeV [1]. Evaluando X_{max} en 3.6 e igualando con 3.8:

$$N(X_{max}) = 2^{X_{max}/\lambda}, \quad (3.9)$$

$$2^{X_{max}/\lambda} = E_0/E_c \quad (3.10)$$

lo que resulta en:

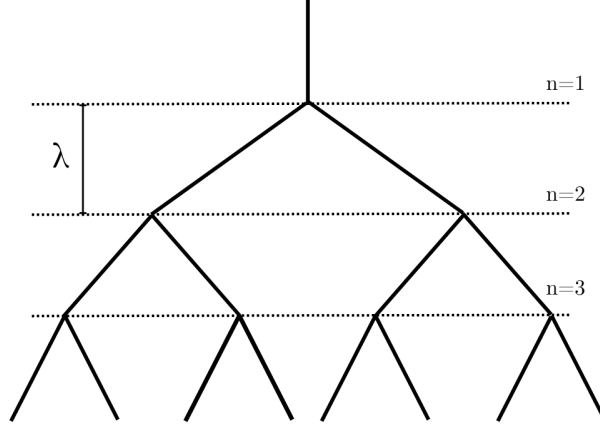


Figura 3.2: Modelo simple de árbol para una cascada electromagnética. Los vértices representan las interacciones con partículas de la atmósfera y λ la longitud que viaja en promedio una partícula electromagnética antes de interactuar [69].

$$X_{max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}. \quad (3.11)$$

La teoría de las cascadas y simulaciones numéricas detalladas confirma la predicción del Modelo de Heitler [1]. El número de partículas en el máximo es proporcional a la energía del primario E_0 y la profundidad depende de manera logarítmica de la energía.

3.2.2. Modelo Hadrónico de Heitler-Matthews

La complejidad de la producción multipartículas en las cascadas inducidas por hadrones no permite el encontrar soluciones analíticas para ellas, es usual calcularlas mediante simulaciones o métodos numéricos [1]. Sin embargo, existe un modelo simple y semi-empírico usado para comprender el desarrollo de la componente hadrónica del chubasco de forma análoga a como lo hace el modelo de Heitler, propuesto por J. Matthews [70].

Se asume que la interacción de un hadrón con energía E produce N_{tot} partículas con energía E/N_{tot} cada una, dos tercios de ellas son partículas cargadas n_{ch} , correspondiente a piones cargados $\pi^\pm$, y un tercio son partículas neutras π^0 (Figura 3.3). Los piones neutros decaen inmediatamente en fotones ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Los piones cargados, por otra parte, después de recorrer una distancia media λ producen más piones neutros y cargados hasta que se energía llega a un valor crítico de 20 GeV, donde es más probable que decaiga el pión a que interactúe. Una vez que la energía es menor a esta, se produce un muón $\mu^\pm$ por hadrón $\pi^\pm$ [1]. En cada interacción, un tercio de la energía se transfiere a la componente electromagnética. Después de n generaciones, las energías de las componentes están dadas por:

$$E_{had} = \left(\frac{2}{3}\right)^n E_0 \quad (3.12)$$

$$E_{em} = \left[1 - \left(\frac{2}{3}\right)^n\right] E_0 \quad (3.13)$$

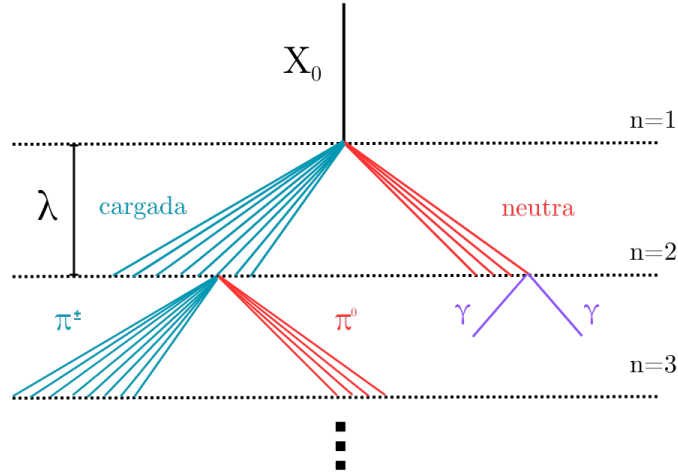


Figura 3.3: Componente hadrónica de una cascada inducida por un hadrón [70].

donde $E_0 = E/n_{tot}$. Cuando $n \approx 6$, aproximadamente el 90% de la energía inicial E_0 se la llevan las partículas electromagnéticas y es depositada como energía de ionización en la atmósfera [73]. La profundidad de máximo desarrollo de la cascadas es determinada por el número máximo de partículas electromagnéticas, ya que superan en número a las otras partículas. Si N_{tot} es el número total de partículas producidas en la primera interacción, y considerando que cada pión neutro produce dos subcascadas electromagnéticas, la energía para cada una de estas será:

$$E_{0\gamma} = \frac{1}{2} \frac{E_0}{N_{tot}} \quad (3.14)$$

entonces la profundidad máxima X_{max} está dada por [70]:

$$X_{max} = X_0 + \lambda \frac{\ln(E_0/2N_{tot}E_c)}{\ln 2} \quad (3.15)$$

donde $X_0 = 59 \text{ g/cm}^2$ es la profundidad media de interacción del hadrón primario, proceso que continuará hasta llegar a una energía crítica $E_c^\pi \approx 100 \text{ GeV}$ [38]. Después de n interacciones, el número de piones cargados N_π estará dado por:

$$N_\pi = \left(\frac{2}{3} N_{tot} \right)^n \quad (3.16)$$

y la energía de cada partícula será:

$$E = \frac{E_0}{(N_{tot})^n}. \quad (3.17)$$

Se tiene un número máximo de generaciones n_{max} , dependiente de E_{dec} :

$$E_c^\pi = \frac{E_0}{(N_{tot})^{n_{max}}}, \quad (3.18)$$

$$n_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c^\pi)}{\ln(N_{tot})}. \quad (3.19)$$

Debido a que $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$, el número total de muones N_μ en el modelo de Heitler-Matthews se puede calcular a través de:

$$N_\mu = N_\pi = \left(\frac{2}{3}N_{tot}\right)^{n_{max}}, \quad (3.20)$$

de esta manera:

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{E_c^\pi}\right)^\alpha \quad (3.21)$$

donde $\alpha = \ln(2/3 \cdot N_{tot}) / \ln N_{tot}$.

El número de muones producidos en un chubasco depende así de la energía primaria, la energía crítica E_c^π y el número de partículas total N_{tot} . Estos parámetros se pueden determinar de forma más detallada con simulaciones [74].

3.3. Características de una Cascada Atmosférica de Partículas

Estas características determinan los atributos peculiares del chubasco, de modo que puedan ser claramente distinguidos de otros eventos y ser usados para estudiar y analizar las características de la partícula primaria; así como para poner a prueba modelos de interacción hadrónica a muy altas energías. En esta sección se revisarán algunas de las características básicas de los chubascos, útiles para el estudio de la energía primaria y la composición de los rayos cósmicos.

3.3.1. Tamaño

El número total de partículas cargadas que produce un chubasco a una altitud determinada en la atmósfera es llamado el tamaño del chubasco (*Shower Size*), y usualmente se identifica con la letra N . Depende principalmente de la energía primaria del rayo cósmico (Figura 3.4), la altura en que interactuó la partícula primaria con la atmósfera y el ángulo de incidencia [68].

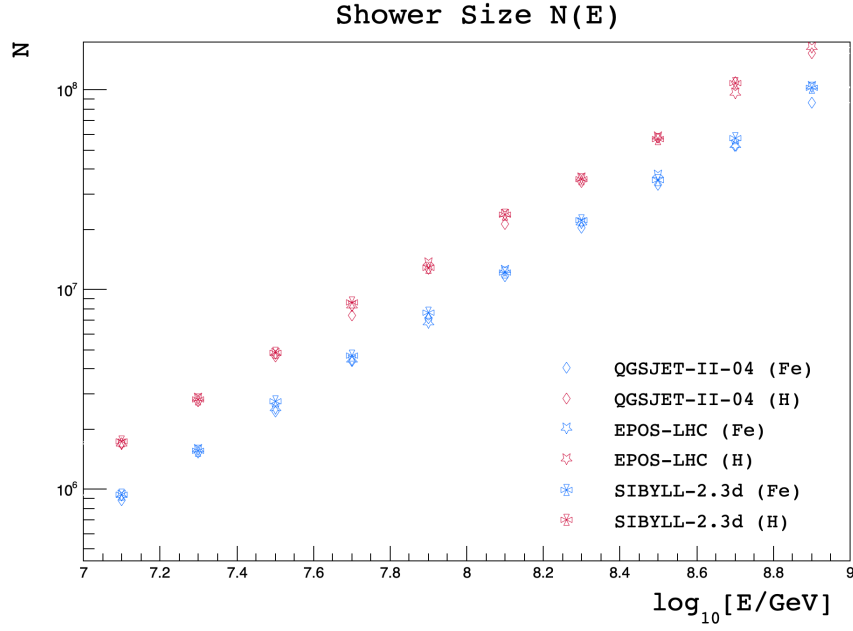


Figura 3.4: Tamaño N como función de la energía primaria E para los modelos de interacción hadrónica QGSJET-II-04 (diamantes), EPOS-LHC (estrellas) y SIBYLL 2.3d (cruces). El color azul representa primarios de hierro (Fe) y el rojo protones (H).

3.3.2. Profundidad y altura máxima de desarrollo

La profundidad se refiere al gramaje recorrido en la atmósfera desde el tope de esta, donde el valor de N alcanza su máximo valor. Esta cantidad usualmente se representa como X_{max} , es medido en unidades de $[g/cm^2]$. La profundidad de máximo desarrollo se incrementa con la energía del primario, como se puede ver en la Figura 3.6.

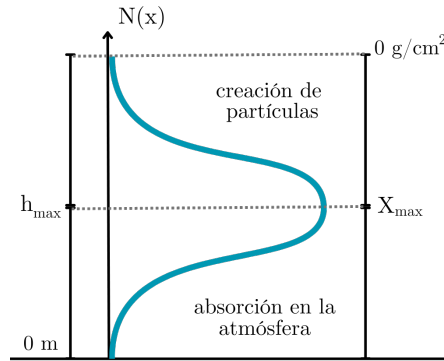


Figura 3.5: Diagrama que muestra la relación entre el tamaño N , la altura h_{max} y profundidad de máximo desarrollo X_{max} de un chubasco de partículas.

La altura, h_{max} , mide la posición de N máximo desde el nivel del mar en unidades de longitud (km o m). X_{max} y h_{max} están relacionadas mediante la fórmula barométrica [68]:

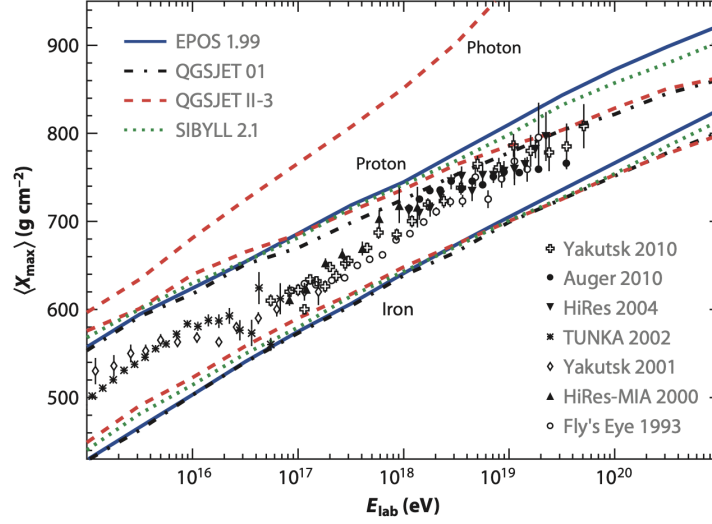


Figura 3.6: Profundidad media de máximo desarrollo $X_{\max}$ como función de la energía E . Se muestran predicciones para distintos modelos, así como datos de varios observatorios. Gráfico tomado de R. Engel et al [1].

$$X(h) = X(h=0)e^{-h/h_s} \quad (3.22)$$

donde $X(h=0)$ es la densidad de columna atmosférica al nivel del mar y h_s la escala de la atmósfera, una variable que depende de la altitud.

3.3.3. Eje, Frente y Núcleo de una Cascada de Partículas

Se define el eje del chubasco (*Shower Axis*) como la extensión del vector momento de la partícula primaria incidente (Figura 3.7). Esto se puede pensar como una línea imaginaria que traza la dirección original del rayo cósmico antes de interactuar con un núcleo atmosférico e iniciar la cascada. Todas las partículas secundarias se dispersan lejos de este al viajar por la atmósfera. El eje se mide mediante el ángulo azimutal ϕ y el cenital θ [68].

Se conoce como frente del chubasco (*Shower Front*) a la capa de partículas que forma la cascada (Figura 3.7). Esta es perpendicular al eje y presenta una curvatura en forma de disco. Las partículas que lo conforman llegan en tiempos cortos diferidos dependiendo de la distancia al eje, siendo del orden de nanosegundos (ns) cuando es muy cercano y llegando hasta microsegundos (μs) para distancias mayores [68]. La anchura del disco también incrementa al alejarse del eje debido a dos razones: mayores fluctuaciones en las trayectorias de las partículas, asociadas a mayor dispersión a bajas energías y a factores de Lorentz más bajos [68].

El núcleo o centro del chubasco (*Shower Core*) es la región a nivel del suelo donde se encuentra la mayor densidad de partículas en la cascada, densidad que se reduce al alejarse.

Es importante agregar que es posible tener múltiples núcleos en una sola cascada, debido a fluctuaciones, dispersión de nucleones que sobrevivieron a la colisión del rayo cósmico primario, partículas secundarias muy energéticas y eventos con alto momento transversal [68]. El análisis del núcleo se vuelve más difícil a medida que $r \rightarrow 0$, ya que está dominado por la región suave de la cromodinámica cuántica y los modelos de interacciones hadrónicas aún no son muy precisos.

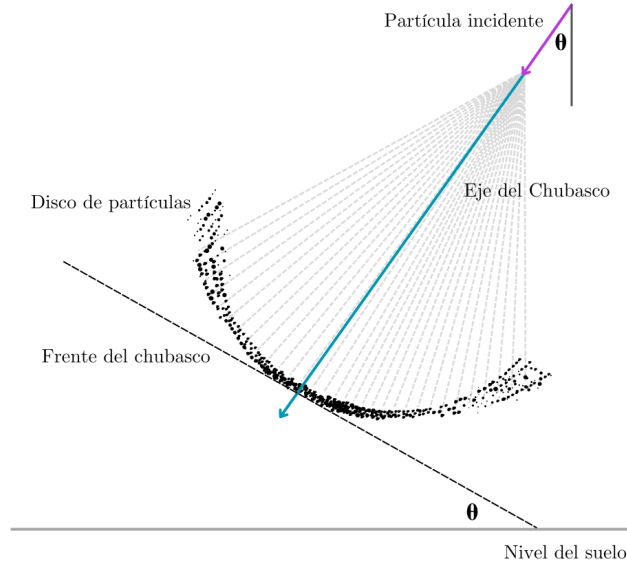


Figura 3.7: Diagrama del frente de un chubasco atmosférico de partículas. El vector momento de la partícula primaria se muestra en morado y el eje del chubasco en azul. También se señala el frente de la cascada, perpendicular al eje y el disco que forman las partículas secundarias.

3.3.4. Edad (s)

El parámetro de edad s (*Shower Age*) brinda una descripción del estado de desarrollo de un chubasco mientras atraviesa la atmósfera terrestre, esto es, da información de que tanto el chubasco ha evolucionado en su camino hasta el suelo. Está definido entre $s = [0, 2]$, donde $s < 1$ se asocia con chubascos que aún no alcanzan su máximo desarrollo, esto sugiere que la cascada comenzó en un punto no tan alto de la atmósfera; $s = 1$ para el punto de máximo desarrollo; $s > 1$ para cascadas que ya tuvieron su máximo desarrollo, asociado con una interacción más alta en la atmósfera y una dispersión mas grande de las partículas secundarias; y finalmente $s = 2$ para cascadas que ya no presentan ninguna partícula [68].

3.4. Reconstrucción de una Cascada de Partículas

Ya que las observables se limitan a un área y tiempo pequeño de exposición de un detector, es prácticamente imposible realizar el seguimiento completo de un chubasco atmosférico. Por esta razón es necesario reconstruir las características mencionadas mediante las mediciones realizadas al nivel del suelo. El procedimiento para la reconstrucción de las propiedades de un chubasco dependen fuertemente del diseño y la configuración física del experimento considerado, aquí solamente se presentarán principio básicos en la reconstrucción de un evento para las redes de superficie (*Detector Arrays*).

3.4.1. Redes de Superficie

El método más utilizado para la medición de las cascadas de partículas se basa en colocar una red de detectores al nivel del suelo (*Detector Arrays*) cubriendo grandes áreas, abarcando desde unos cuantos metros hasta kilómetros cuadrados. Algunos de los observatorios actuales que utilizan este método son: *The Pierre Auger Observatory*, cubriendo 3000 km² en Argentina [75], *The IceCube Neutrino Observatory*, cuyo arreglo se encuentra bajo el hielo del Polo Sur [76], *The High Altitude Air Shower Observatory (HAWC)*, México [77] y *The Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO)*, China [78]. Este tipo de arreglos son independientes del clima, pueden operar las 24 horas del día, es una técnica no muy costosa y estable, cuya operación puede durar años. Sin embargo, la estimación de la energía no es precisa, la composición del rayo cósmico primario presenta grandes incertidumbres y las técnicas de calibración de energía y composición es dependiente de los modelos considerados.



Figura 3.8: Red de superficie del experimento KASCADE, actualmente desmantelado [79].

Los tipos de detectores usados en estos arreglos incluyen: de centelleo, calorímetros, Cherenkov, *muon tracking detectors*, *streamer tubes*, antenas de radio y microondas, telescopios Cherenkov o de fluorescencia, etc.

Dirección de llegada

Esta se estima midiendo la diferencia en la llegada de las partículas a los detectores, principalmente por métodos geométricos considerando una velocidad constante igual a la de la luz [68], es expresada en términos de los ángulos cenital θ y azimutal ϕ .

Ubicación del núcleo

El primer acercamiento a la ubicación del núcleo o centro del chubasco es considerar la posición de mayor densidad de partículas medida en el arreglo a nivel del suelo, para después aplicar un procedimiento de ajuste con una función Nishimura-Kamata-Greisen (NKG)[68, 80], tal como:

$$\rho(r) = \left(\frac{A}{r}\right) e^{-r/B} \quad (3.23)$$

donde los parámetros A y B se obtienen por un método de mínimos cuadrados y r es la distancia al eje de la cascada.

Tamaño, energía y edad

Una vez obtenida la posición del núcleo mediante el ajuste de mínimos cuadrados, se prueban distintos valores para s en el rango posible $s = [0, 2]$ y se selecciona el mejor ajuste. La energía primaria se puede estimar a partir del tamaño N , ya que N es casi proporcional a la energía del rayo cósmico primaria. También es posible sumar la energía depositada en la red de detectores, pero esto sólo es posible cuando la cascada es de gran tamaño [68]. Otros métodos en la estimación de la energía primaria incluyen comparaciones respecto a simulaciones.

3.5. Simulaciones y Modelos de Interacciones Hadrónicas

La producción de partículas secundarias en una cascada de partículas es dominada por la región no perturbativa de la QCD (*Quantum Chromodynamics*) y necesita ser tratada de manera fenomenológica. Se han desarrollado paquetes sofisticados de simulaciones, tales como CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KASCADE) [81], un programa Monte Carlo que fue desarrollado para realizar las simulaciones del experimento KASCADE. Este permite simular las interacciones y decaimientos de núcleos, hadrones, muones, electrones y fotones en la atmósfera hasta energías de 10^{20} eV. Es posible conocer el tipo de energía, lugar, dirección y tiempo de llegada de todas las partículas secundarias que se crean en la cascada y pasan un nivel de observación seleccionado. Otro programa utilizado es AIRES [82] (AIR-shower Extended Simulations), el cual simula cascadas en un rango de energía primaria desde 500 MeV a 3×10^{21} eV.

Estos programas adoptan modelos distintos para el intervalo de energía requerido. Para interacciones hadrónicas de baja energía, CORSIKA puede simular con FLUKA y GHEISHA [81]; el programa AIRES utiliza EHSA [82]. Mientras que para procesos de alta energía, ambos utilizan modelos de interacción hadrónica como SIBYLL [83], QGSJET [84] y EPOS [85], con datos actualizados del LHC. Todos estos están basados en la teoría Gribov-Regge, la cual puede ser vista como un intercambio de «escaleras de partones»¹ entre el proyectil y el blanco. A continuación, se enlistan y describen brevemente los modelos actuales [86].

¹Partón: En el modelo de partones, un hadrón está compuesto por constituyentes puntuales llamados partones.

- ★ **DPMJET**. Es un modelo Monte Carlo usado para iones pesados y rayos cósmicos. Es una extensión completa del modelo de partones para interacciones nucleares, pero no incluye su estado final debido a la alta densidad. Como consecuencia, es más conveniente para estudiar la producción de jets en lugar de producción suave de partículas.
- ★ **EPOS**. Es un generador de hadrones usado para interacciones de iones pesados y producción de chubascos atmosféricos. Su objetivo es describir la producción suave de partículas para cualquier sistema y energía a detalle (partículas extrañas, todos los datos posibles).
- ★ **QGSJETII**. Está optimizado para simulaciones de cascadas. Tiene un número mínimo de parámetros para reducir la incertidumbre debida a la extrapolación a altas energías; como consecuencia tiene una descripción menos detallada de la etapa final de la interacción (no hay producción de partículas extrañas) lo que limita los datos a conjuntos que puedan ser comparables.
- ★ **SIBYLL**. Optimizado para cascadas, es una extensión mínima del modelo de partones con núcleos ligeros usando un modelo de superposición. Produce más tipos de partículas comparado con QGSJETII.

Usar un diferente modelo de interacción hadrónica para simular cascadas atmosféricas de partículas resulta en diferentes valores para algunas observables, como la sección eficaz inelástica, la multiplicidad, difracción, elasticidad y la producción de bariones. Estas se reflejan en una dependencia en la profundidad de máximo desarrollo y la cantidad de muones respecto al modelo utilizado [86]. La Figura 3.9 muestra una comparación de estas dos cantidades entre los diferentes modelos de interacción hadrónica.

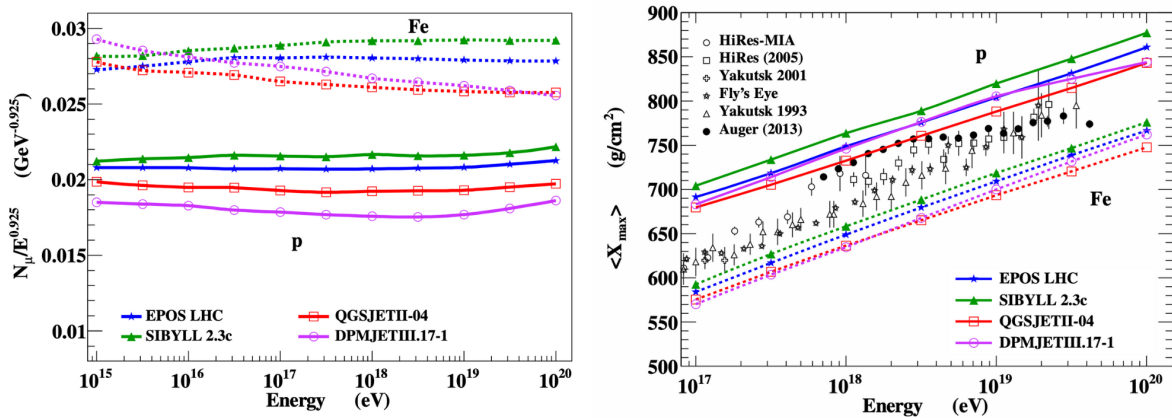


Figura 3.9: Izquierda: Número promedio de muones producido al nivel del suelo. Derecha: $\langle X_{max} \rangle$ para chubascos iniciados por protón y hierro como función de la energía primaria. Las líneas muestran predicciones de diferentes modelos de interacción hadrónica [86].

Capítulo 4

El Experimento KASCADE-Grande

«La naturaleza es un libro abierto para quien sepa leerla»
Aristóteles

AL suroeste de Alemania, a 15 km de la frontera con Francia, se encuentra la ciudad de Karlsruhe. Su nombre podría traducirse al español com «el descanso de Carlos» ya que fue fundada en 1715 por el *Markgraf* Karl III Wilhelm [87]. En ella, se encuentra el Instituto Tecnológico de Karlsruhe (KIT por sus siglas en alemán: *Karlsruher Institut für Technologie*) dependencia que llevó a cabo el proyecto KASCADE-Grande. Su objetivo fue estudiar la composición primaria de los rayos cósmicos mediante las cascadas atmosféricas de partículas para un rango de energía de 10^{14} y 10^{18} eV. El arreglo se encontraba a 110 m por encima del nivel del mar, correspondiente a una profundidad atmosférica de 1022 g/cm^2 [88]. Este conjunto de experimentos encontró una estructura en el espectro de energía cerca de los 80 PeV al estudiar la componente pesada de los rayos cósmicos [89], extendió las mediciones en el espectro hasta los 200 PeV [90] y pudo estudiar anisotropías a grandes escalas en el flujo de los rayos cósmicos de altas energías [91], por mencionar algunos resultados importantes. Las observaciones duraron 13 años y el 30 de marzo de 2009 el detector fue apagado y se encuentra completamente desmantelado al día de hoy [79]. Este capítulo presenta una breve descripción de KASCADE-Grande, así como el procedimiento de reconstrucción para la posición del núcleo, dirección de llegada, número de partículas cargadas N_{ch} y número de muones N_{μ} .

4.1. Objetivos Científicos

En el año de 1990 fueron establecidas las metas científicas que tendría el proyecto KASCADE en el anteriormente *Forschungszentrum Karlsruhe*, hoy *Karlsruher Institut für Technologie*, Alemania. Este proyecto pretendía obtener información mucho más detallada sobre las propiedades de las cascadas atmosféricas y contribuir al gran número de preguntas abiertas sobre el espectro de energía y la naturaleza de la radiación cósmica que llega a la Tierra.

El objetivo principal fue obtener información sobre la composición química de los rayos cósmicos primarios en el rango de energía que va desde los 10^{14} eV hasta 10^{18} eV. Capturar la partícula primaria en el espacio o en la alta atmósfera antes de que interactúe con un núcleo atmosférico es la forma más efectiva de identificar su naturaleza química. Este tipo de mediciones están limitadas a energías menores a 100 TeV ya que después de este límite, existe un rápido descenso en el flujo de partículas incidentes y por lo tanto, existe una restricción en el tamaño del detector que se puede colocar en órbita o vuelos en globos aerostáticos. La única manera factible de realizar estudios en este límite, es mediante detectores al nivel del suelo, que capturen las partículas producidas por la colisión inicial del rayo cósmico con la atmósfera. Objetivos del proyecto [92]:

- ★ **Estudio de la composición química de los rayos cósmicos en la región de la rodilla.** El espectro de rayos cósmicos sigue una ley de potencias con un quiebre suave donde ocurre un cambio en el índice espectral, lo que ocurre entre 1 PeV y 10 PeV. La causa de este cambio es desconocido, podría ser un indicador de la pérdida de eficiencia magnética de las fuentes que aceleran los rayos cósmicos, esto se reflejaría por un cambio en la composición. El ciclo de Peters [93] describe cómo la composición de los rayos cósmicos cambia con la energía. Establece que a energías más bajas, los rayos cósmicos están compuestos por protones y núcleos ligeros como el helio, debido a que estos núcleos son los más abundantes en el universo. A medida que aumenta la energía, se observa un cambio en la composición de los rayos cósmicos, en donde los núcleos más pesados son más prominentes.
- ★ **Espectro de energía en el intervalo de $10^{15} - 10^{17}$ eV.** Medir con precisión el espectro de energía de los rayos cósmicos para obtener nueva información sobre los mecanismos de aceleración en las fuentes astrofísicas; así como la obtención del espectro de energía individual para la componente ligera y pesada.

Estos objetivos fueron logrados durante los 13 años que el detector estuvo recabando información gracias al equipo de científicos dedicados a analizar estos datos. El día 30 de marzo de 2009, el arreglo de detectores KASCADE-Grande fue apagado y está actualmente desmantelado [79]. La gran cantidad de información recabada por KASCADE-Grande aún no está analizada por completo y está abierta al público en el sitio web KCDC [94]. En las siguientes secciones se describirán de forma breve los detectores KASCADE-Grande.

4.2. El detector KASCADE-Grande

4.2.1. KASCADE

El experimento KASCADE (*Karlsruhe Shower Core and Array Detector*) estuvo localizado en la ciudad de Karlsruhe, Alemania (8.4° E, 49.1° N, 110 m a.s.l). Este arreglo de detectores se muestra esquemáticamente en la Figura 4.1.

Este observatorio fue diseñado para muestrear rayos cósmicos en un rango de energía entre 10^{14} eV a 10^{16} eV, medir la componente electromagnética, muónica y electromagnética de

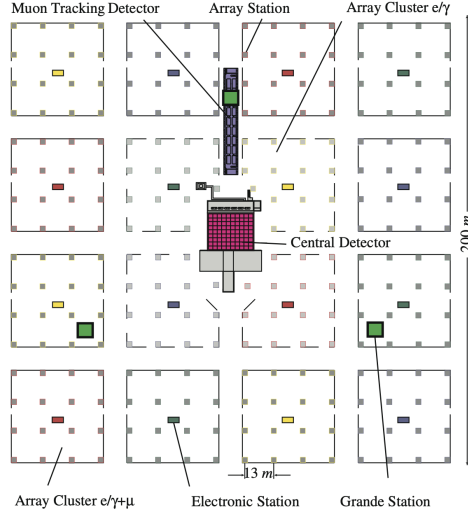


Figura 4.1: Configuración esquemática de KASCADE [88]. Al centro se encuentra el detector central, mientras que cada recuadro representa una estación del arreglo. En verde, estaciones de Grande, que fueron instaladas posteriormente.

los chubascos atmosféricos, obtener el número de electrones N_e y muones N_μ , así como la dirección de llegada y posición del núcleo de la cascada. El arreglo principal fue la red llamada KASCADE. Para construirla se colocaron 252 estaciones en un área de $200 \times 200 \text{ m}^2$, con un espacio de 13 m entre ellas. Cada una de estas estaciones contaba con detectores de centelleo para la medición de electrones, muones y fotones (Figura 4.2). La energía umbral de detección para la componente electromagnética era de 3 MeV, contando con 1264 detectores en el arreglo. Cada estación incluía con 4 detectores de centelleo, con un área total de 3.2 m^2 , una resolución de energía del 8% a 12 MeV. El detector central poseía un detector de muones que se encontraba debajo de un blindaje de plomo y hierro, con una energía umbral de 2 GeV. El arreglo sumaba un total de 316 detectores para los muones, con una energía umbral de 300 MeV [95].

La organización y la lectura electrónica de los detectores en las estaciones estuvo organizado dividiéndolos en 16 grupos de 16 estaciones para periféricas y 15 para las estaciones interiores (Figura 4.1).

4.2.2. KASCADE-Grande

KASCADE-Grande fue la ampliación realizada al del detector KASCADE (discutido en la sección anterior). Su objetivo era expandir el rango de exploración de los rayos cósmicos $10^{14} - 10^{17} \text{ eV}$ al rango de 10^{18} eV [88]. Esto se hizo aumentando el área de detección de KASCADE de $200 \times 200 \text{ m}^2$ a $700 \times 700 \text{ m}^2$ empleando una red compuesta por 37 detectores de plástico centelleador, con un área de 10 m^2 cada uno. A esta red de mayor tamaño se le llamó *Grande*, y proporcionó mediciones de la componente cargada ($e^\pm$ y muones) de las chubascos atmosféricos de partículas (denotada por N_{ch}) con una energía umbral de 3 MeV, mientras que KASCADE proporcionaba mediciones del contenido de electrones N_e y de muones N_μ . El arreglo Grande fue usado independientemente de KASCADE para determinar la

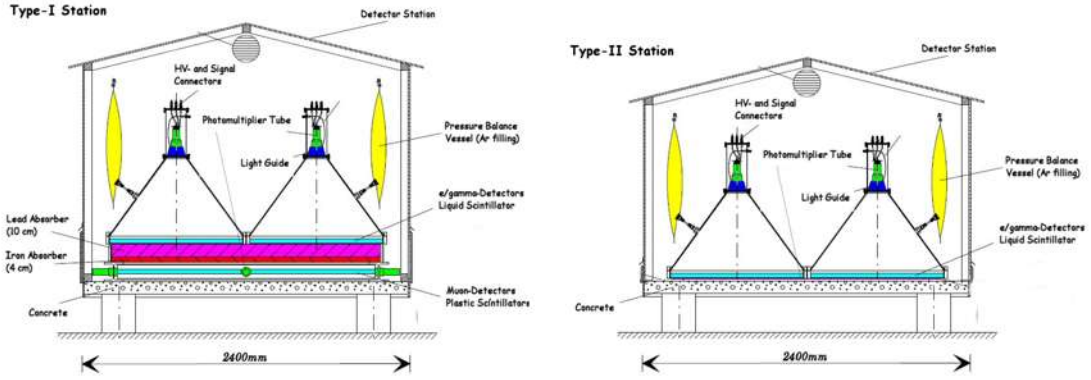


Figura 4.2: a) Diagrama de una estación de KASCADE equipada con los detectores para medir las componentes electromagnética y penetrante de las cascadas de partículas. b) El detector de centelleo líquido de KASCADE usado para medir la componente electromagnética de los chubascos de partículas [96].

posición del núcleo y la dirección de llegada del chubasco atmosférico.

Las estaciones de detección de Grande estaban ubicadas de forma hexagonal dentro del *Karlsruhe Institute for Technology*, campus norte, teniendo un espacio promedio de 137 m entre ellas y cubriendo un área total de aproximadamente $700 \times 700 \text{ m}^2$ [88].

Grande estuvo organizado en 18 grupos de *triggers*, cada uno incluía 7 estaciones de detección con seis de ellas ubicadas en forma hexagonal y una central (Figura 4.3). La adquisición de datos se activaba de dos maneras: con una coincidencia de 4/7 del grupo o por el *trigger* central de KASCADE. Cuando aparecía una coincidencia de 7/7, se transmitía al arreglo KASCADE para una lectura completa de todas las partes del detector [88].

4.3. Reconstrucción de observables en KASCADE-Grande

4.3.1. Dirección de arribo

Los tiempos de llegada de las partículas son medidos por las estaciones de Grande y la dirección se estima mediante una minimización χ^2 con respecto a los lapsos esperados que presenta la estructura del frente del chubasco, obtenidos mediante simulaciones de CORSIKA. Esta función de minimización está dada por [88]:

$$\chi_t^2 = \sum_i \frac{(t_{m,i} - t_0(r_a, \theta) - t_r(r_a, \theta) - t_{1,i}(r))^2}{\sigma_t(r)^2} \quad (4.1)$$

donde σ_t es la incertidumbre del tiempo de llegada medido, r_a y θ las coordenadas del eje del chubasco, $t_{m,i}$ el tiempo medido en cada estación i , $t_r(r_a, \theta)$ el tiempo de retraso con respecto al plano del chubasco, perpendicular al eje, que cruza el suelo a un tiempo t_0 y

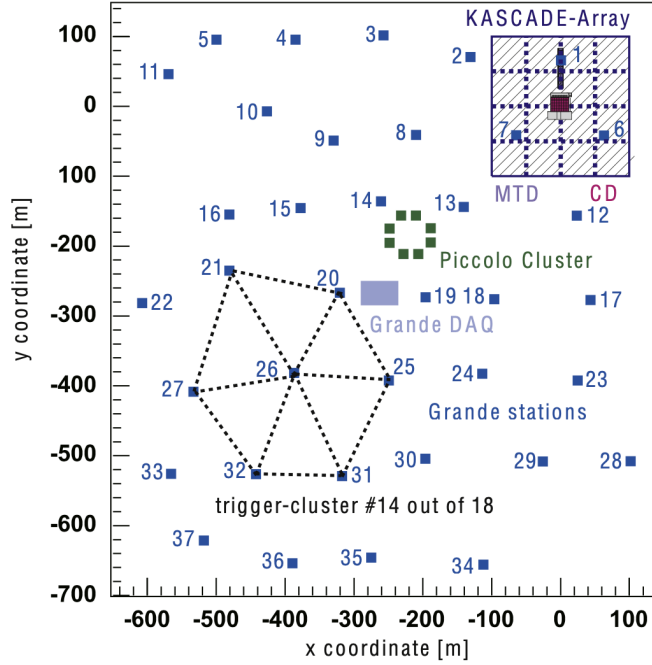


Figura 4.3: Configuración esquemática del experimento KASCADE-Grande. Las estaciones de Grande están señaladas con recuadros azules, el hexágono representa un cúmulo de detectores que actuaba como *trigger*, el sistema DAQ en el centro y la red Piccolo en verde. Se aprecia la posición del túnel de muones y del calorímetro del detector central en la esquina superior derecha. Los pequeños cuadros en KASCADE indican los grupos de estaciones internos y externos [88].

$t_{1,i}(r)$ el tiempo en que llegó la primer partícula en la estación i y r la distancia al núcleo del chubasco.

4.3.2. Número de partículas cargadas, posición del núcleo y edad

Estas tres observables son reconstruidas de manera simultánea mediante un procedimiento de máxima verosimilitud respecto a la siguiente función de distribución lateral de partículas cargadas [88]:

$$\rho_{ch}(r) = N_{ch} \cdot C(s) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{s-\alpha} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right)^{s-\beta}. \quad (4.2)$$

Donde $C(s)$ es un factor de normalización. Los parámetros α, β y r_0 se obtienen mediante simulaciones de CORSIKA, con valores: $\alpha = 1.6$, $\beta = 3.4$ y $r_0 = 30$ [88].

4.3.3. Número de muones

La reconstrucción de la distribución lateral de muones en KASCADE se lleva a cabo midiendo la energía depositada por las partículas del chubasco en los detectores blindados y convirtiendo, posteriormente, dicha energía a número de muones incidentes por medio de una función de conversión, obtenida por simulaciones Monte Carlo, dependiente de la distancia al núcleo del chubasco r dada por [88]:

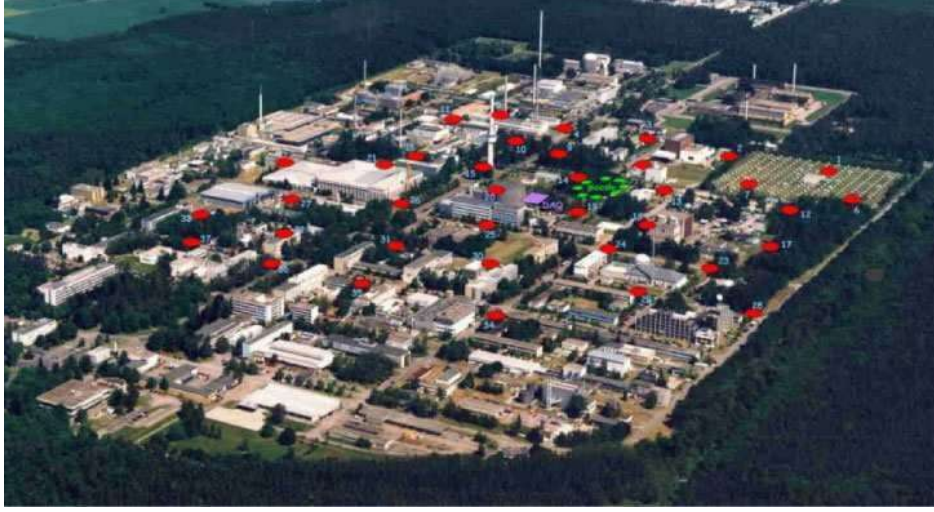


Figura 4.4: Fotografía del antes *Forschungszentrum Karlsruhe*, Alemania, lugar donde fue instalado el detector KASCADE-Grande. KASCADE estaba situado al noreste del centro (red rectangular muy cerca del extremos superior derecho de la foto), las estaciones de Grande están señaladas con puntos rojos y el arreglo Piccolo por círculos verdes [97].

$$\frac{E_{dep}}{\mu\text{on}}(r) = (7.461 + e^{(1.762-0.0166r)} + 0.0002886r) \text{ MeV} \quad (4.3)$$

Esta función se muestra en la Figura 4.5. Pequeñas desviaciones relacionadas al modelo de interacción hadrónica son despreciadas. Existe un aumento de energía depositada cerca del núcleo del chubasco ($r \lesssim 160 \text{ m}$) conocido como efecto *punch*, debido a la producción de electrones, positrones y fotones energéticos. Para distancias mayores, la energía depositada por muón alcanza $\approx 7.6 \text{ MeV}$ [88].

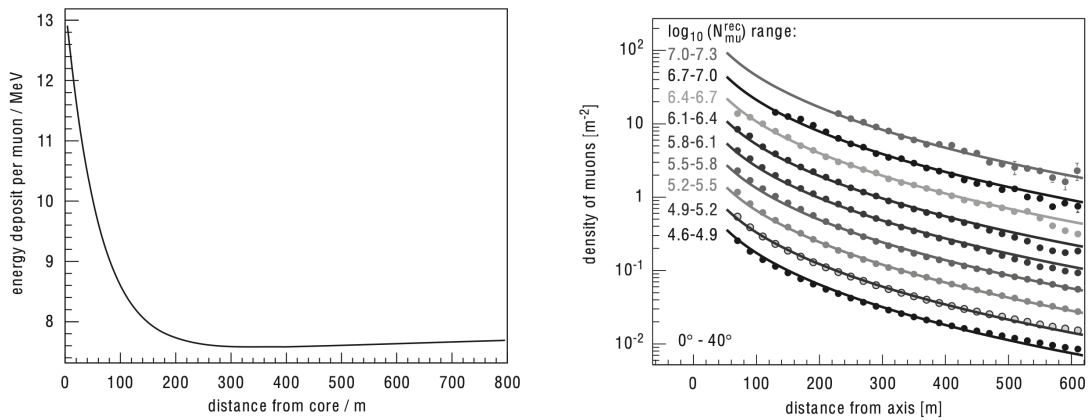


Figura 4.5: Izquierda: Energía promedio depositada por muón como función de la distancia al núcleo del chubasco en un detector de KASCADE. Derecha: Distribución de densidad de muones medida para ángulos cenitales de $\theta \leq 40^\circ$ a diferentes intervalos en N_μ (puntos) y la función de distribución lateral (Ecuación 4.5) promediada en cada intervalo (líneas) [88].

Para chubascos detectados por Grande, el número de muones N_μ se obtiene con una estimación de máxima verosimilitud que se obtiene a partir de los datos, asumiendo que el número de muones detectados por estación sigue una estadística tipo Poisson. El estimador toma la forma [88]:

$$N_\mu = \sum_{i=1}^k n_i / \sum_{i=1}^k (f(r_i) \cdot A_i \cdot \cos\theta) \quad (4.4)$$

donde n_i denota el número de partículas medidas a una distancia radial r_i y θ es el ángulo cenital del chubasco. La sumatoria en k representa los k detectores de muones, los cuáles tienen un área efectiva de A_i , respectivamente. La función $f(r)$ es la distribución radial de muones usada en KASCADE-Grande, la cual tiene la forma [88]:

$$\rho_\mu = N_\mu \cdot f_\mu(r) = N_\mu \cdot \frac{0.28}{r_0^2} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{p_1} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{p_2} \left(1 + \left(\frac{r}{10 \cdot r_0}\right)^2\right)^{p_3}. \quad (4.5)$$

Los valores de los parámetros, que se consideran independientes del modelo de interacción hadrónica utilizado, son: $p_1 = -0.60$, $p_2 = -2.39$, $p_3 = -1.0$ y $r_0 = 320$ m. Estos pueden obtenerse mediante simulaciones Monte Carlo empleando CORSIKA [88]. La densidad lateral media de muones medida con KASCADE-Grande para diferentes intervalos de N_μ se compara con la función de distribución lateral normalizada con el valor promedio de N_μ en el rango respectivo en la Figura 4.5.

Además del número total de muones por cascada, la densidad de muones a cierta distancia radial puede ser estimada. La densidad de muones es directamente medida por los detectores de KASCADE, los cuales estuvieron agrupados en anillos de 20 m de distancia desde el eje del chubasco.

Capítulo 5

Diferencias en el Contenido de Muones Respecto a los Modelos en Cascadas Atmosféricas

«La comunidad científica suele alardear de como los modelos físicos logran describir con precisión a la naturaleza, pero esto llega a caer en el aburrimiento y la repetición. Pienso, que se busca con ímpetu la siguiente discrepancia, el próximo fallo en la teoría, el siguiente reto a resolver, y así, aspirar a tener algún lugar en los libros de historia»

K. H.

DURANTE varios años de investigaciones en la componente muónica de los chubascos atmosféricos, se han reportado algunas desviaciones [5-12, 98] respecto a las predicciones para distintos modelos de interacciones hadrónicas. En una de estas anomalías, se ha observado un exceso en el contenido total de muones de chubascos originados por rayos cósmicos a energías primarias mayores a 10^{17} eV en comparación con las simulaciones para protones y núcleos de hierro. A esta discrepancia se le empezó a conocer como *muon puzzle*, término acuñado en el *International Symposium on Future Directions in UHECR Physics*, en febrero de 2012 [99]. El número total de muones es una observable de crucial importancia para inferir la composición del rayo cósmico primario [100]. Esta es interpretada mediante simulaciones de cascadas extensivas de partículas, las cuales utilizan distintos modelos de interacción hadrónica a altas energías. Estudiar la anomalía en el número de muones puede ayudar a discernir entre los distintos modelos de interacción hadrónica, así como restringir su rango de validez. También se pretende mejorar el paradigma de los chubascos atmosféricos para poder determinar de forma más precisa la composición del rayo cósmico primario.

El grupo de trabajo WHISP (*Working Group on Hadronic Interactions and Hadronic Physics*) ha compilado resultados de numerosos experimentos que miden el número total y la densidad de muones en cascadas de partículas inducidas por hadrones [3, 4] y ha comparado las mediciones con las predicciones a través de un parámetro común llamado z . Con esta

compilación, el grupo de WHISP ha llevado a cabo un análisis combinado de los resultados experimentales, corrigiendo por diferencias en las escalas de energía de los experimentos. Todo ello se ha realizado en un primer intento para estudiar la anomalía previamente dicha. En este capítulo se muestran los resultados de mediciones de algunos experimentos de rayos cósmicos sobre el contenido total de muones, la compilación hecha por WHISP y algunas conclusiones derivadas del meta-análisis realizado por este grupo de trabajo.

5.1. Mediciones de Distintos Observatorios

Uno de los primeros observatorios en reportar un exceso de muones en comparación con los modelos hadrónicos de alta energía, fue el Pierre Auger instalado en Argentina [98]. En el año de 2015, publicó sus mediciones sobre el contenido de muones en eventos inclinados con un ángulo cenital $\theta > 62^\circ$ y energías entre 4×10^{18} eV y 5×10^{19} eV, encontrando un exceso de muones en los datos (Figura 5.1, izquierda) respecto a las predicciones de los modelos de interacción hadrónica de altas energías, EPOS-LHC y QGSJET-II-04, cerca de los 10^{19} eV [5]. Cinco años después [6], un nuevo artículo de la colaboración Pierre Auger sobre mediciones directas en el contenido de muones, en los rangos de energía 2×10^{17} eV y 2×10^{18} , reportó una densidad de muones a distancias radiales de 450 m y ángulo cenital de 35° mucho mayor en los datos obtenidos por los detectores subterráneos (*Unerground muon detectors*, UMD) que las esperadas con los modelos QGSJET-II-04 y EPOS-LHC (ver Figura 5.1, derecha).

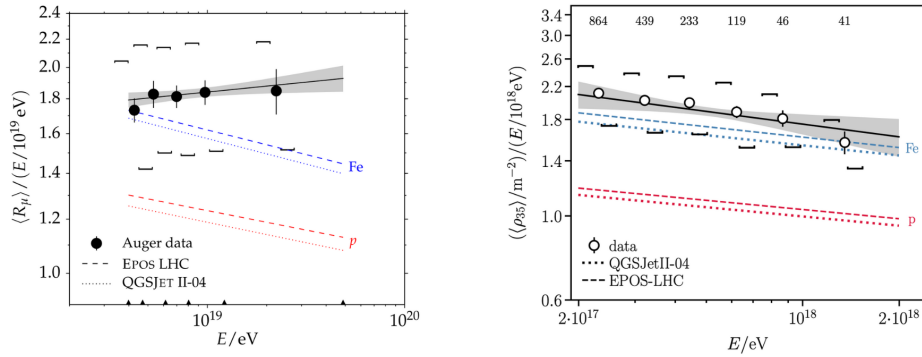


Figura 5.1: **Resultados del observatorio Pierre Auger.** Izquierda: Contenido promedio del número relativo de muones R_μ/E como función de la energía de la cascada de partículas. R_μ se define como el número total de muones dividido entre el esperado para chubascos con energías de 10^{19} eV (usando protones y el modelo QGSJET-II-03) [5]. Los datos tomados por el Pierre Auger se muestran en círculos con su respectivo error sistemático (paréntesis cuadrados) y estadísticos (barras de error). Se muestran también las predicciones para el protón y núcleos atómicos del hierro a $\theta = 67^\circ$ (líneas rojas y azules, respectivamente) [5]. Derecha: Densidades de muones a distancias radiales de 450 m del centro del chubasco y para ángulos cenitales de 35° normalizada con la energía primaria $\rho_{35}/(E/10^{18})$ eV como función de la energía E obtenida con el observatorio Pierre Auger y comparadas con las esperadas para simulaciones de Monte Carlo usando EPOS-LHC y QGSJETII-04 [6].

El detector SUGAR (*Sydney University Giant Air-shower Recorder*) también observó un exceso de muones en sus mediciones en comparación con las predicciones de los modelos

hadrónicos en un estudio donde reconstruyó la dependencia del número total de muones en la cascada con la energía primaria en chubascos verticales de origen hadrónico para ángulos menores a $\theta < 75^\circ$ y para energías entre 10^{17} y 10^{18} eV. Las mediciones fueron comparadas con las predicciones de los modelos de interacciones hadrónicas de altas energías QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3c (Figura 5.2). Los resultados de SUGAR mostraron que el número de muones con energías por encima de 0.75 GeV excede al esperado a energías de 10^{17} eV a $10^{18.5}$ eV para protones y núcleos de hierro primarios, y observaron que las diferencias entre los datos y las simulaciones se incrementaban con la energía primaria [7].

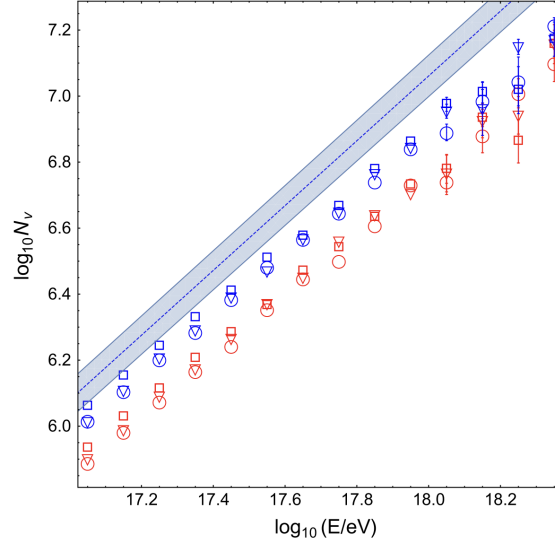


Figura 5.2: **SUGAR**. Número de muones N_μ como función de la energía primaria E de acuerdo a mediciones del experimento SUGAR (línea punteada). Los símbolos indican las simulaciones Monte Carlo para QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3c (protones: color rojo, hierro: color azul). La banda azul indica la incertidumbre total en las mediciones [7].

Ahora bien, el experimento NEVOD-DECOR que estudia muones para eventos inclinados, reportó en 2010 [8] que en las regiones centrales de los chubascos, aparece un déficit de muones en los modelos Monte Carlo respecto a los datos experimentales a energías de 10^{18} eV y para eventos con $\theta \geq 75^\circ$ respecto a la vertical (Figura 5.3). En 2017, volvieron a medir esta anomalía a energías mayores de 10^{17} [9].

La colaboración del observatorio IceCube, ubicado en el Polo Sur, ha realizado estudios del contenido de muones en chubascos atmosféricos de partículas. En particular, ha medido la densidad de muones a energías del orden de GeV para eventos verticales. Las densidades fueron estimadas como función de la energía primaria a distancias radiales de 600 y 800 m, respectivamente, para los intervalos de energía entre de 2.5 y 40 PeV y entre 9 y 120 PeV, de manera correspondiente. Las mediciones realizadas fueron comparadas con las predicciones de EPOS-LHC y QGS-JET-II-04, reportando que los modelos sobreestiman los resultados de las mediciones (ver Figura 5.4) [11].

Existen otras investigaciones donde no se observa un exceso de muones en las mediciones

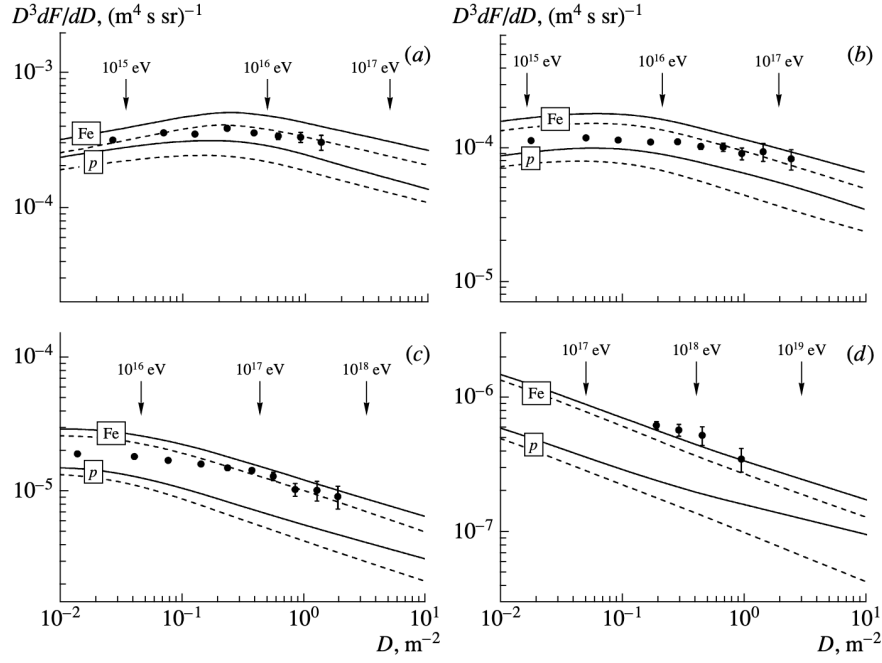


Figura 5.3: **NEVOD-DECOR**. Flujo para la densidad local de muones en chubascos hadrónicos inclinados para los intervalos de ángulo cenital para (a) $\theta = [30^\circ, 40^\circ]$, (b) $\theta = [40^\circ, 60^\circ]$, (c) $\theta \geq 60^\circ$ y (d) $\theta \geq 75^\circ$. Los puntos señalan los datos experimentales, las líneas sólidas (punteadas), las predicciones del modelo QGSJET01 (SIBYLL 2.1) para protones y hierro [8].

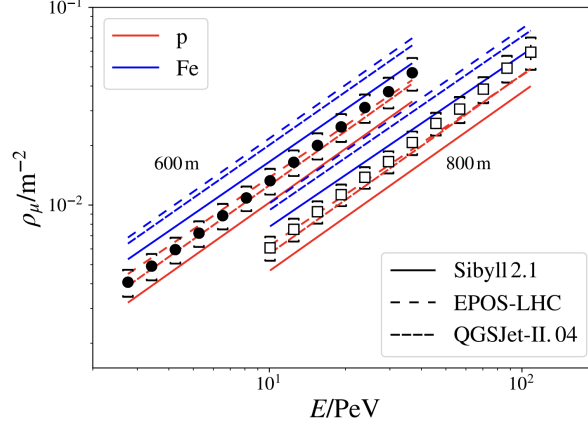


Figura 5.4: **IceTop**. Densidades promedio de muones medidas con IceTop a 600 (círculos) y 800 (cuadrados) m, con sus respectivos errores sistemáticos (corchetes abiertos) y estadísticos (barras verticales). Se muestran también los resultados de las simulaciones para protones (líneas rojas) y núcleos de hierro (líneas azules) primarios [11].

respecto a las predicciones de los modelos de altas energías. Tal es el caso del experimento Yakutsk en Rusia [10]. En el experimento de Yakutsk calcula la densidad de muones a una distancia de 600 m del eje del chubasco con una energía primaria entre $E \geq 10^{17}$ y $E \geq 10^{18}$ eV con un ángulo cenital de $\langle \cos \theta \rangle = 0.9$. Este experimento obtuvo que para los modelos de interacción hadrónica QGSJET-01, QGSJET-II-04 y EPOS-LHC. A diferencia de lo que

ha medido el observatorio Pierre Auger, Yakutsk no muestra un exceso de muones en sus mediciones respecto a las simulaciones (Figura 5.5, izquierda). Por otra parte, recientemente se compararon las mediciones de Haverah Park sobre la componente muónica de chubascos de partículas con las predicciones de los modelos de interacción hadrónica EPOS-LHC, QGSJET-II-04 y SIBYLL2.3d en un rango de energía primaria de 10^{18} a 10^{20} eV para ángulos cenitales $\theta < 24.5^\circ$ (Figura 5.5, derecha) [12]. En este estudio tampoco se detectó un exceso de muones en los datos medidos en comparación con las simulaciones.

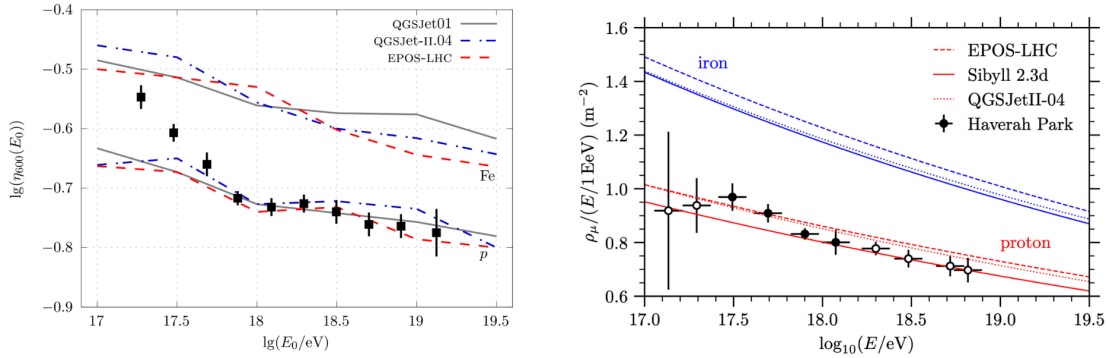


Figura 5.5: **Yakutsk**: Mediciones relativas de la densidad de muones en cascadas atmosféricas de partículas como función de la energía primaria y para un conjunto de datos con ángulos cenitales $\langle \cos \theta \rangle = 0.9$ y para distancias laterales de 600 m. Los cuadros negros denotan los datos experimentales, mientras que las líneas, las predicciones de los modelos de interacción hadrónica. **Haverah Park**. Densidad de muones a 600 m dividida entre la energía primaria, los puntos representan las densidades medidas y las líneas las predicciones de los modelos [12].

5.2. Recopilación hecha por WHISP

En el año 2019, el grupo de trabajo WHISP (*Working Group on Hadronic Interactions and Hadronic Physics*) formado por colaboradores de los experimentos EAS-MSU, IceCube, KASCADE-Grande, NEVOD-DECOR, Pierre Auger, SUGAR, Telescope Array y Yakutsk) comenzó a compilar las mediciones de diferentes experimentos dedicados a medir el contenido de muones en chubascos hadrónicos de partículas con el objeto de realizar un análisis sistemático del exceso de muones en los datos experimentales. Como primer paso, el grupo presentó los resultados de cada experimento en un mismo formato, usando una variable común llamada el parámetro z , y corrigiendo por diferencias entre las escalas de energía de los diferentes experimentos. En años recientes, estos estudios se han ido actualizando. La última versión de la gráfica, fue presentada en el ICRC (*International Cosmic Ray Conference*) 2023 [4]. En este último análisis del grupo de WHISP, se analizó los datos de 11 experimentos de rayos cósmicos, específicamente:

- ★ EAS-MSU
- ★ IceCube Neutrino Observatory

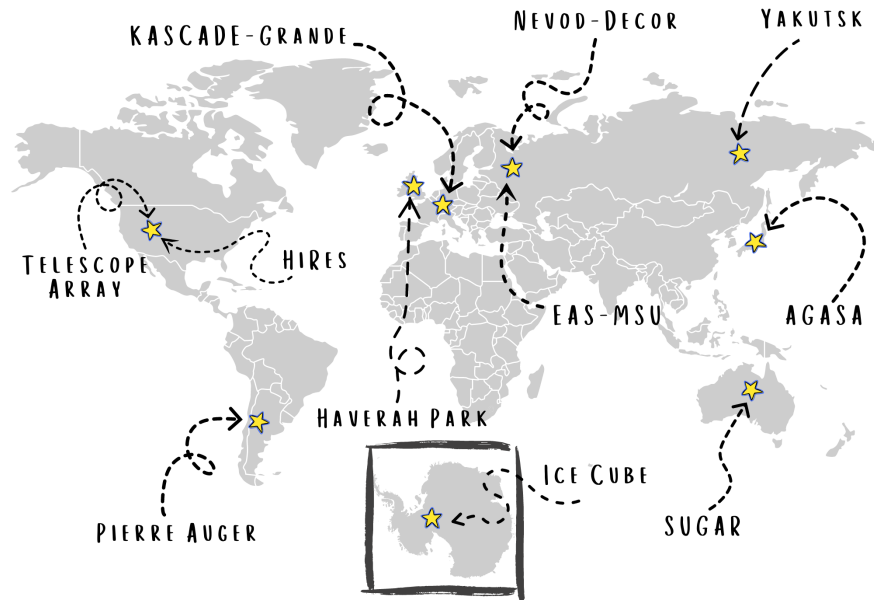


Figura 5.6: Mapa mundial donde se señala la localización de algunos observatorios dedicados a estudios de cascadas atmosféricas cuyos datos fueron incluidos en el meta-análisis de WHISP. El cuadrado inferior indica la Antártida.

- ★ KASCADE-Grande
- ★ NEVOD-DECOR
- ★ Pierre Auger
- ★ SUGAR
- ★ AGASA
- ★ Telescope Array
- ★ Yakutsk
- ★ Haverah Park
- ★ HiRes-MIA.

Realizar una comparación directa entre los resultados de los distintos experimentos no es posible, ya que las mediciones son realizadas bajo diferentes condiciones experimentales y regiones del espacio fase, por ejemplo: la energía del rayo cósmico E , el ángulo cenital θ , altitud, distancia lateral r al eje del chubasco y umbrales de energía para los diferentes detectores de muones. En la Figura 5.7 se comparan las características del espacio fase de las mediciones experimentales recopiladas por el grupo de trabajo WHISP.

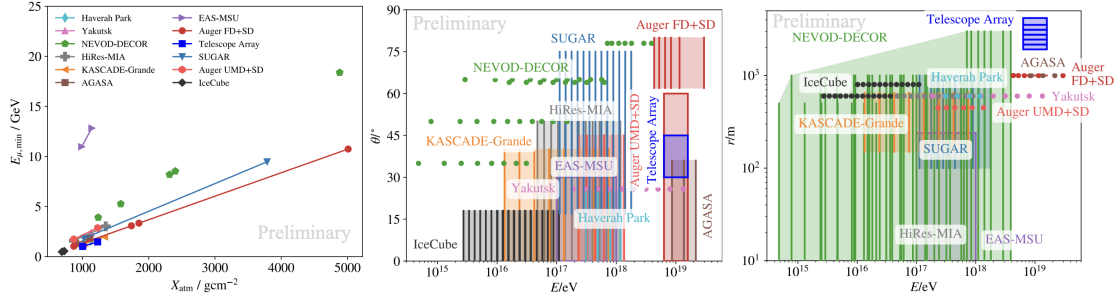


Figura 5.7: El espacio fase investigado por los distintos experimentos considerados en la compilación del grupo de WHISP. A la izquierda, la energía umbral de los muones en el punto de producción como función de la profundidad atmosférica X en el sitio de observación. Centro, el ángulo cenital θ vs la energía primaria del chubasco y derecha, la distancia radial r como función de la energía primaria E [4].

Como se mencionó anteriormente, el grupo de WHISP usó el parámetro z para cuantificar la diferencia entre los datos experimentales para el contenido de muones en chubascos de partículas y las simulaciones de Monte Carlo. Este parámetro se define como [3]:

$$z = \frac{\ln\langle N_{\mu}^{exp} \rangle - \ln\langle N_{\mu,p}^{MC} \rangle}{\ln\langle N_{\mu,Fe}^{MC} \rangle - \ln\langle N_{\mu,p}^{MC} \rangle} \quad (5.1)$$

donde N_{μ}^{exp} es la densidad de muones observada, $N_{\mu,p}^{MC}$ y $N_{\mu,Fe}^{MC}$ son las densidades predichas por el modelo para chubascos originados por protón y núcleos de hierro respectivamente. El parámetro z tiene las siguientes características:

- ★ La dependencia del número de muones N_{μ} con la energía primaria desaparece.
- ★ Su valor está entre 0 y 1, donde un $z = 0$ representa cascadas producidas sólo por protones y $z = 1$, iniciadas por núcleos atómicos de hierro.
- ★ Sesgos de comportamiento lineal en el contenido de muones se cancelan.

Para poder comparar de forma más adecuada las diferentes mediciones de los observatorios, el grupo de WHISP aplica factores de corrección a la escala de energía en cada caso, los cuales se obtienen individualmente comparando los espectros de energía proporcionados por cada experimento, con un espectro de energía de referencia, ubicado entre las mediciones del Telescope Array y el observatorio Pierre Auger. La Figura 5.8 muestra la gráfica del grupo WHISP más reciente para el parámetro z como función de la energía primaria para diferentes experimentos. En dicha gráfica, ya fue aplicado el factor de corrección de energía adecuado. En la gráfica se observa que todas las mediciones caen dentro de las predicciones de los modelos de interacción hadrónica de altas energías (pre-LHC y post-LHC) hasta energías de 10^{17} eV, pero para energías más altas los observatorios Auger, Telescope Array, NEVOD-DECOR, SUGAR y AGASA presentan un exceso de muones en los datos experimentales respecto a las simulaciones, sin embargo, Yakutsk y Haverah Park no muestran ningún problema y los datos concuerdan con las simulaciones. Finalmente, el detector KASCADE-Grande muestra

un aparente déficit en las mediciones cercanas a 10^{18} eV, usando la escala de energía del observatorio Pierre Auger.

No todos los experimentos revelan un exceso de muones en los datos experimentales. La razón no es clara, y podría deberse a errores sistemáticos, mediciones en diferentes regiones del espacio fase, diferencias en los espectros de los muones en el punto de producción o en la cantidad de muones producidos en las interacciones secundarias en los chubascos [3, 4]. Discernir la razón requerirá un estudio más detallado de los datos y nuevas mediciones o estudios. Este es el motivo del presente trabajo.

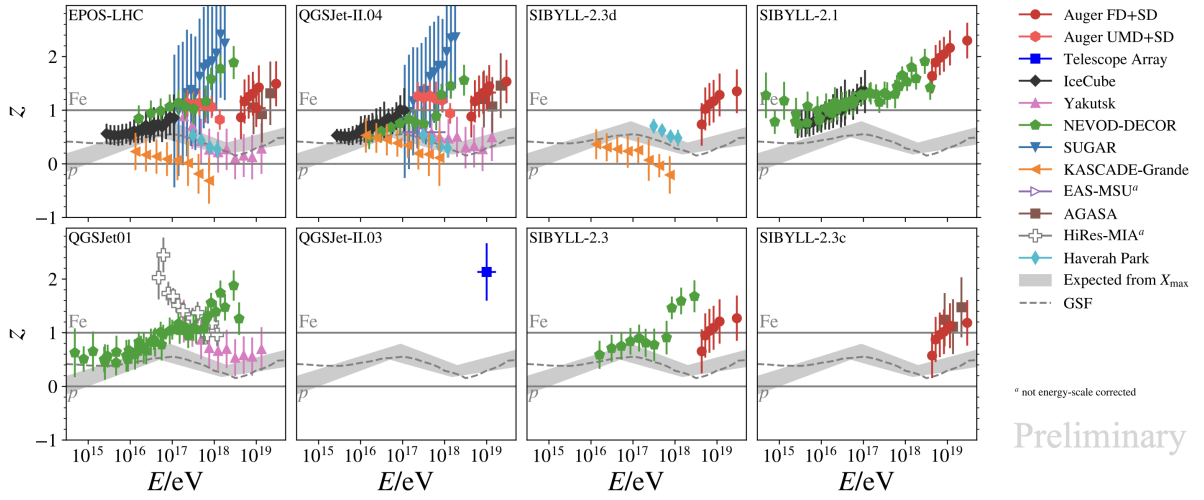


Figura 5.8: Parámetro z después de la calibración como función de la energía primaria para los experimentos recopilados por WHISP. Los datos se comparan con las predicciones del modelo GSF (línea punteada) asumiendo una composición mixta [4].

Capítulo 6

Estudio de la Densidad de Muones en Chubascos de Partículas con KASCADE-Grande

«Tengo la impresión de que el estudio constante y minucioso de los asuntos de naturaleza científica es el único modo de evitar que la imaginación se desboque y de compensar el vacío que parece haberse abierto en mi mente»
Ada Lovelace

MEDIR la componente muónica en las cascadas atmosféricas de partículas aporta información valiosa sobre las interacciones hadrónicas a altas energías. Los rayos cósmicos pueden alcanzar energías cercanas a 1 EeV, mayores a las alcanzadas por los aceleradores actuales. Sin embargo, ya que no es posible controlar el haz primario de rayos cósmicos y se desconoce, en un principio, la energía y composición correspondientes; es necesario realizar estudios estadísticos y comparar las mediciones con las predicciones de las simulaciones de Monte Carlo para comprender las características de las colisiones a altas energías y para diferentes núcleos atómicos primarios. En las simulaciones Monte Carlo, para describir las propiedades de las colisiones hadrónicas se usan modelos teóricos que son calibrados con datos obtenidos en los colisionadores y son extrapolados a energías más altas; debido a esto, el error en las predicciones crece con la energía. El número de muones funciona como una ventana a los procesos de más alta energía, ya que este depende directamente de las interacciones hadrónicas. Los modelos teóricos de estas interacciones predicen el número de muones producido en una cascada atmosférica de partículas, por lo que comparar las predicciones con los datos experimentales es útil para probar e imponer límites en los distintos modelos de interacción hadrónica a dichas energías. Los muones, al ser partículas relativamente estables, viajan grandes distancias a través de la atmósfera y pueden ser detectados al nivel del suelo.

En el estudio aquí presentado se determina la densidad promedio de muones en el frente de chubascos de partículas de origen hadrónico a diferentes distancias radiales usando los datos

del experimento KASCADE-Grande [88]. Las densidades se presentan como función de la energía primaria, tomando la escala de energía del observatorio Pierre Auger [101] para el presente estudio. Las mediciones así calibradas se comparan con las predicciones de tres modelos de interacción hadrónica post-LHC de altas energías: QGSJET-II-04 [84], EPOS-LHC [85] y SIBYLL 2.3d [83]. Las simulaciones de las cascadas se llevaron a cabo con CORSIKA [81]. El software manejado para el análisis de datos fue ROOT, creado por el CERN [102]. Los datos se dividieron en diferentes intervalos de ángulo cenital y determinaciones de la densidad de muones a dos distancias radiales.

Primero, se decidió comparar las mediciones con las realizadas por Haverah Park [12] y IceTop [11] a distancias radiales $r = 600$ m. Las energías umbrales de los muones observados es diferente de las accesibles a KASCADE-Grande, por las características de los detectores y la altitud de los sitios de observación. Esto permitirá estudiar la evolución de las densidades de muones, no sólo con la energía, sino también con la energía umbral de los muones y la profundidad atmosférica. Ya que los análisis de Haverah Park y IceTop fueron realizados para distintos ángulos cenitales, usamos los intervalos de ángulo cenital empleados en cada caso ($\theta < 24.5^\circ$ y $\theta < 18.19^\circ$ respectivamente) para este primer estudio.

Segundo, para indagar la dependencia de la densidad de muones con la profundidad atmosférica y la energía umbral de los muones, se llevó a cabo otro análisis en los que los datos de KASCADE-Grande fueron divididos en tres intervalos de ángulo cenital $\theta = [0.0^\circ, 21.78^\circ]$, $\theta = [21.78^\circ, 31.66^\circ]$ y $\theta = [31.66^\circ, 40.0^\circ]$ cada uno con aproximadamente la misma estadística en la región común de máxima eficiencia. en este último caso, los estudios se realizaron para dos distancias radiales $r = 600$ m y $r = 200$ m, con el objetivo de analizar la dependencia con la distancia lateral. La metodología del análisis y los resultados se presentan en este capítulo.

6.1. Datos y Cortes de Selección

Los datos experimentales fueron obtenidos con los detectores de superficie de KASCADE-Grande. La muestra se obtuvo durante 9 años de observaciones, iniciando en diciembre de 2003 y concluyendo en noviembre de 2012 [103]. Este conjunto de datos contiene 1.276×10^7 eventos y fueron seleccionados mediante varios cortes de calidad, elegidos para reducir la incertidumbre sistemática en el estudio y establecidos mediante simulaciones de Monte Carlo. Con dichos cortes, la energía umbral del experimento en donde se encuentra una máxima eficiencia es de $\log_{10}(E/\text{GeV}) = 7.1 \pm 0.2$ [103]. Estos fueron tomados de estudios previos [103] y se enlistan a continuación:

- ★ Cascadas reconstruidas exitosamente.
- ★ Eventos registrados durante periodos estables de adquisición de datos y sin problemas de hardware.
- ★ La (Figura 6.1) muestra el área considerada en el estudio, la cual corresponde a 2.25×10^5 m². Esta se escogió para tener una muestra sólida de datos. Se descartó el área donde falta un detector del arreglo Grande; se consideró el área central ya que tiene una

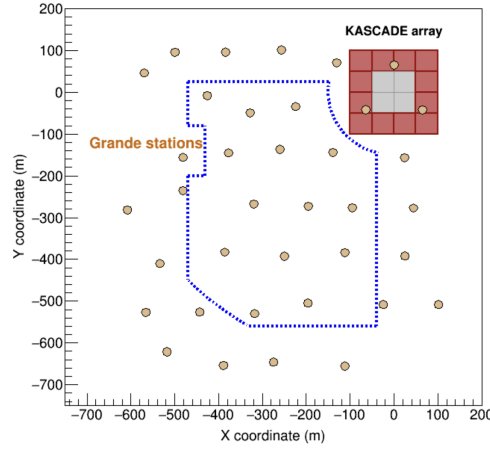


Figura 6.1: Representación de la configuración de detectores superficiales de KASCADE-Grande. Con círculos se muestra la disposición de la red Grande, y con cuadros rojos, la de los grupos de detectores de KASCADE. Los cuadrados rojos indican los grupos instrumentados con detectores de muones. Los grupos representados en gris, sólo estuvieron equipados con detectores electromagnéticos. El área usada para el análisis está limitada por la línea punteada azul. Figura tomada de [104].

mayor eficiencia y una distribución uniforme de eventos [88], además de que aumenta la precisión en la localización del centro del chubasco, para evitar el efecto *punch through* en regiones cercanas al centro se pidió que $r > 150$ m y finalmente, el corte de $r < 650$ m evita eventos que estén muy alejados del detector de muones.

- ★ Se consideraron eventos que activaron al menos 11 estaciones de Grande, esto elimina eventos de cascadas de bajas energías que suelen reconstruirse con grande errores sistemáticos.
- ★ La edad lateral de las cascadas debe estar entre -0.385 y 1.485, intervalo para el cual el ajuste de la distribución lateral es más estable [105].
- ★ Número de muones mayor a $N_\mu > 3 \times 10^4$. Este corte permite eliminar eventos de bajas energías, debajo del umbral de máxima eficiencia, que no son reconstruidos con buena precisión.
- ★ Número de electrones mayor a $N_e > 1111$, este último es el valor asignado en el caso de eventos mal reconstruidos.
- ★ Durante la medición del evento, el número de triggers 7/7 activos de Grande debe ser de al menos 18. Además, todos los grupos de detectores de KASCADE deben estar activos.
- ★ Los eventos debieron haber activado al menos uno de los triggers 7/7 de Grande.

Después de depurar los datos, los archivos fueron guardados en archivos separados ROOT [102] para disminuir el tiempo de cómputo empleado en la selección de los datos durante cada una de las etapas del análisis. Posteriormente, se impusieron diferentes cortes sobre el ángulo cenital del eje del chubasco con dos objetivos: la comparación con los resultados de

los observatorios IceTop [11] y Haverah Park [12], ambos experimentos determinaron la densidad de muones a una distancia radial del centro del chubasco $r = 600$ m, y la investigación por separado de la dependencia en la densidad de las mediciones con la inclinación del chubasco, empleando dos distancias radiales, $r = 600$ m y $r = 200$ m. Para cada distancia radial a estudiar, se impuso un corte adicional para seleccionar eventos que presentaran datos a dichas distancias. Estos subconjuntos de datos se muestran en la Tabla 6.1.

Conjunto	Distancia radial (m) para el análisis de ρ_μ	Intervalo de ángulo cenital ($^\circ$)
1	600	[0.00, 24.50]
2	600	[0.00, 18.19]
3	600	[0.00, 21.78]
4	600	[21.78, 31.66]
5	600	[31.66, 40.00]
6	200	[0.00, 21.78]
7	200	[21.78, 31.66]
8	200	[31.66, 40.00]

Tabla 6.1: Los 8 conjuntos de datos analizados con su respectivo intervalo de ángulo cenital θ en grados. En cada caso se indica el valor de r empleado en el análisis de la densidad de muones.

6.2. Simulaciones

Las simulaciones con las que se compararon los datos experimentales y que fueron usadas en el proceso de calibración de la energía primaria fueron realizadas con CORSIKA v7.5 [81]. Se generaron simulaciones para chubascos producidos por núcleos primarios de Hidrógeno (H), Helio (He), Carbono (C), Silicio (S) y Hierro (Fe). Para simular las colisiones hadrónicas con energías $E_h \leq 200$ GeV se utilizó Fluka 2011.2 [106] y, a energías más altas, los modelos post-LHC interacción hadrónica: QGSJET-II-04 [84], EPOS-LHC [85] y SIBYLL 2.3d [83]. La energía primaria de los eventos Monte Carlo se extiende dentro del rango de 10^{15} eV a 10^{18} eV. El espectro usado para producir los eventos fue tipo ley de potencias E^{-2} .

Para calibrar la energía primaria en nuestro análisis es necesario emplear un modelo de referencia para la composición y el espectro de los rayos cósmicos. En nuestro trabajo se emplearon el espectro total de energía reportado por el observatorio Pierre Auger para energías $E \geq 3.16 \times 10^{16}$ eV [101] y las abundancias relativas del modelo GSF [3, 107] (Figura 6.2). Usamos los grupos de masa para H, He, C y Fe. Se incluyó la información del espectro y la composición usando pesos adecuados sobre los eventos de MC.

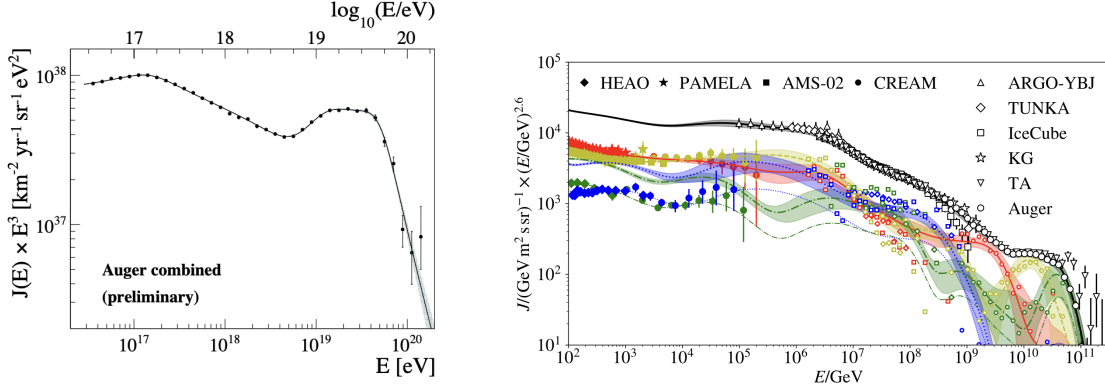


Figura 6.2: Izquierda: Espectro de energía derivado de las mediciones combinadas del Observatorio Pierre Auger [101]. Derecha: Grupos de masa del modelo GSF. En rojo el flujo atribuido a protones, amarillo, al helio, el grupo del oxígeno en gris y el grupo del hierro en azul. Las bandas de error representan el error total [107].

6.3. Método de Análisis

6.3.1. Estimación de $\rho_\mu(r)$

Para estimar la densidad de muones de un evento a una cierta distancia radial r se usó el valor de N_μ proporcionando en la base de datos de KASCADE-Grande y se empleó en la función de distribución lateral de muones (*Muon Lateral Distribution Function*) dada por:

$$\rho_\mu(r) = N_\mu \cdot \frac{0.28}{r_0^2} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{p_1} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right)^{p_2} \left(1 + \left(\frac{r}{10 \cdot r_0} \right) \right)^{p_3}, \quad (6.1)$$

donde $p_1 = -0.60$, $p_2 = -2.39$, $p_3 = -1.0$ y $r_0 = 320$ m. Esta función es la misma que se emplea para obtener N_μ durante la reconstrucción del evento. Para el análisis, se calculó la densidad de muones para $r = 200$ m y $r = 600$. Estas cantidades se designan como $\rho_\mu(200)$ y $\rho_\mu(600)$, respectivamente. En el panel izquierdo (derecho) de la Figura 6.3, se muestra un evento de Monte Carlo, en comparación con la función de distribución lateral correspondiente usada para el cálculo de la densidad $\rho_\mu(200)$ ($\rho_\mu(600)$). Para un evento dado, calculamos $\rho_\mu(r)$ si existen datos en el bin radial correspondiente. De lo contrario, el evento no se emplea en el análisis correspondiente.

6.3.2. Determinación de $\rho_\mu(r)$ como función de la energía primaria

Para encontrar ρ_μ a diferentes energías primarias, hemos adaptado el procedimiento introducido por las colaboraciones NEVOD-DECOR [108] y SUGAR [109] en donde se compara el flujo para la variable estudiada contra la predicha por un modelo de referencia de rayos cósmicos. De las diferencias entre dichos espectros se estima la razón R_μ entre la densidad de muones esperada a la del experimento, la cual se aplica a las simulaciones de Monte Carlo para obtener una medida más realista de la densidad de muones a diferentes energías. Hemos seleccionado este método, ya que en KASCADE-Grande no se cuenta con una escala de

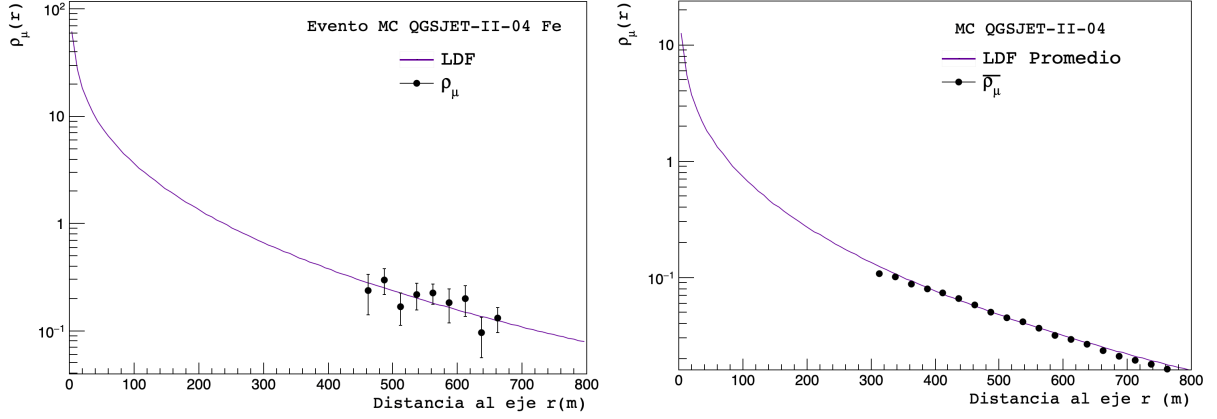


Figura 6.3: Izquierda: Función de distribución lateral (curva) y densidades de muones (puntos) para un evento Monte Carlo QGSJET-II-04 generado por un primario de Fe. Derecha: Distribución promedio de muones donde todos los eventos (60,589) son considerados y ponderados para el modelo QGSJET-II-04.

energía independiente de las simulaciones de Monte Carlo que pueda ser usada en el estudio.

Comenzamos construyendo un histograma para $\log_{10} \rho_\mu$ en un determinado intervalo de ángulo cenital. El rango del histograma es de $\log_{10}(\rho_\mu/\text{cm}^{-2}) = -2.25$ a 0.5 y fue dividido en 14 bins, para obtener una anchura del bin de 0.2, aproximadamente. Como ejemplo, en la Figura 6.4 se presentan los histogramas para $\log_{10} \rho_\mu(600)$ y dos intervalos de ángulo cenital para los datos experimentales y las predicciones de QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d usando el modelo de referencia de los rayos cósmicos.

Como se puede observar, existen diferencias entre los histogramas experimentales y los esperados, que se traducen en términos de la razón $R_\mu = \rho_\mu^{MC} / \rho_\mu^{exp}$. Para hallar esta razón, se busca el factor R_μ que se debe aplicar a la densidad predicha a diferentes energías para que los histogramas obtenidos describan el histograma experimental correspondiente. En el análisis, se aplica la razón R_μ en escala logarítmica, a través del término de corrección $\delta_\mu = \log_{10}(R_\mu)$

La Figura 6.4 muestra los histogramas para la densidad de muones tanto de los tres modelos considerados como de los datos experimentales. Para la estimación de la densidad como función de la energía primaria E , desconocida en los datos experimentales y controlada en las simulaciones; se realizó un ajuste de minimización χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \left(\frac{N_{exp,i} - N_{MC,i}}{\sigma_{MC,i}} \right)^2 \quad (6.2)$$

donde $N_{exp,i}$ es el número de eventos experimentales en el i -ésimo bin del histograma correspondiente, $N_{MC,i}$ el número de eventos esperados en el mismo bin, mientras que $\sigma_{MC,i}$ es la incertidumbre estadística en el i -ésimo bin para la simulación Monte Carlo, calculado mediante la raíz cuadrada de la suma de los pesos al cuadrado [110] y $m = 14$ el número

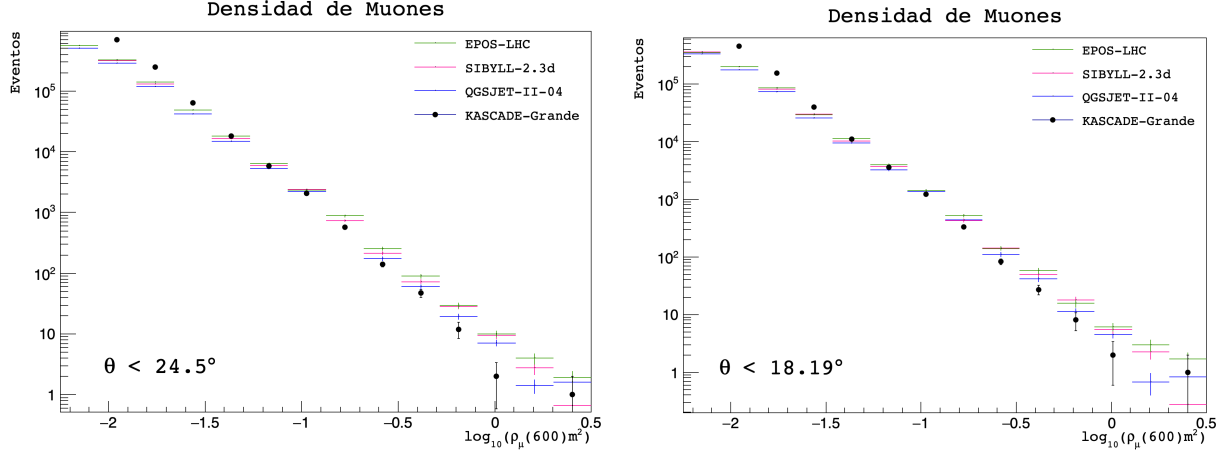


Figura 6.4: Histogramas para la densidad experimental de muones $\rho_\mu(600)$ para dos distintos intervalos de ángulo cenital (círculos negros) obtenidos con los datos de KASCADE-Grande. Las predicciones de los modelos se presentan con segmentos de línea en diferentes colores: EPOS-LHC (verde), SIBYLL 2.3 (rojo) y QGSJET-II-04 (azul), empleando el modelo de referencia ya descrito en el texto para el espectro y composición de los rayos cósmicos. Los intervalos de θ empleados en las gráficas fueron usados en los análisis de IceTop [11] y Haverah Park [12]. Las barras de error vertical corresponden a incertidumbres estadísticas.

total de bins en los histogramas. En el ajuste, se aplicó un pequeño desplazamiento δ_μ al logaritmo de la densidad lateral de muones esperada como función de la energía primaria E . Dicho desplazamiento se parametrizó mediante la siguiente función continua a trozos:

$$\delta_\mu(E) = \begin{cases} a_0 + a_1 \cdot (\log_{10} E - 8.0) + a_2 \cdot (\log_{10} E - 8.0)^2 & \text{si } \log_{10} E \leq 8.0, \\ a_0 + a_1 \cdot (\log_{10} E - 8.0) + a_3 \cdot (\log_{10} E - 8.0)^2 & \text{si } \log_{10} E > 8.0, \end{cases} \quad (6.3)$$

donde a_i con $i = 0, 1, 2, 3$ son los parámetros de ajuste y E está dado en GeV. La corrección δ_μ fue aplicada a las densidades predichas por los modelos de la siguiente manera:

$$\log_{10}(N'_{MC,i}) = \log_{10}(N_{MC,i}) + \delta_\mu(E). \quad (6.4)$$

Esta nueva densidad de muones corregida es nuestra estimación para la densidad del experimento y su energía puede obtenerse de las simulaciones Monte Carlo. Se procedió con el método de minimización χ^2 para cada uno de los conjuntos de datos mostrados en la Tabla 6.1 mediante el paquete MINUIT del software ROOT [102]. Ya que en varios casos se encontró que MINUIT arrojaba mínimos locales para los ajustes de los parámetros, fue necesario generar «semillas» de manera aleatoria en un intervalo $[-0.2, 0.2]$ con objeto de realizar una búsqueda sistemática de los mejores parámetros de ajuste que resultaban en el menor valor de χ^2 dentro del espacio fase analizado. Lo anterior se llevó a cabo con un programa por separado, lo que facilitó de manera considerable los ajustes, evitando que MINUIT se estancara en mínimos locales inadecuados. Estas «semillas» fueron aplicadas a

MINUIT, obteniendo un ajuste óptimo para los parámetros a_i . Se pueden encontrar todos los códigos creados para el análisis en el Apéndice A.

Los resultados de todos los ajustes, junto con su χ^2 reducida ($\chi^2/(\text{número de grados de libertad})$) y el valor de los parámetros a_i en cada caso, pueden encontrarse en el Apéndice B, aquí solamente se expone como ejemplo el obtenido ajustando los datos experimentales con el modelo QGSJET-II-04 para dos intervalos de ángulo cenital (Figura 6.5).

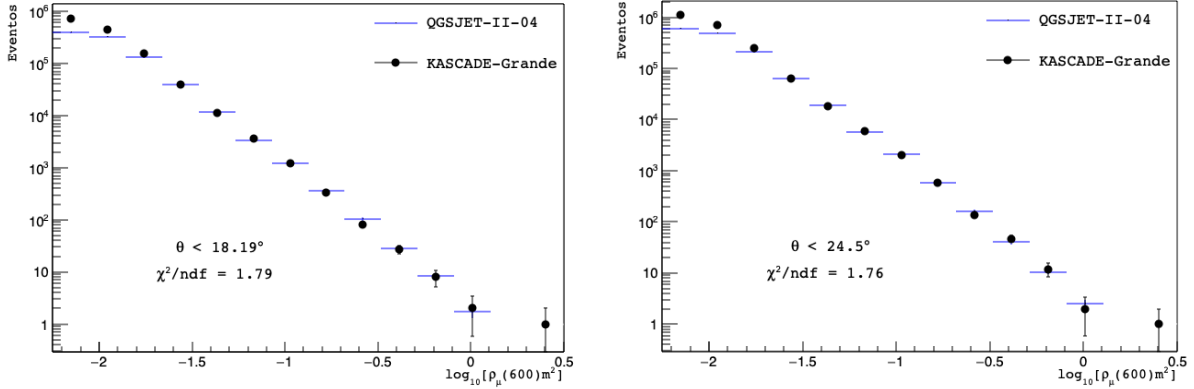


Figura 6.5: Resultado de los ajustes χ^2 para obtener δ_μ usando los datos experimentales y el modelo de interacción hadrónica QGSJET-II-04. Izquierda: para el intervalo de ángulo cenital usado por IceTop ($\theta < 18.19^\circ$). Derecha: para el rango de θ empleado por Haverah Park ($\theta < 24.5^\circ$). Los histogramas presentados se obtuvieron para la densidad de muones $\rho_\mu(600)$.

Finalmente, después de aplicar δ_μ a las simulaciones correspondientes, se calcula el valor medio de ρ_μ como función de la energía primaria E . Los resultados se presentan en las secciones siguientes.

6.3.3. Errores Sistemáticos

El estudio realizado está sujeto a diferentes fuentes de errores sistemáticos. Los más importantes son las incertidumbres en la composición relativa de los rayos cósmicos y en la escala de energía empleada. Para evaluar los errores sistemáticos en los resultados se varió la composición de los grupos pesados y ligeros, y se varió la escala de energía en el modelo de referencia. Con esto se obtuvieron cinco conjuntos de simulaciones diferentes. Básicamente, es el mismo conjunto de simulaciones Monte Carlo usadas en el estudio, pero con diferentes pesos para introducir los errores sistemáticos correspondientes. Cada conjunto de datos de Monte Carlo fue guardado en archivos ROOT separados, donde se les asignó etiquetas correspondientes. En la Tabla 6.1 se muestran estas etiquetas con su respectiva descripción.

Para evaluar el error sistemático asociado a una fuente de error determinada, se repite el procedimiento de reconstrucción de ρ_μ descrito en la sección anterior, pero con las simulaciones correspondientes a dicho error, los resultados se comparan con el valor de referencia obtenido en la sección previa, y se evalúan las diferencias superior e inferior máximas correspondientes. Estas variaciones se consideran el error sistemático asociado a la fuente de error

correspondiente. Finalmente se suman en cuadratura los errores individuales para poder obtener el error sistemático total.

Simulaciones de MC empleadas en los estudios de errores sistemáticos

Etiqueta	Descripción
Fe	Modelo con un incremento en la abundancia relativa de la componente pesada de rayos cósmicos. A 100 PeV, la correspondiente abundancia relativa es de 2.9.
H	Modelo con un decremento en la abundancia relativa de la componente pesada de rayos cósmicos. A 100 PeV, la correspondiente abundancia relativa es de 0.99.
Max	Variación en la escala de energía primaria de +14 %
Min	Variación en la escala de energía primaria de -14 %

Tabla 6.2: Etiqueta y descripción de los conjuntos de datos de Monte Carlo empleados en los estudios de los errores sistemáticos en nuestro análisis de $\rho_\mu(r)$ en chubascos de partículas como función de la energía primaria.

Para evaluar el error sistemático debido a la composición de los rayos cósmicos se modificó la abundancia relativa del grupo de masa pesado (C+Fe) respecto al ligero (H+He) en el modelo de rayos cósmicos y se generaron dos conjuntos de datos de Monte Carlo. Para el primer conjunto se incrementó dicha abundancia relativa, de forma tal que tuviera un valor de 2.9 a 100 PeV, y para el segundo, de 0.99 a la misma escala de energía [103]. Es importante mencionar que para el modelo de referencia, dicha abundancia toma un valor de ~ 1.61 a 100 PeV.

Por otra parte, para estudiar el efecto del error sistemático en la escala de energía empleada en el estudio, se introdujo una incertidumbre de $\pm 14\%$ en dicha escala [103], la cual es reportada por el observatorio Pierre Auger [101]. Se emplean dichos valores, ya que se adoptó la escala de energía proporcionada por este experimento. Después, se crearon dos conjuntos de datos Monte Carlo, uno empleando la escala de energía modificada en un +14 % y otro con -14 %, con los cuales se repitieron los cálculos de la densidad media de muones.

6.3.4. Error Estadístico

Los parámetros de ajuste a_i traen consigo errores asociados al ajuste. Para reflejarlos correctamente en los resultados, se variaron los parámetros mediante el método de *bootstrap* [111]

para construir un intervalo de confianza del 68 % para el resultado de la densidad promedio. El procedimiento se explica a continuación:

- ★ Tomando los errores e_i del ajuste asociados a los parámetros a_i , estos se varían multiplicándolos por una variable gaussiana aleatoria $\eta = [-1, 1]$, y se suman a los parámetros a_i para obtener nuevos parámetros a'_i :

$$a'_i = a_i + e_i \eta_i, \quad (6.5)$$

- ★ Se generan n conjuntos con valores aleatorios de los parámetros a'_i . Con cada conjunto se evalúa el valor de χ^2 correspondiente. De dichos conjuntos, sólo se seleccionan aquellos que resulten dentro de cierta región de confianza dada por [112]:

$$\chi^2 \leq \chi^2_{min} + \Delta\chi^2, \quad (6.6)$$

donde χ^2_{min} es el valor mínimo obtenido en los ajustes para los parámetros a_i y $\Delta\chi^2$ la variación permitida en χ^2_{min} para obtener únicamente aquellos valores permitidos de a_i con una probabilidad de $1-\sigma$ ($p = 0.6827$). Para el caso de 6 parámetros de ajuste, $\Delta\chi^2 = 8.176$ [111]. Con cada valor del conjunto a_i se obtiene la densidad promedio de muones y se compara con el valor de referencia. Como antes, las variaciones máximas y mínimas respecto a dicho valor se registran como los errores provenientes del ajuste.

También se consideró el error estadístico asociado a cada bin específico del histograma experimental asumiendo una distribución de Poisson. Para un bin i con contenido N_i , su error estadístico se calcula como:

$$\sigma_i = \sqrt{N_i} \quad (6.7)$$

Las dos incertidumbres estadísticas descritas en esta sección se suman en cuadratura para obtener el error estadístico total para la densidad promedio de muones.

Capítulo 7

Resultados y Discusiones

«Un buen trabajo nunca termina, sólo se detiene en lugares interesantes»

Anónimo

Las siguientes secciones muestran los resultados y discusiones del presente estudio. Para cada conjunto de datos mostrados en la Tabla 6.1, con los tres modelos de interacción hadrónica QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d, se estimó la densidad media de muones ρ_μ a dos distancias radiales diferentes, en función de la energía primaria E .

Los resultados para la densidad promedio de muones se compararon con las predicciones de los modelos de interacción hadrónica de altas energías usados de manera correspondiente en los ajustes empleados en el análisis y se presentan en dos formatos diferentes para cada caso; el primero graficando $\log_{10} \rho_\mu$ vs $\log_{10} E$, y, el segundo, de la forma $\log_{10}(\rho_\mu/E)$ vs $\log_{10} E$, en donde se pueden apreciar mejor las diferencias entre las predicciones y mediciones. Los gráficos correspondientes mostrando las estimaciones para la densidad de muones a diferentes energías usando como escala de energía la proporcionada por el observatorio Pierre Auger [101] en las Figuras 7.1, 7.3, 7.5, 7.6, 7.7, 7.8, 7.9, y 7.10.

7.1. Densidad lateral de muones a 600 m

7.1.1. Intervalo de ángulo cenital $\theta < 18.19^\circ$

Iniciamos este capítulo con la presentación de los resultados para $\rho_\mu(600)$ empleando el intervalo de ángulo cenital utilizado por IceTop [11]. De las gráficas en la Figura 7.1 podemos observar que ninguno de los modelos hadrónicos de altas energías (QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d) parece describir las mediciones experimentales de KASCADE-Grande, calibradas con la escala de energía del Auger, en el intervalo de energía $E = 10^{16}$ eV a 10^{18} eV. En particular, para energías de poco más de 10^{17} eV, se aprecia que las predicciones de EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d para protones (H) y núcleos de hierro (Fe) parecen sobreestimar

los datos experimentales referidos con la calibración usada. Además, los datos experimentales parecen estar por debajo de las predicciones del modelo de rayos cósmicos de referencia (que usa el espectro de Auger y la composición proporcionada por el modelo GSF) en el mismo intervalo de energía. En el caso de QGSJET-II-04, sin embargo, se ve un mejor acuerdo entre los datos experimentales y el modelo de referencia para el rango de valores esperados para núcleos de H y Fe primarios que en los casos anteriores bajo el rango de error sistemático.

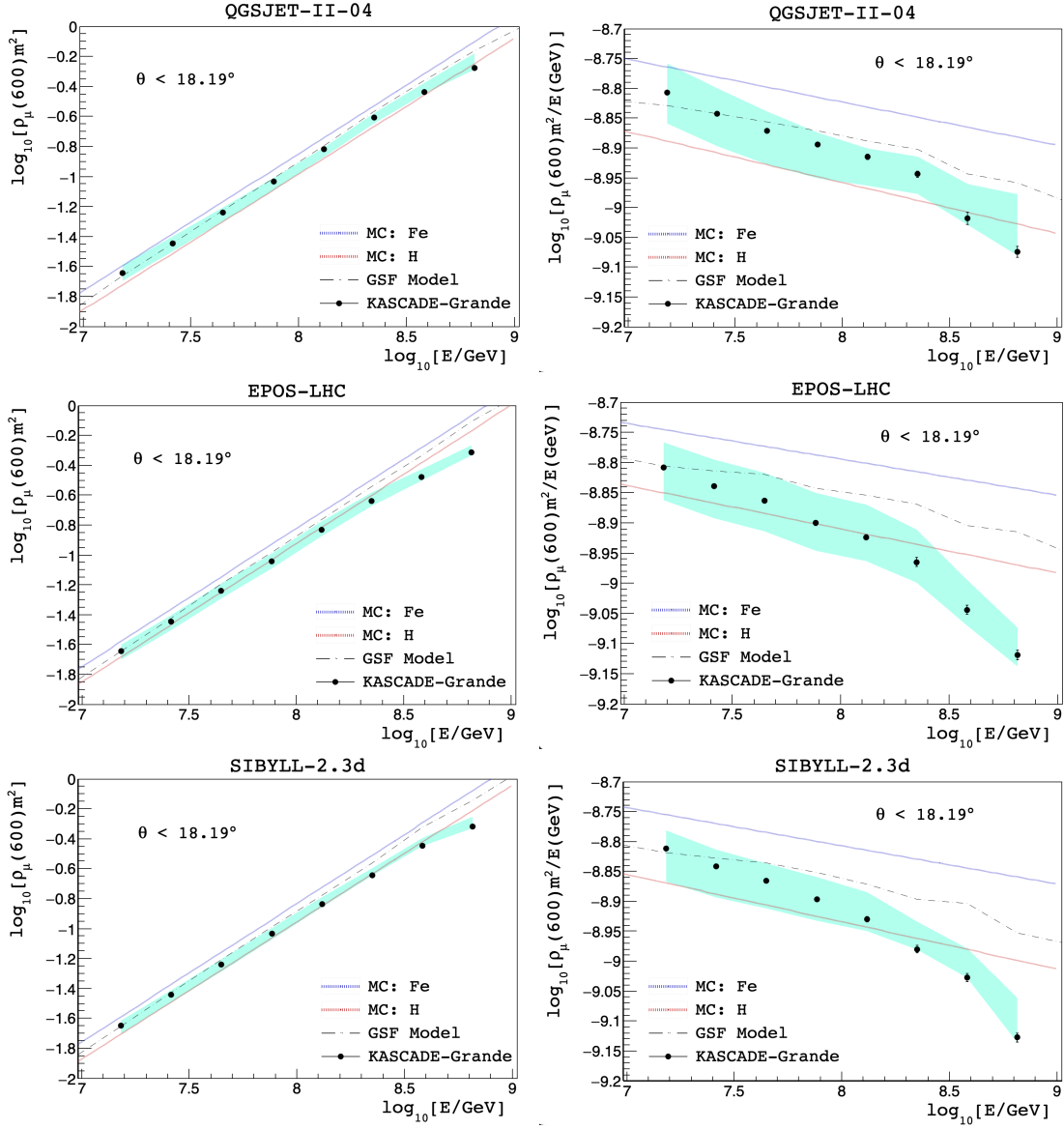


Figura 7.1: Datos experimentales (puntos) y predicciones (líneas) para el valor medio de $\log_{10}[\rho_{\mu}(600)]$ (paneles izquierdos) y $\log_{10}(\rho_{\mu}/E)$ (paneles derechos) como función de $\log_{10} E$ para el intervalo $\theta < 18.19^\circ$ usado por IceTop. Se consideran los modelos de interacción hadrónica QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d. En cada gráfico, la línea superior representa las predicciones para Fe, la línea punteada, la predicción del modelo de referencia y la línea inferior el valor medio esperado para H. Las barras de error vertical representan los errores estadísticos, mientras que la banda turquesa, el error sistemático total.

Con objeto de realizar estudios comparativos con IceTop, se calculó el parámetro z definido por la colaboración WHISP [3] (Ecuación 5.1) el cual fue presentado en un capítulo anterior. En la Figura 7.2 se presenta el parámetro z correspondiente a los datos de la Figura 7.1 en comparación con los resultados de IceTop [11], basados en $\rho_\mu(600)$ y el intervalo de ángulo cenital $\theta < 18.19^\circ$, los cuales fueron calibrados con la escala de energía de Auger [113]. IceTop se encuentra a una mayor altitud que KASCADE-Grande, más cerca del máximo de los chubascos, y detecta muones de más alta energía en el punto de producción que en el caso de KASCADE-Grande [114]. De la Figura 7.2 se aprecia que el parámetro z de IceTop parece estar en acuerdo con el de KASCADE-Grande en la región de 10^{16} eV. También se observa que en ninguno de los dos experimentos existe el exceso de muones reportado por Auger en los datos experimentales en comparación con las predicciones de los modelos hadrónicos [5, 6]. Las condiciones experimentales de Auger son diferentes a las de IceTop y KASCADE-Grande, por lo que la ausencia de dicha anomalía en estos últimos experimentos podría deberse a esta causa. También debemos comentar que en el caso de IceTop, no se ha empleado la escala de energía de Auger, por lo que esto podría influir en el hecho de que no se observe la anomalía referida. Si este efecto se considera, los valores de z tienden a ser más altos y a desplazarse a valores de mayor energía de acuerdo a las consideraciones presentadas en [114] por lo que el estudio comparativo aquí realizado debe ser considerado con cautela, mientras no se incluya dicha corrección.

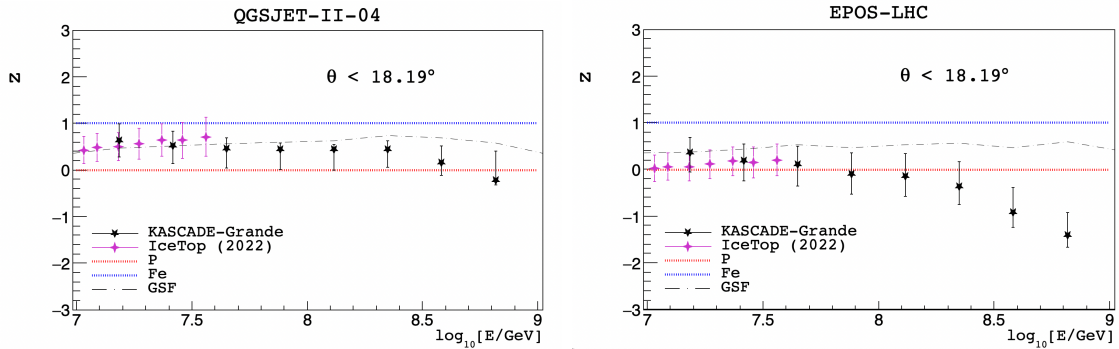


Figura 7.2: Parámetro z como función de $\log_{10}(E)$ para un intervalo de ángulo cenital dado por $\theta < 18.19^\circ$. Cada resultado se comparó con los publicados por IceTop [11]. Las barras verticales muestran el error total.

7.1.2. Intervalo de ángulo cenital $\theta < 24.25^\circ$

Los resultados en la densidad de muones $\rho_\mu(600)$ para el intervalo de ángulo cenital utilizado por Haverah Park ($\theta < 24.25^\circ$) [12] se muestran en las gráficas de la Figura 7.3.

Como puede observarse en la Figura 7.3, se tienen las mismas diferencias que se observaron con el intervalo de ángulo cenital para IceTop: ninguno de los modelos de interacción hadrónica logra describir los resultados estimados con los datos experimentales medidos por KASCADE-Grande en el intervalo de energía de $E = 10^{16}$ eV a 10^{18} eV. De las gráficas de la Figura 7.3 se observa que en el caso de QGSJET-II-04, los datos y las simulaciones parecen estar en mejor acuerdo hasta energías cercanas a 10^{18} eV, donde los valores estimados

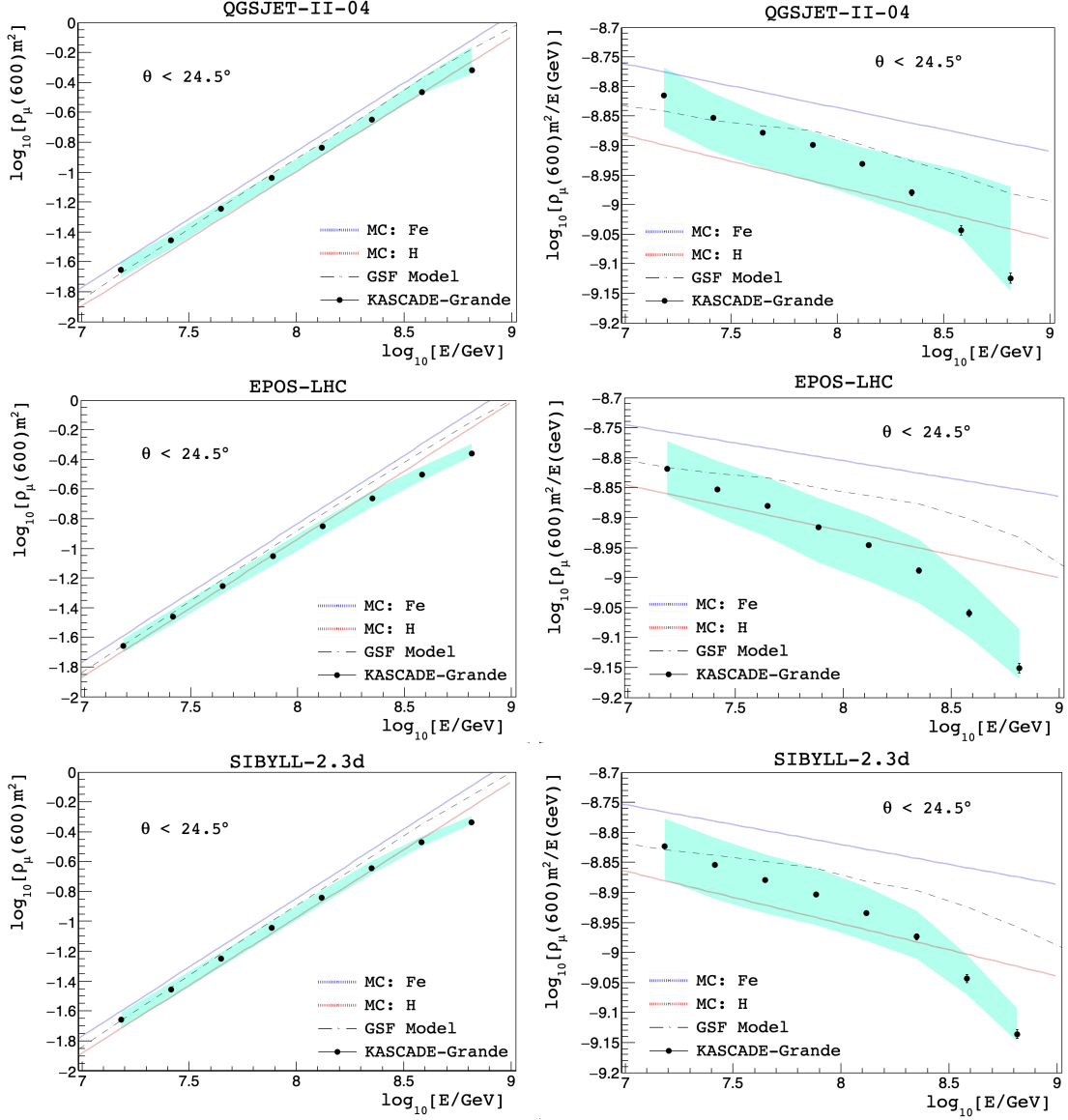


Figura 7.3: Datos experimentales (puntos) y predicciones (líneas) para el valor medio de $\log_{10}[\rho_{\mu}(600)]$ (paneles izquierdos) y $\log_{10}(\rho_{\mu}/E)$ (paneles derechos) como función de $\log_{10} E$ para el intervalo $\theta < 24.25^\circ$ usado por Haverah Park. Se consideran los modelos de interacción hadrónica QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d. En cada gráfico, la línea superior representa las predicciones para Fe, la línea punteada, la predicción del modelo de referencia y la línea inferior el valor medio esperado para H. Las barras de error vertical representan los errores estadísticos, mientras que la banda turquesa, el error sistemático total.

del experimento parecen estar debajo de las predicciones. Para los modelos EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d, también observamos dichas diferencias, pero son más evidentes.

De la misma forma, se calculó el parámetro z (ver Ecuación 5.1) para poder realizar una comparación de los resultados obtenidos con los de Haverah Park [12], los cuales se muestran en la Figura 7.4, basados en $\rho_{\mu}(600)$ y el intervalo de ángulo cenital $\theta < 24.25^\circ$. Dichos resultados también fueron calibrados con la escala de energía del observatorio Pierre Auger.

En comparación con KASCADE-Grande, Haverah Park está a una altitud mayor y una profundidad atmosférica menor en tan sólo 8 g/cm² [4], y la energía umbral de detección de los muones al punto de producción es mayor [4, 114].

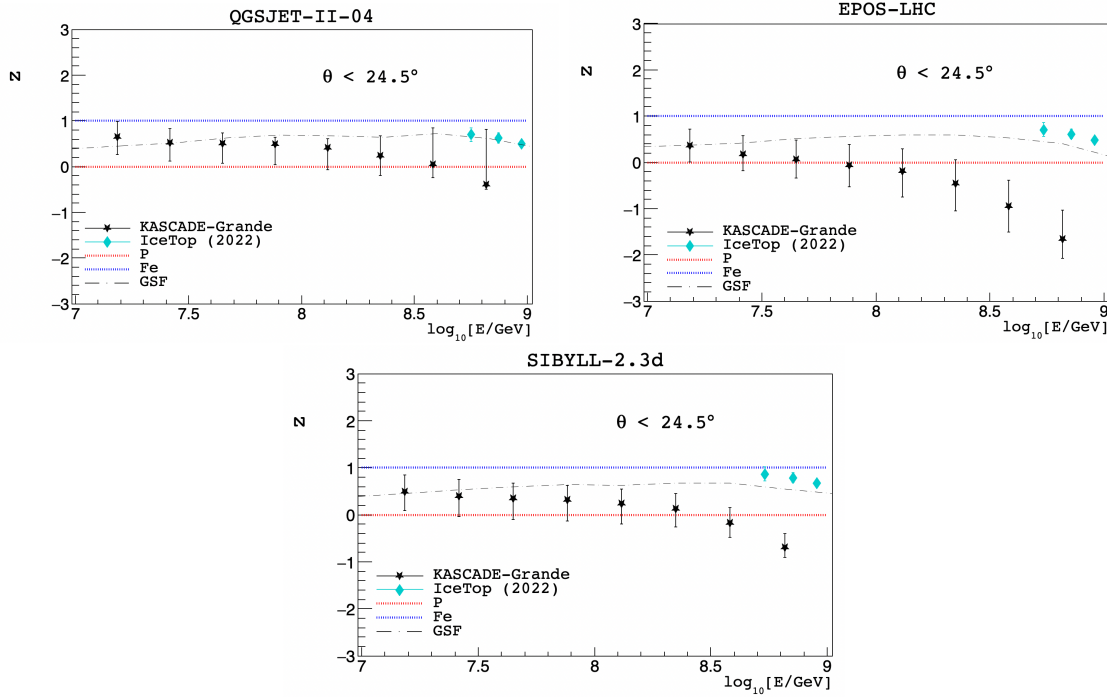


Figura 7.4: Parámetro z como función de $\log_{10} E$ con un intervalo de ángulo cenital dado por $\theta < 24.25^\circ$. Cada resultado se comparó con los publicados por Haverah Park [12]. Las barras verticales muestran el error total.

La Figura 7.4 indica que el parámetro z reportado por Haverah Park parece ser mayor al de KASCADE-Grande cerca de los 10^{18} eV. También se aprecia que en ninguno de los dos experimentos se observa el exceso de muones reportado por Auger en los datos experimentales [5, 6]. Quizá lo anterior sugiera que dicha anomalía aparece para muones de más altas energías que en los registrados en KASCADE-Grande. Se tiene que considerar, sin embargo, que el análisis de Haverah Park no fue completo, ya que no se simuló en detalle la respuesta del detector, por lo que podrían existir errores sistemáticos asociados afectando sus resultados. Es importante, entonces, realizar más estudios comparativos similares con otros experimentos en donde el análisis sea más exhaustivo para poder verificar nuestra hipótesis.

7.1.3. Estudio de $\rho_\mu(600)$ con la profundidad atmosférica

Para explorar la posibilidad de que exista una dependencia de las anomalías con la energía de los muones, se decidió estudiar la observable $\rho_\mu(600)$ como función del ángulo cenital, empleando así a la atmósfera como filtro. Para eventos inclinados se esperan muones de mayor energía. En este análisis se usan los intervalos $\theta = [0.0^\circ, 21.78^\circ]$, $\theta = [21.78^\circ, 31.66^\circ]$ y $\theta = [31.66^\circ, 40.00^\circ]$, los cuales presentan una aceptación similar en la región de energía en común de máxima eficiencia. Dichos intervalos fueron usados en [104]. Los resultados del

análisis se muestran por cada modelo de interacción hadrónica en las Figuras 7.5, 7.6 y 7.7.

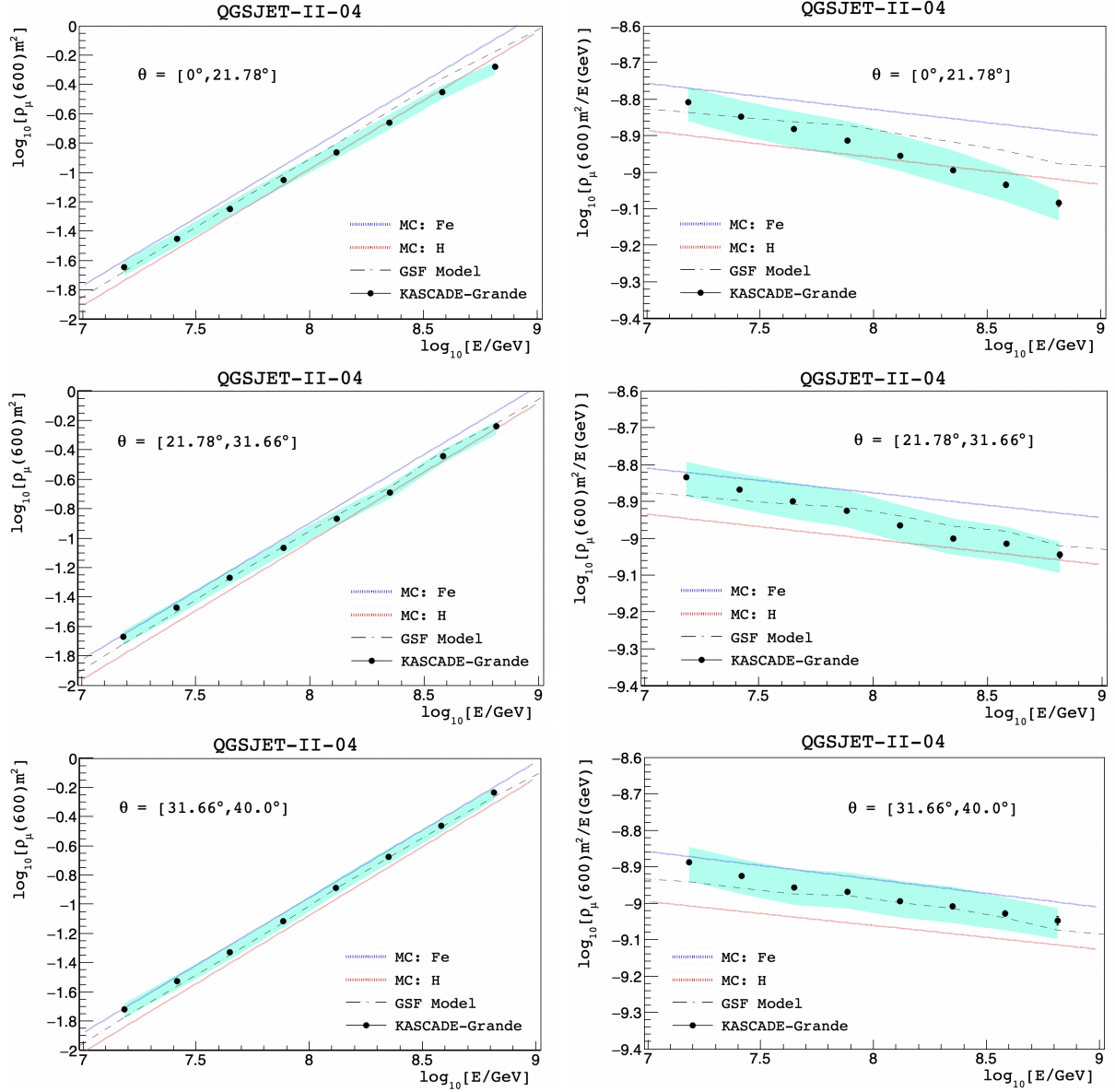


Figura 7.5: Estimaciones experimentales (círculos) y predicciones del modelo QGSJET-II-04 (líneas) para $\log_{10}[\rho_{\mu}(600)]$ (paneles izquierdos) y $\log_{10}[\rho_{\mu}(600)/E]$ (panel inferior) como función de $\log_{10} E$. Cada columna corresponde a un intervalo de ángulo cenital. En cada gráfico, la línea superior representa las predicciones para Fe, la línea punteada media al modelo de referencia y la línea inferior las predicciones para protones. Las barras de error verticales representan los errores estadísticos, mientras que la banda turquesa, el error sistemático total.

De las figuras presentadas podemos observar que las mediciones de KASCADE-Grande a diferentes profundidades atmosféricas calibradas con la escala de energía del observatorio Pierre Auger no pueden ser descritas de manera consistente por los modelos QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d. En particular, para eventos verticales, las estimaciones con los datos de KASCADE-Grande parecen estar dentro de las predicciones de los modelos de in-

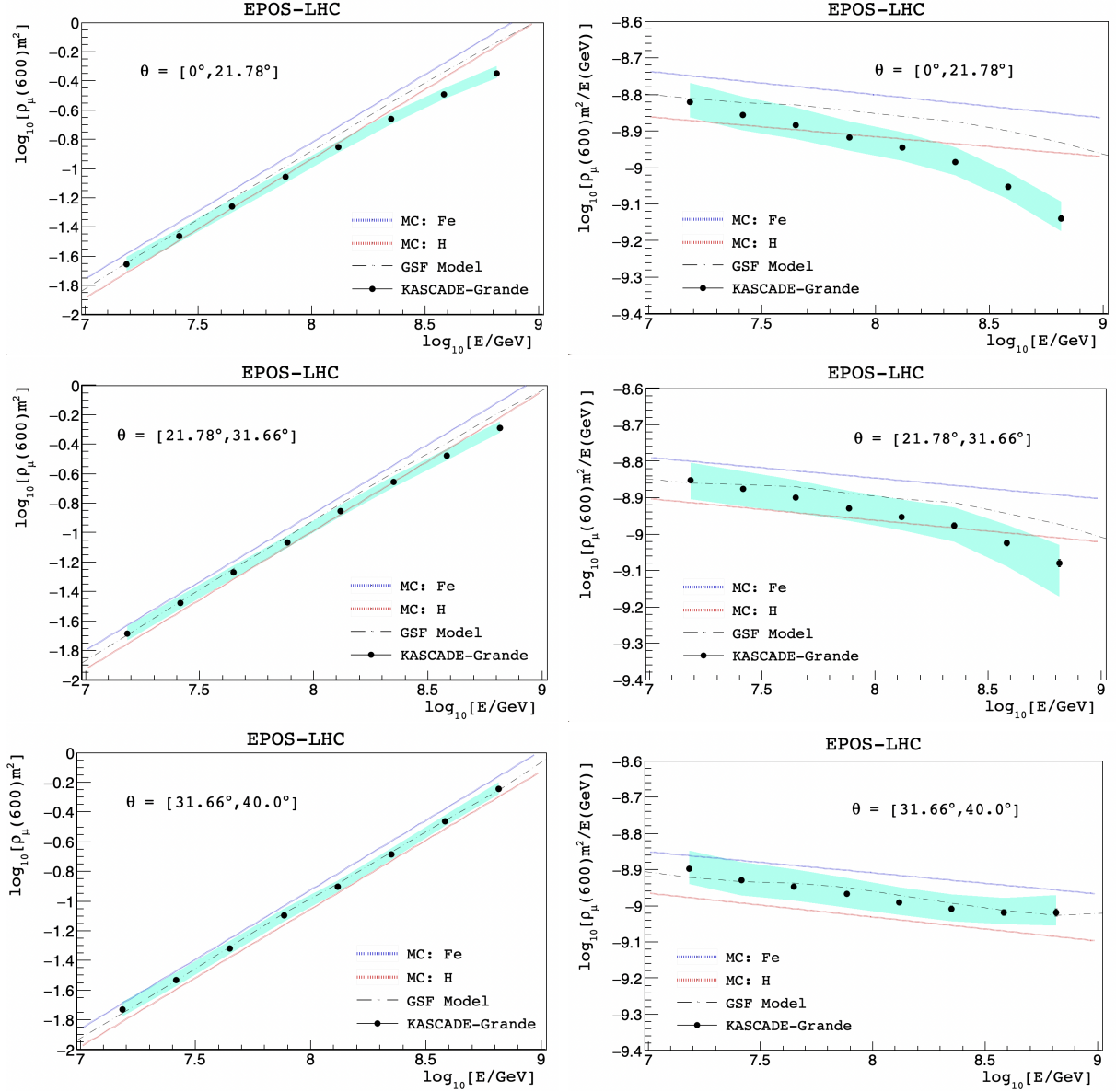


Figura 7.6: Estimaciones experimentales (círculos) y predicciones del modelo EPOS-LHC (líneas) para $\log_{10}[\rho_{\mu}(600)]$ (paneles izquierdos) y $\log_{10}[\rho_{\mu}(600)/E]$ (paneles derechos) como función de $\log_{10} E$. Cada columna corresponde a un intervalo de ángulo cenital. En cada gráfico, la línea superior representa las predicciones para Fe, la línea punteada media al modelo de referencia y la línea inferior las predicciones para protones. Las barras de error verticales representan los errores estadísticos, mientras que la banda turquesa, el error sistemático total.

teracción hadrónica para el protón (H) y núcleos de hierro (Fe) debajo de varios 10^{17} eV, pero no hacia 10^{18} eV. En este régimen, los modelos predicen más muones en los chubascos de partículas que en nuestras estimaciones experimentales calibradas con la escala de energía del observatorio Pierre Auger. Para eventos más inclinados, los datos parecen estar en mejor acuerdo con las simulaciones. Para el último intervalo de ángulo cenital las estimaciones están dentro de los límites de los modelos para los rayos cósmicos primarios de H y Fe.

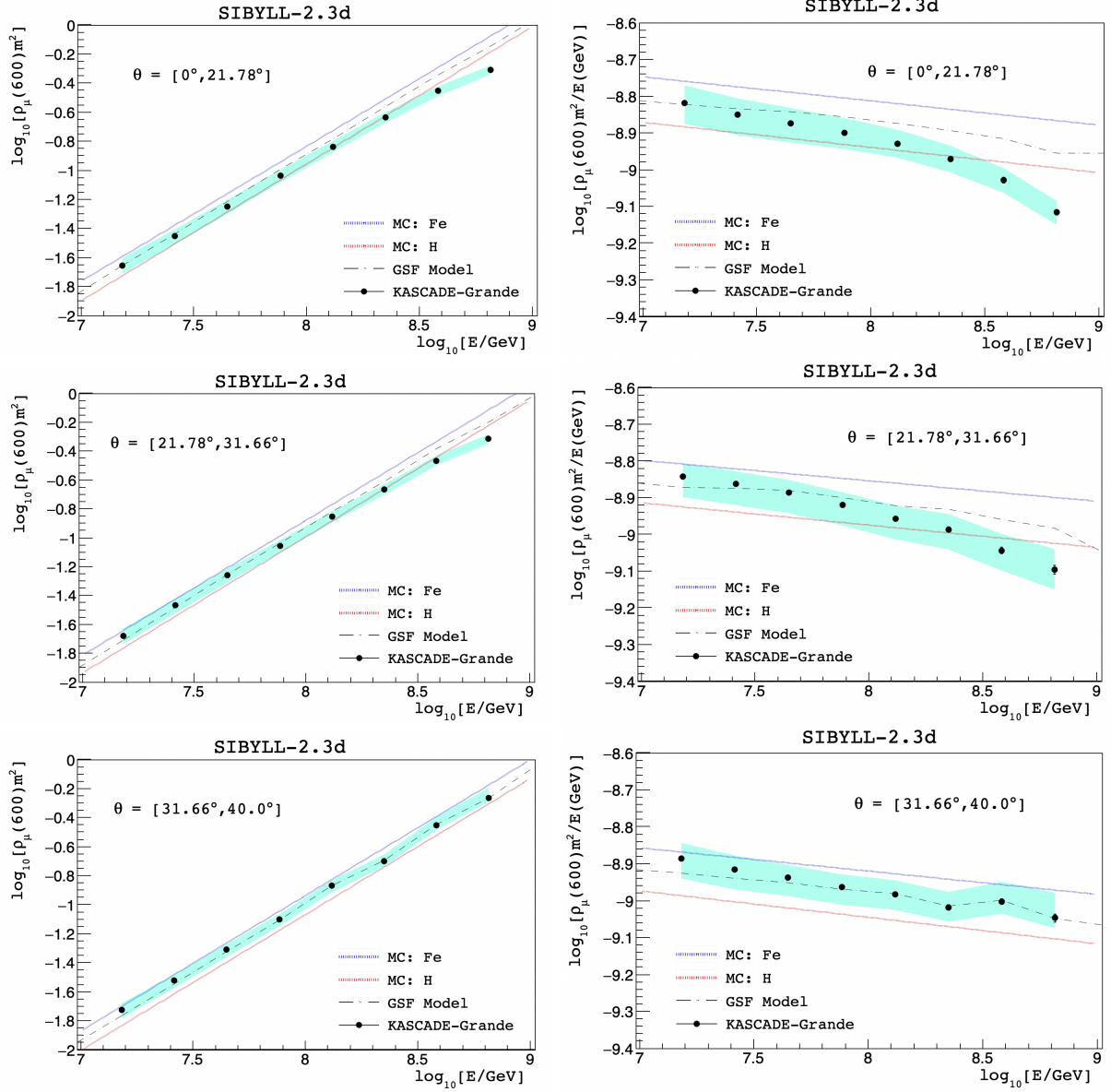


Figura 7.7: Estimaciones experimentales (círculos) y predicciones del modelo SIBYLL 2.3d (líneas) para $\log_{10}[\rho_{\mu}(600)]$ (paneles izquierdos) y $\log_{10}[\rho_{\mu}(600)/E]$ (paneles derechos) como función de $\log_{10} E$. Cada columna corresponde a un intervalo de ángulo cenital. En cada gráfico, la línea superior representa las predicciones para Fe, la línea punteada media al modelo de referencia y la línea inferior las predicciones para protones. Las barras de error verticales representan los errores estadísticos, mientras que la banda turquesa, el error sistemático total.

También se observa que la evolución de $\rho_{\mu}(600)$ con la profundidad atmosférica tampoco es descrita por los modelos de interacción hadrónica, ya que se aprecia una menor atenuación atmosférica en el caso de las estimaciones experimentales que en las simulaciones, este resultado es independiente de la escala de energía usada. Es importante mencionar que KASCADE-Grande también reportó un comportamiento similar para el número total de muones N_{μ} en las cascadas atmosféricas de partículas de origen hadrónico [115], por lo que los estudios de este estudio parecen estar de acuerdo con los resultados previos de la colaboración. Además,

dentro del rango de incertidumbre, los datos no revelan un exceso de muones como el de Auger, hasta ángulos cenitales de 40° .

Esto indica una interesante dependencia de las anomalías en $\rho_\mu(600)$ detectadas en KASCADE-Grande respecto a la profundidad atmosférica y posiblemente con la energía de los muones en el sitio de producción. Lo anterior podría implicar diferencias en los espectros de energía o la forma de las distribuciones laterales de los muones en cascadas de partículas de origen hadrónico [103, 116, 117].

7.2. Densidad de muones a 200 m

7.2.1. Estudio de $\rho_\mu(200)$ con la profundidad atmosférica

Con el objetivo de indagar más en las anomalías encontradas, se consideró una distancia radial más cercana al núcleo del chubasco de $r = 200$ m, con los mismos intervalos de ángulo cenital de la sección anterior. La idea fue estudiar una posible dependencia de las anomalías con la distancia radial. Los resultados se muestran en las Figuras 7.8, 7.9, y 7.10.

Antes de comenzar con la discusión de los presentes resultados se debe mencionar que el ajuste χ^2 no está completamente optimizado. Los resultados aquí presentados son, por lo tanto, muy preliminares. Sin embargo, pueden dar algunos indicios del posible comportamiento que se esperan en los resultados finales.

Las gráficas de las Figuras 7.8, 7.9 y 7.10 muestran que el comportamiento promedio de $\rho_\mu(200)$ como función de la energía derivado a partir de los datos obtenidos por KASCADE-Grande y usando la calibración del observatorio Auger si se encuentra dentro de las predicciones de los modelos hadrónicos para H y Fe. Dentro de los errores sistemáticos, los valores medios estimados para $\rho_\mu(200)$ en el experimento están en acuerdo con las predicciones del modelo de referencia de rayos cósmicos. Por otra parte, la evolución de esta observable con el ángulo cenital y, por ende, con la profundidad atmosférica, parece estar en mejor acuerdo con las simulaciones. Así, vemos que los modelos QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d describen mejor nuestras estimaciones de $\rho_\mu(200)$ en KASCADE-Grande. Lo anterior parece indicar que existe una dependencia de la anomalía con la distancia radial al centro del chubasco. Además, podrían señalar que las distribuciones laterales de los chubascos medidos son más pronunciadas que las esperadas en el marco de los modelos hadrónicos aquí analizado. Es necesario refinar estos ajustes en un trabajo posterior para poder establecer conclusiones idóneas. Sin embargo, la línea central sugiere la desaparición de la anomalía en la densidad de muones para los tres modelos.

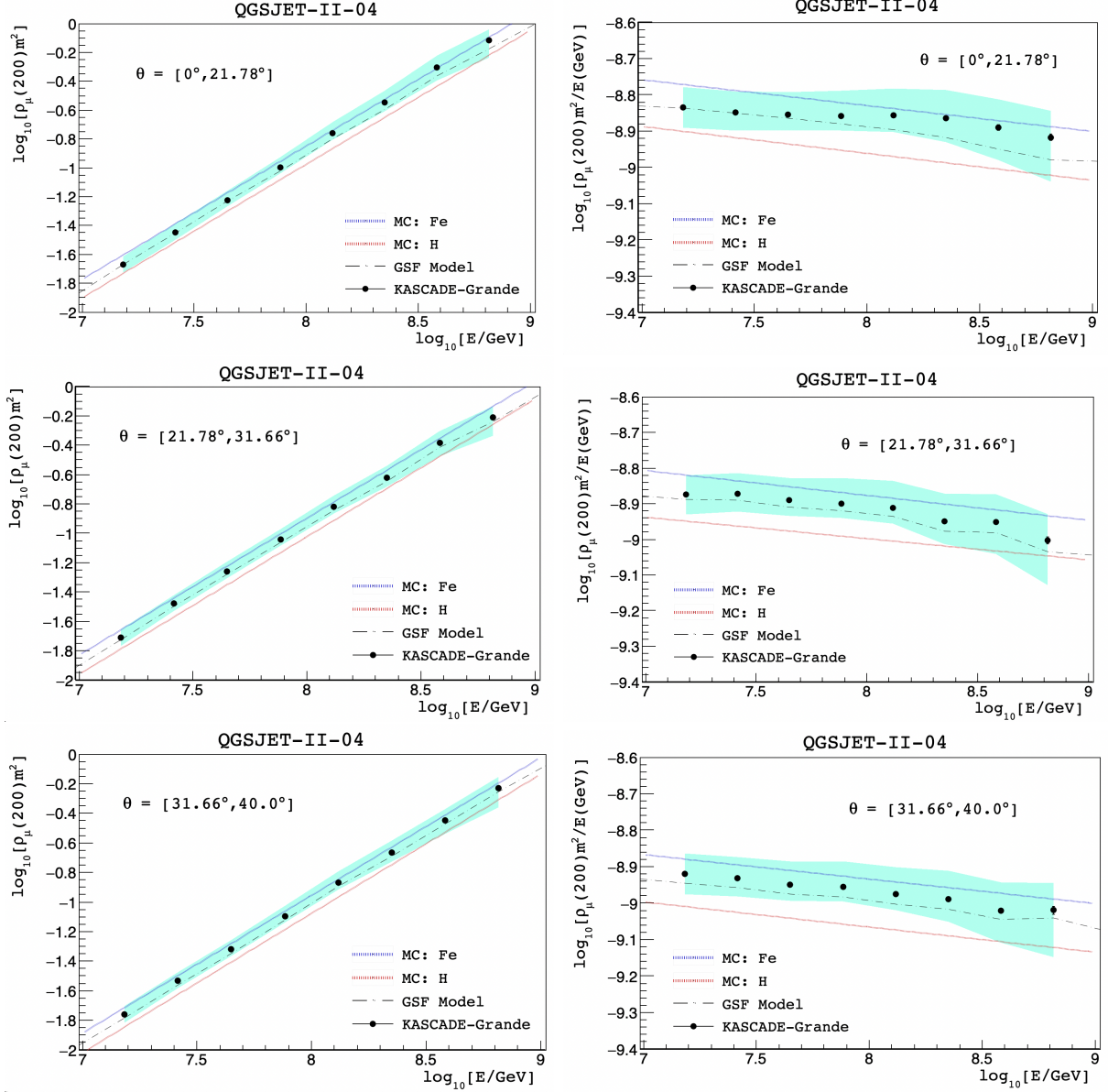


Figura 7.8: Estimaciones experimentales (círculos) y predicciones del modelo QGSJET-II-04 (líneas) para $\log_{10}[\rho_{\mu}(200)]$ (paneles izquierdos) y $\log_{10}[\rho_{\mu}(200)/E]$ (paneles derechos) como función de $\log_{10} E$. Cada columna corresponde a un intervalo de ángulo cenital. En cada gráfico, la línea superior representa las predicciones para Fe, la línea punteada media al modelo de referencia y la línea inferior las predicciones para protones. Las barras de error verticales representan los errores estadísticos, mientras que la banda turquesa, el error sistemático total.

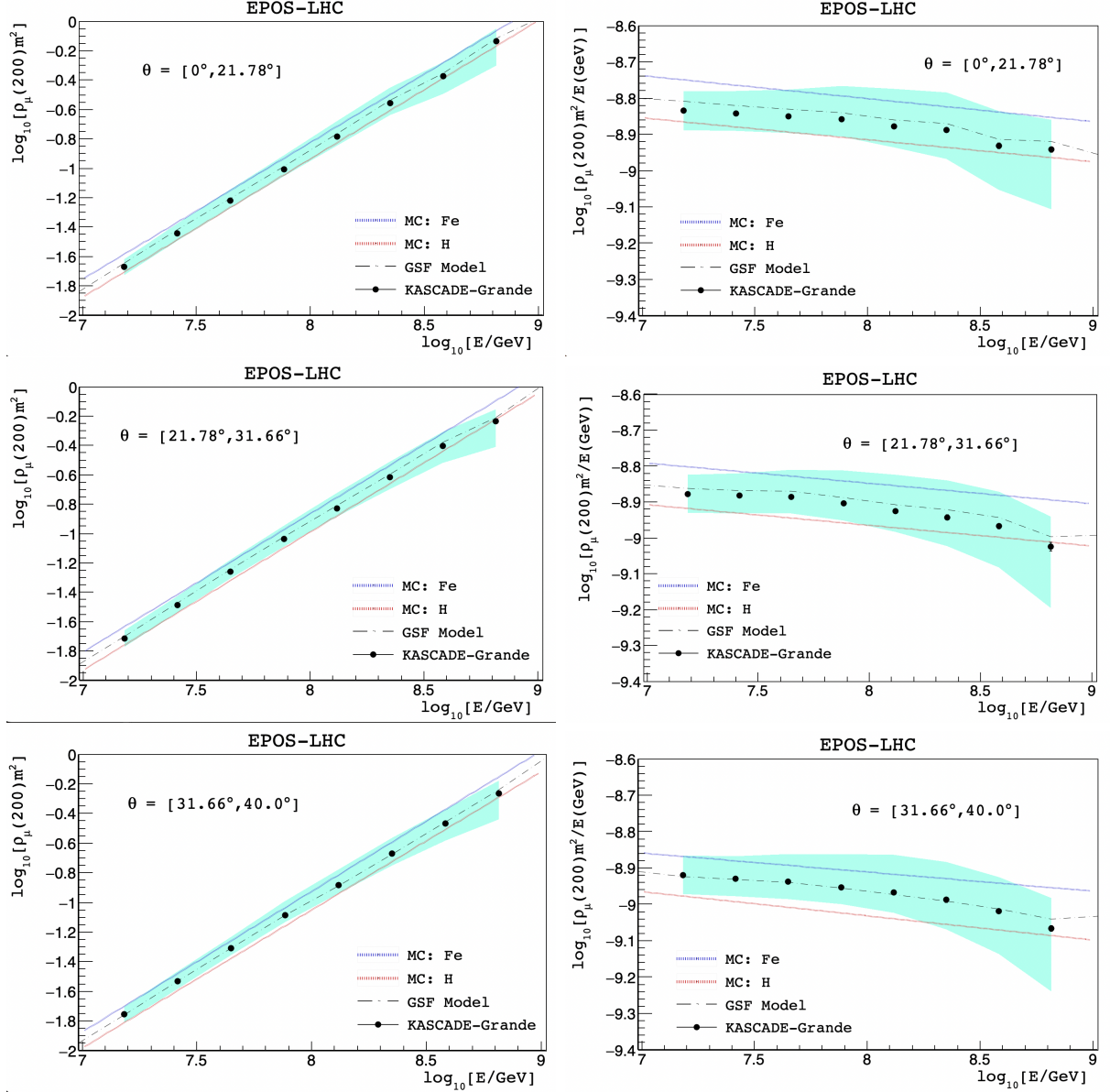


Figura 7.9: Estimaciones experimentales (círculos) y predicciones del modelo EPOS-LHC (líneas) para $\log_{10}[\rho_\mu(200)]$ (paneles izquierdos) y $\log_{10}[\rho_\mu(200)/E]$ (paneles derechos) como función de $\log_{10} E$. Cada columna corresponde a un intervalo de ángulo cenital. En cada gráfico, la línea superior representa las predicciones para Fe, la línea punteada media al modelo de referencia y la línea inferior las predicciones para protones. Las barras de error verticales representan los errores estadísticos, mientras que la banda turquesa, el error sistemático total.

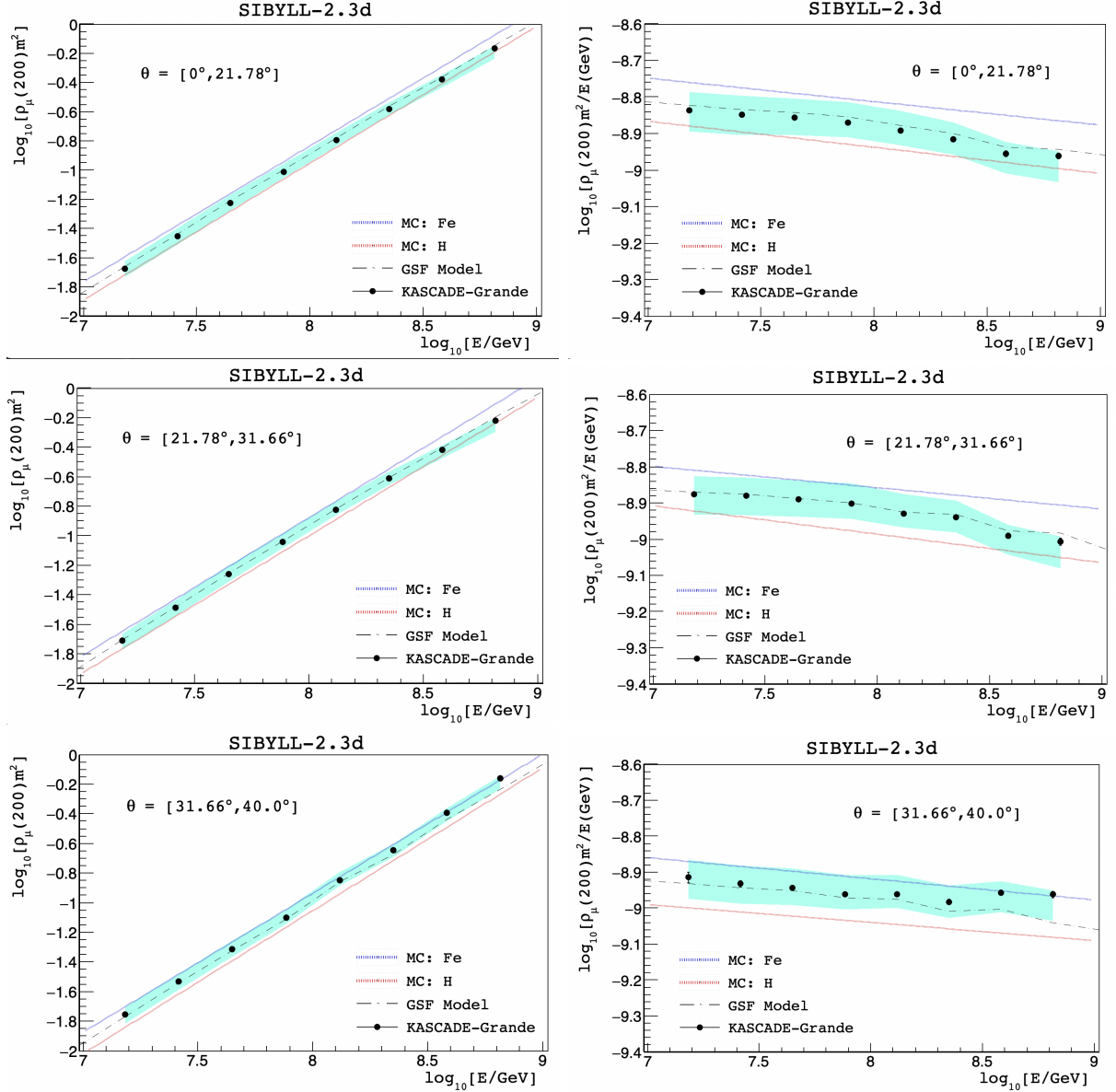


Figura 7.10: Estimaciones experimentales (círculos) y predicciones del modelo SIBYLL 2.3d (líneas) para $\log_{10}[\rho_\mu(200)]$ (paneles izquierdos) y $\log_{10}[\rho_\mu(200)/E]$ (paneles derechos) como función de $\log_{10} E$. Cada columna corresponde a un intervalo de ángulo cenital. En cada gráfico, la línea superior representa las predicciones para Fe, la línea punteada media al modelo de referencia y la línea inferior las predicciones para protones. Las barras de error verticales representan los errores estadísticos, mientras que la banda turquesa, el error sistemático total.

Capítulo 8

Conclusiones

EN el presente trabajo se presentó una estimación de la densidad lateral de muones en cascadas atmosféricas de partículas como función de la energía primaria, utilizando los datos obtenidos por el observatorio KASCADE-Grande, calibrados con la escala de energía del observatorio Pierre Auger, para los intervalos de ángulo cenital: $\theta < 18.19^\circ$, $\theta < 24.25^\circ$ a una distancia radial de $r = 600$ m; y para $\theta = [0.00^\circ, 21.78^\circ]$, $\theta = [21.78^\circ, 31.66^\circ]$ y $\theta = [31.66^\circ, 40.00^\circ]$ para dos distancias radiales $r = 600$ m y $r = 200$ m, de donde se concluye:

- ★ Los modelos de interacción hadrónica post-LHC considerados (QGSJET-II-04, EPOS-LHC y SIBYLL 2.3d) no logran describir de manera consistente las estimaciones de las observaciones hechas por KASCADE-Grande, que fueron calibradas con la escala de energía de Auger, en relación con la densidad de muones a distintas profundidades atmosféricas.
- ★ La tasa de disminución de la densidad de muones en la atmósfera, estimada con KASCADE-Grande, parece ser más lenta de lo que predicen los modelos de interacción hadrónica. Este hallazgo coincide con el estudio realizado por la colaboración KASCADE-Grande sobre la longitud de atenuación efectiva de muones en la atmósfera [115].
- ★ No se observó un exceso de muones como lo reportó la colaboración Auger en la región cercana a los 10^{18} eV [5].
- ★ Para una distancia radial de 600 m, los modelos sólo coinciden con las estimaciones experimentales para ángulos cercanos a $\theta = 40^\circ$. Sin embargo, para eventos verticales, los modelos tienden a sobreestimar las mediciones experimentales calibrados con la escala de energía de Auger, particularmente alrededor de los 10^{18} eV.
- ★ La densidad promedio de muones a una distancia radial de 200 metros estimada con KASCADE-Grande en función de la energía y el ángulo cenital (usando la escala de energía primaria del Auger), muestra un buen acuerdo con las predicciones de los modelos de interacción hadrónica.
- ★ La comparación entre las estimaciones experimentales de este trabajo para $\rho_\mu(600)$ con las reportadas por Haverah Park [12], sugiere una posible discrepancia que podría

depender de la energía de los muones en el punto de producción de los chubascos de partículas.

- ★ El análisis comparativo entre los resultados aquí presentados para $\rho_\mu(600)$ con los obtenidos por IceTop [11] indica un acuerdo entre ambos experimentos. No obstante, es importante considerar que IceTop utiliza una escala de energía diferente a la de KASCADE-Grande, lo que podría afectar la interpretación de estos resultados.
- ★ Aunque el estudio es preliminar, parece indicar que existen diferencias en los espectros de energía en el punto de producción y/o en las distribuciones laterales de los muones entre los resultados experimentales y las simulaciones, como se propuso en [103, 104].

Trabajo futuro

Para tener una investigación más completa, se pretende realizar el siguiente trabajo de manera posterior:

- ★ Añadir otros errores sistemáticos, como el debido a la incertidumbre en la pendiente de la función de distribución lateral, usada para calcular la densidad radial.
- ★ Optimizar el ajuste χ^2 para la distancia radial $r = 200$ m.
- ★ Analizar la densidad de muones con los mismos intervalos de ángulo cenital a diferentes distancias radiales, indagando aún más en la dependencia de la anomalía.

Apéndice

Apéndice A

Programas desarrollados para el análisis de datos

A.1. Método de minimización

El siguiente código ejecuta la minimización χ^2 usando MINUIT en ROOT [102]:

```
1  const int numParameters = 4;
2  const int numBins = 14;
3  Float_t minBins = -2.25;
4  Float_t maxBins = 0.5;
5
6  Float_t Sizmg_this;
7  Float_t Weight_this;
8  Float_t Trep_this;
9  Float_t rho, rhoprime;
10 Float_t rho2;
11 Int_t nevents;
12
13 Float_t a0 = 0.0;
14 Float_t a1 = 0.0;
15 Float_t a2 = 0.0;
16 Float_t a3 = 0.0;
17
18
19 TFile *file = TFile::Open("CortesHaverahPark.root","READ");
20 TH1D *histoEXP = new TH1D("Histo_EXP", "Densidad Muones EXP", numBins, minBins, maxBins);
21 TH1D* histoMC = new TH1D("Histo_MC", "Densidad Muones MC", numBins, minBins, maxBins);
22
23
24 void inihistoMC(Double_t *par) {
25
26     TTree *data = (TTree*)file->Get("EPOSLHC_All");
27
28     data->SetBranchAddress("WeightZE",& Weight_this);
29     data->SetBranchAddress("Trep",&Trep_this);
30     data->SetBranchAddress("Rho",&rho);
31
32
33     nevents = data->GetEntries();
34     histoMC->Reset();
35
36
37     for(Long64_t i = 0; i<nevents;i++){
38
39         data->GetEntry(i);
40     }
```

```

41     if(log10(Trep_this)<=8.0){
42         rhoprma = log10(rho) + par[0] + par[1]*(log10(Trep_this)-8.0) + par[2]*(log10(Trep_this)
43         -8.0)*(log10(Trep_this)-8.0);
44     }else{
45         rhoprma = log10(rho) + par[0] + par[1]*(log10(Trep_this)-8.0) + par[3]*(log10(Trep_this)
46         -8.0)*(log10(Trep_this)-8.0);
47     }
48     histoMC->Fill(log10(TMath::Power(10,rhoprma)) ,Weight_this);
49 }
50 }
51
52 void chiSquareFunction(int &npar, double *gin, double &f, double *par, int iflag) {
53     f = 0.0;
54     double model;
55     inihistoMC(par);
56     double residual;
57     double x, y, error, errormc;
58
59     for (int i = 1; i <= numBins; ++i) {
60         x = histoEXP->GetBinCenter(i);
61         y = histoEXP->GetBinContent(i);
62         error = histoEXP->GetBinError(i);
63         model = histoMC->GetBinContent(i);
64         errormc = histoMC->GetBinError(i);
65
66         if(x>-1.7&&y>0&&model>0){
67             residual = (y - model) / errormc;
68             f += residual * residual;
69         }
70     }
71 }
72
73 int chi2() {
74
75     TTree *data2 = (TTree*)file->Get("EXP");
76     data2->SetBranchAddress("Rho",&rho2);
77
78     for(Long64_t i = 0; i< data2->GetEntries();i++){
79
80         data2->GetEntry(i);
81         histoEXP->Fill(log10(rho2));
82
83     }
84
85     histoMC->Sumw2();
86
87
88     TMinuit *minuit = new TMinuit(numParameters);
89     minuit->SetFCN(chiSquareFunction);
90     minuit -> SetErrorDef(1);
91     minuit->SetMaxIterations(50000);
92
93
94     minuit->DefineParameter(0, "a0", a0, 0.1, -0.3, 0.3);
95     minuit->DefineParameter(1, "a1", a1, 0.1, -0.3, 0.3);
96     minuit->DefineParameter(2, "a2", a2, 0.1, -0.3, 0.3);
97     minuit->DefineParameter(3, "a3", a3, 0.1, -0.3, 0.3);
98
99
100     minuit->Migrad();
101     minuit->mnmnos();
102     minuit->Migrad();
103     minuit->Migrad();
104     minuit->Migrad();
105
106     double fitParameters[numParameters];
107     double errors[numParameters];

```

```

108 minuit->GetParameter(0, fitParameters[0], errors[0]);
109 minuit->GetParameter(1, fitParameters[1], errors[1]);
110 minuit->GetParameter(2, fitParameters[2], errors[2]);
111 minuit->GetParameter(3, fitParameters[3], errors[3]);
112
113
114 cout << "Resultado del ajuste:" << std::endl;
115 cout << "Float_t " << "a0 = " << fitParameters[0] << ";" << endl;
116 cout << "Float_t " << "a1 = " << fitParameters[1] << ";" << endl;
117 cout << "Float_t " << "a2 = " << fitParameters[2] << ";" << endl;
118 cout << "Float_t " << "a3 = " << fitParameters[3] << ";" << endl;
119
120 cout << "error0 = " << errors[0] << endl;
121 cout << "error1 = " << errors[1] << endl;
122 cout << "error2 = " << errors[2] << endl;
123 cout << "error3 = " << errors[3] << endl;
124
125 histoEXP->SetMarkerStyle(29);
126 histoEXP->SetMarkerSize(1.5);
127 histoEXP->SetTitle("zzz");
128 histoEXP->GetXaxis()->SetTitle("\\log_{10} (\\rho_{\\mu} (600) \\text{m} ^{2} )");
129 histoEXP->GetYaxis()->SetTitle("Eventos");
130
131 inihistoMC(fitParameters);
132 histoEXP->SetStats(0);
133 histoEXP->Draw("PERROR");
134
135 TLegend *leyenda = new TLegend(0.65, 0.65, 0.88, 0.88);
136 leyenda->AddEntry(histoMC, "Ajuste");
137 leyenda->AddEntry(histoEXP, "KASCADE-Grande");
138 leyenda->SetLineWidth(0);
139
140
141 leyenda->Draw("SAME");
142 histoMC->SetLineColor(kRed);
143 histoEXP->SetLineColor(kBlack);
144 histoMC->Draw("LSAME");
145
146 histoEXP->Delete();
147 histoMC->Delete();
148
149 return 0;
150 }
151

```

A.2. Semillas para la minimización

El siguiente código calcula semillas aleatorias para los parámetros a_i en un intervalo de $[-0.2, 0.2]$, estos posteriormente son colocados en las variables iniciales que toma MINUIT para proceder con el ajuste.

```

1 {
2   auto start_time = std::chrono::high_resolution_clock::now();
3   cout << "Iniciando programa :: random seed ::" << endl;
4
5   const int numBins = 14;
6   Float_t minBins = -2.25;
7   Float_t maxBins = 0.5;
8   Double_t r1, r2, r3, r4;
9   Int_t nevents;

```

```

10 Float_t f, rho2, chi2;
11 Double_t model;
12 Double_t residual;
13 Float_t rho_this, Weight_this, Trep_this;
14 Double_t x, y, error;
15 Int_t m = 0;
16 const Int_t n = 50000;
17 Float_t chi_min, a0min, almin, a2min, a3min, chi_aux, rhoprime;
18
19 chi_min = 10000;
20
21 TRandom *rand = new TRandom2(0);
22
23 TFile *file1 = TFile::Open("CortesHaverahPark.root","READ");
24 TH1D* histoMC = new TH1D("Histo_MC", "Densidad Muones", numBins, minBins, maxBins);
25 TH1D *histoEXP = new TH1D("Histo_EXP", "Densidad Muones EXP", numBins, minBins, maxBins);
26 histoMC->Sumw2();
27
28
29 TTree *data2 = (TTree*)file1->Get("EXP");
30 data2->SetBranchAddress("Rho",&rho2);
31
32 for(Long64_t k = 0; k< data2->GetEntries();k++){
33
34     data2->GetEntry(k);
35     histoEXP->Fill(log10(rho2));
36
37 }
38
39 string nombreArbol[15] = {"QGSJETII04_All", "EPOS_LHC_All", "SIBYLL23d_All", "QGSJETII04_Fe", "
    EPOS_LHC_Fe", "SIBYLL23d_Fe", "QGSJETII04_H", "EPOS_LHC_H", "SIBYLL23d_H", "QGSJETII04_Max",
    "EPOS_LHC_Max", "SIBYLL23d_Max", "QGSJETII04_Min", "EPOS_LHC_Min", "SIBYLL23d_Min"};
40
41
42 for(int k = 0; k < 1; k++){
43     chi_min = 100000;
44
45     TString arbol(nombreArbol[k]);
46     TTree *data = (TTree*)file1->Get(arbol);
47     data->SetBranchAddress("WeightZE",&Weight_this);
48     data->SetBranchAddress("Trep",&Trep_this);
49     data->SetBranchAddress("Rho",&rho_this);
50     nevents = data->GetEntries();
51
52
53     for(Int_t l = 1; l < n; l++){
54
55         f = 0.0;
56
57         r1 = 0.2 * (2.0 * rand->Rndm() - 1.0);
58         r2 = 0.2 * (2.0 * rand->Rndm() - 1.0);
59         r3 = 0.2 * (2.0 * rand->Rndm() - 1.0);
60         r4 = 0.2 * (2.0 * rand->Rndm() - 1.0);
61
62         histoMC->Reset();
63
64         for(Int_t k = 0; k < nevents; k++){
65             data->GetEntry(k);
66
67             if(log10(Trep_this)<=8.0){
68                 rhoprime = log10(rho_this) + r1 + r2*(log10(Trep_this)-8.0) + r3*(log10(
Trep_this)-8.0)*(log10(Trep_this)-8.0);
69             }else{
70                 rhoprime = log10(rho_this) + r1 + r2*(log10(Trep_this)-8.0) + r4*(log10(
Trep_this)-8.0)*(log10(Trep_this)-8.0);
71             }
72
73             histoMC->Fill(log10(TMath::Power(10,rhoprime)),Weight_this);
74         }

```

```

75
76
77     for (int i = 1; i <= numBins; ++i) {
78
79         x = histoEXP->GetBinCenter(i);
80         y = histoEXP->GetBinContent(i);
81         error = histoMC->GetBinError(i);
82         model = histoMC->GetBinContent(i);
83
84         if(y>0&&model>0&&x>-1.7){
85             residual = (y - model) / error;
86             f += residual * residual;
87         }
88
89     }
90
91
92     if(chi_min > f){
93
94         chi_min = f;
95         a0min = r1;
96         almin = r2;
97         a2min = r3;
98         a3min = r6;
99     }
100
101 }
102
103 cout << ":::::::::::::::::::::::::: " << arbol << " ::::::::::::::::::::::::::::" << endl;
104 cout << "chi minima: " << chi_min << endl;
105 cout << "Float_t a0 = " << a0min << ";" << endl;
106 cout << "Float_t a1 = " << almin << ";" << endl;
107 cout << "Float_t a2 = " << a2min << ";" << endl;
108 cout << "Float_t a3 = " << a3min << ";" << endl;
109
110 }
111
112 auto end_time = std::chrono::high_resolution_clock::now();
113 std::chrono::duration<double> elapsed_time = end_time - start_time;
114 std::cout << "Tiempo total: " << elapsed_time.count()/60.0<< " minutos" << std::endl;
115 file1->Close();
116 }

```

Apéndice B

Resultados del ajuste

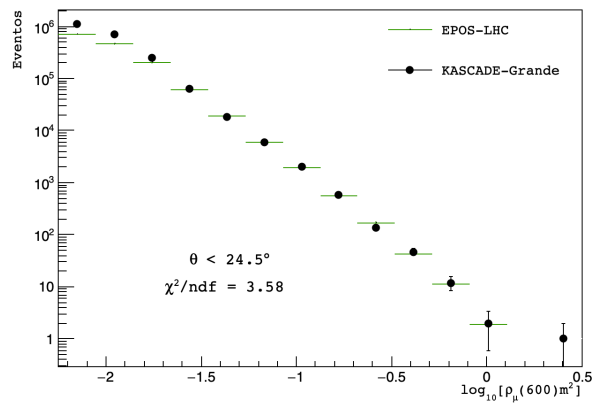
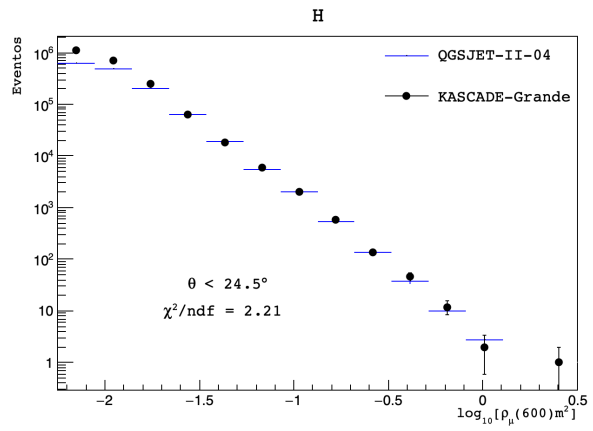
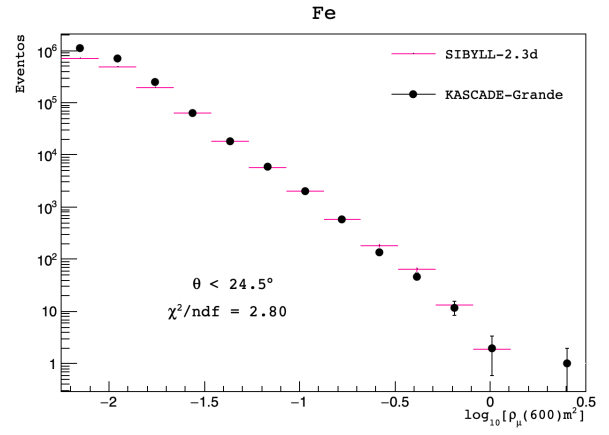
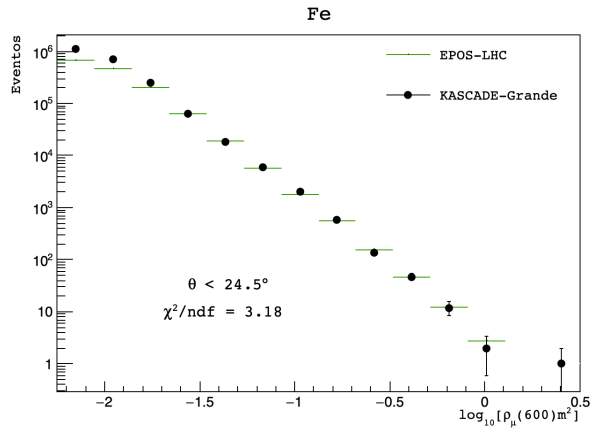
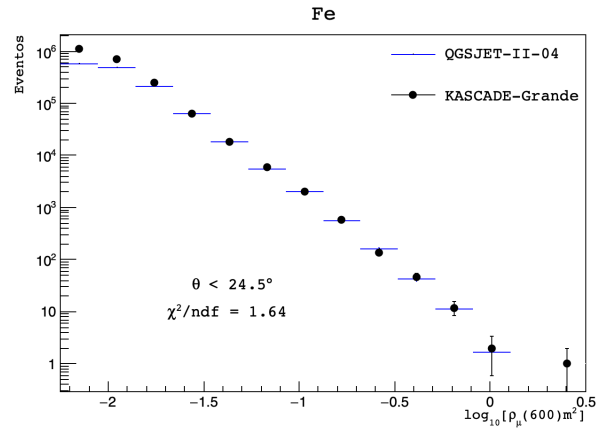
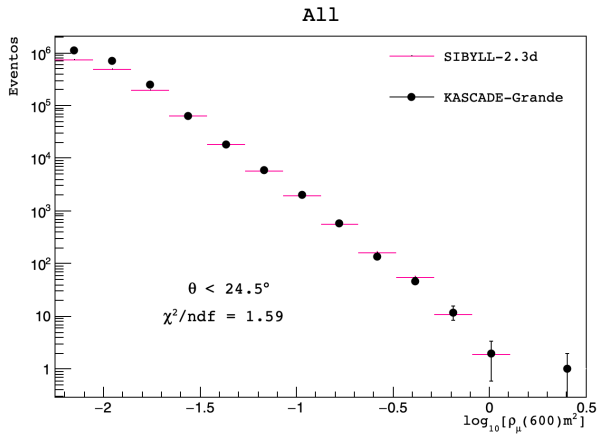
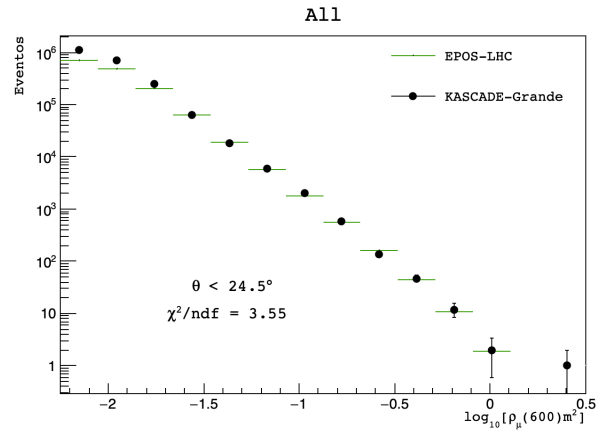
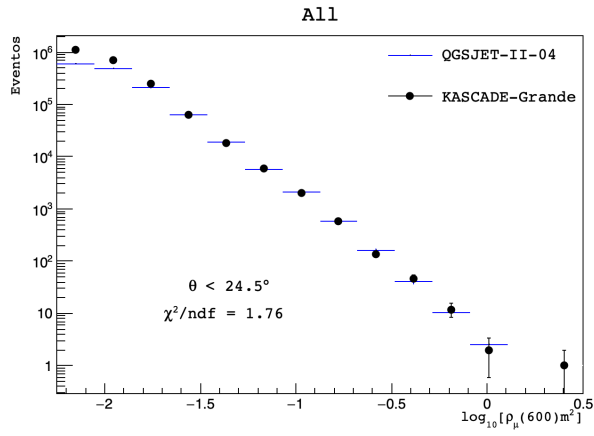
En este apartado se muestran los resultados de los histogramas con el mejor ajuste para la minimización de χ^2 , dado por:

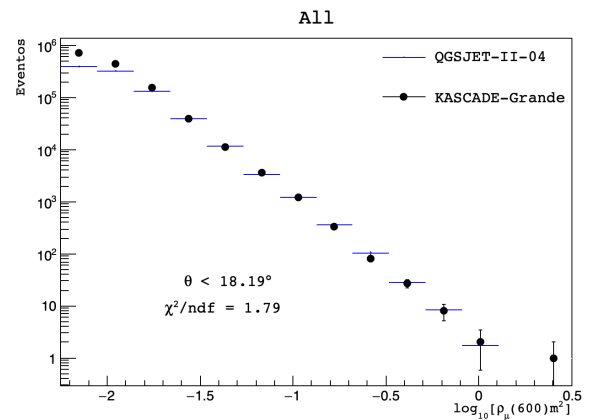
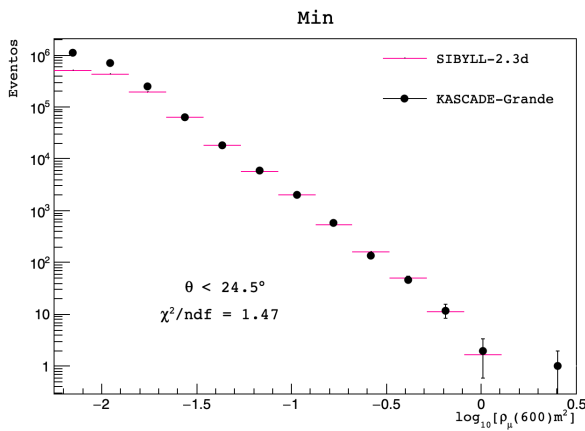
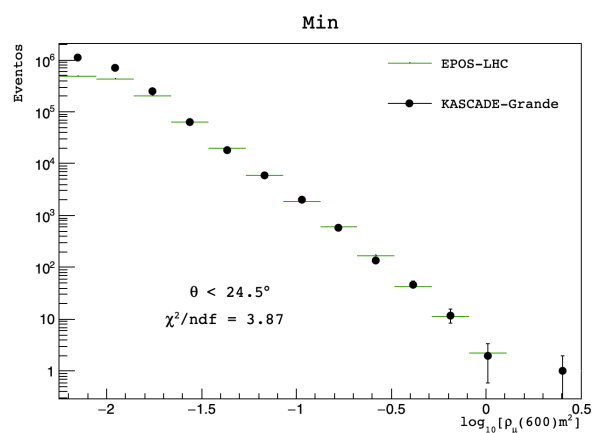
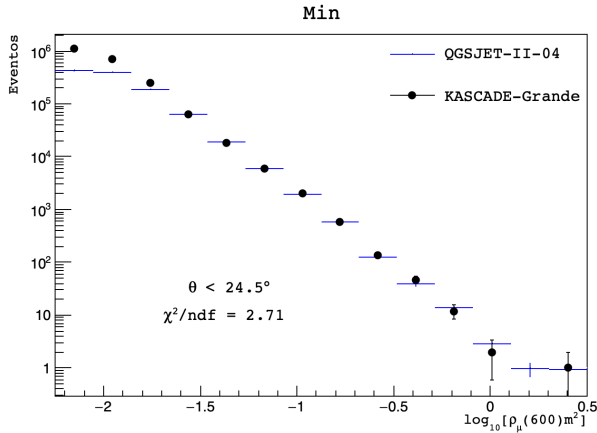
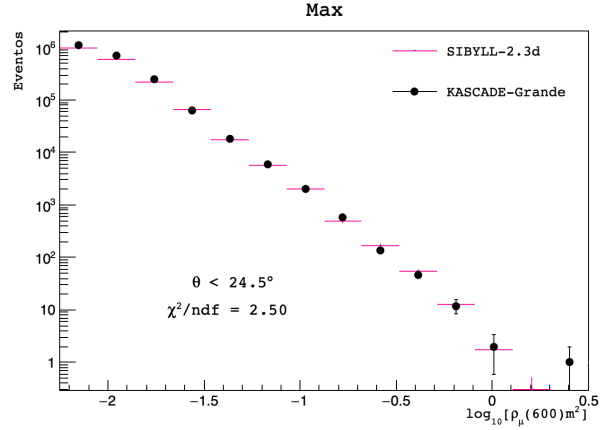
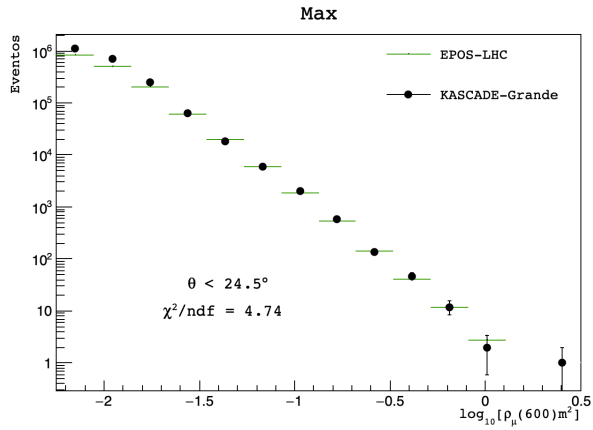
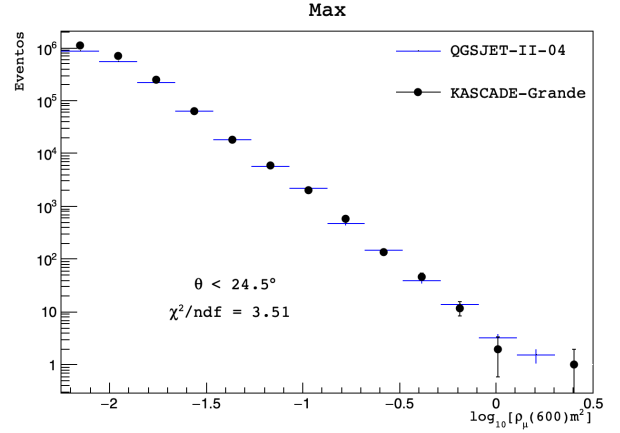
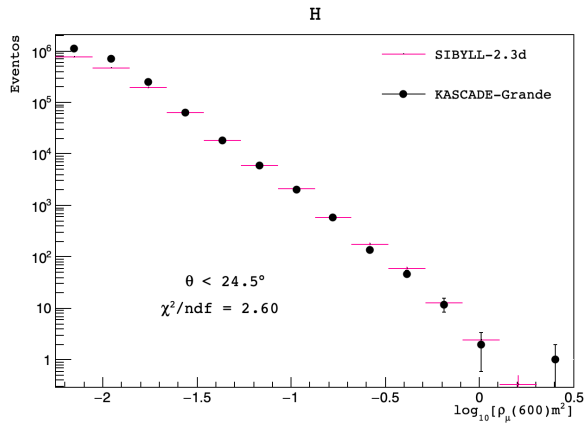
$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \left(\frac{N_{exp,i} - N_{MC,i}}{\sigma_{MC,i}} \right)^2 \quad (\text{B.1})$$

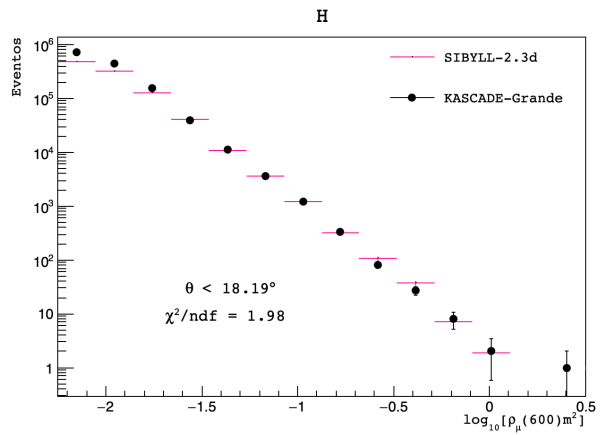
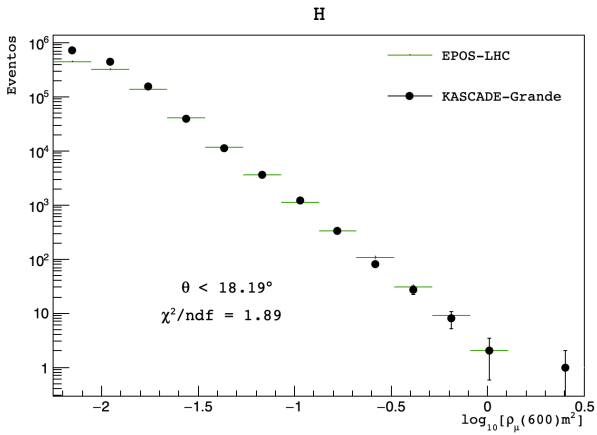
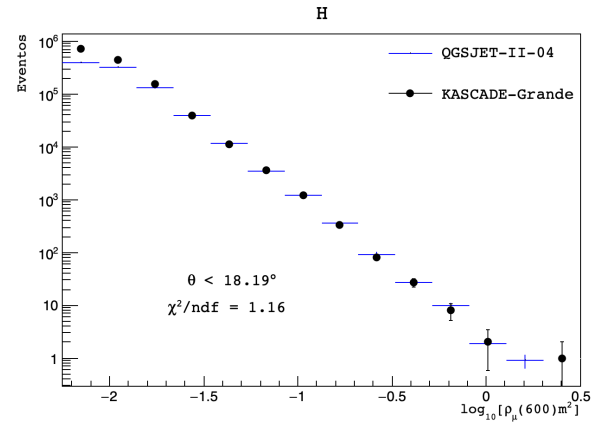
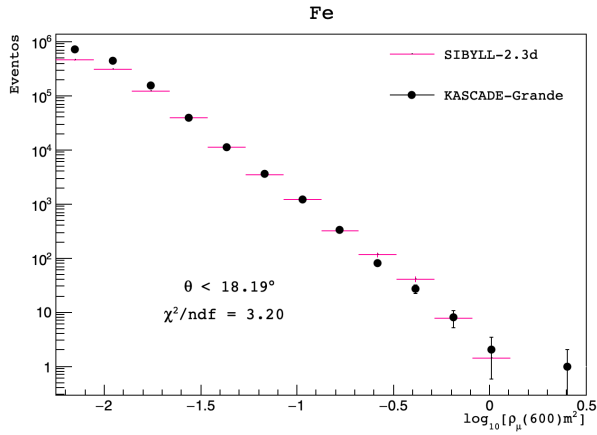
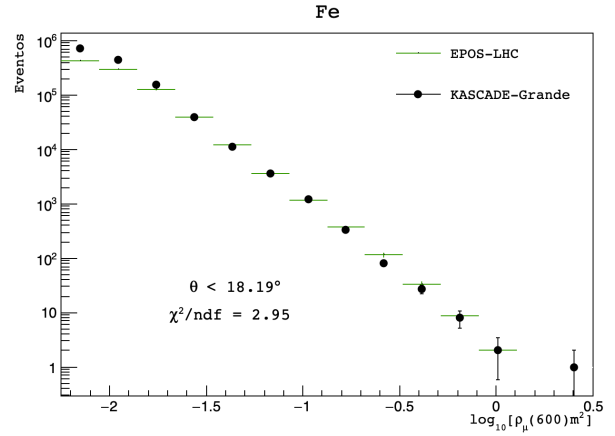
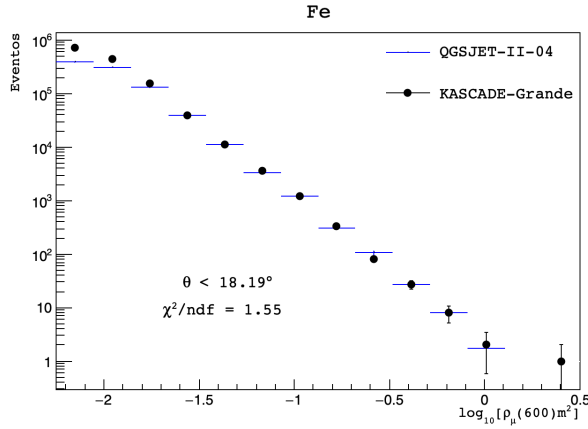
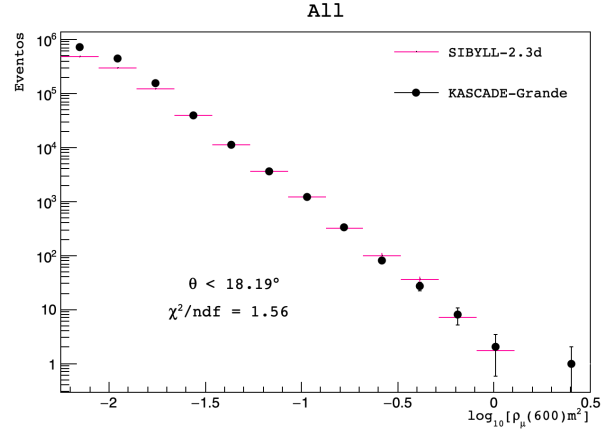
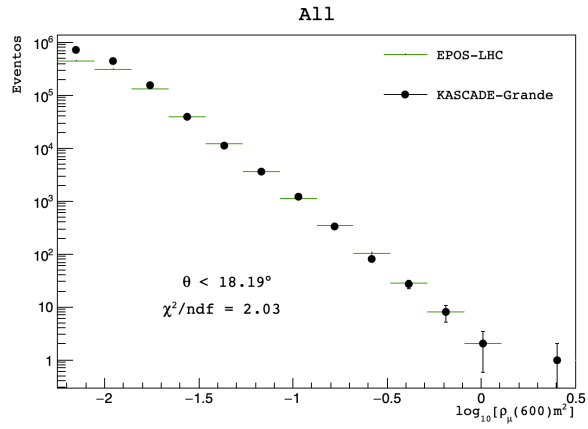
donde $N_{exp,i}$ es el número de eventos experimentales en el i -ésimo bin del histograma, $N_{MC,i}$ el número de eventos esperados en el mismo bin, mientras que $\sigma_{MC,i}$ es la incertidumbre estadística en el i -ésimo bin para la simulación Monte Carlo, calculado mediante la raíz cuadrada de la suma de los pesos al cuadrado y $m = 14$ el número de bins en los histogramas. El desplazamiento aplicado a $\log_{10} \rho_\mu$ fue parametrizado por:

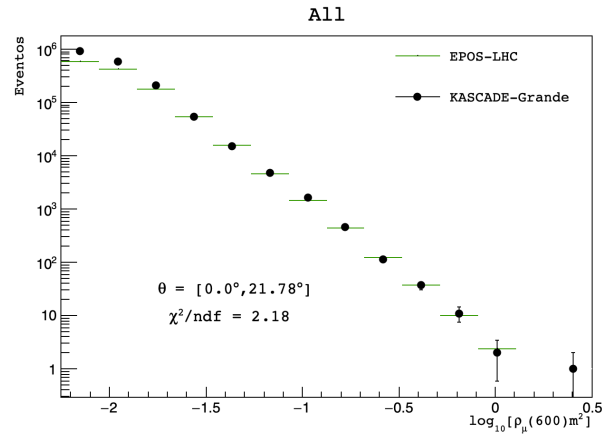
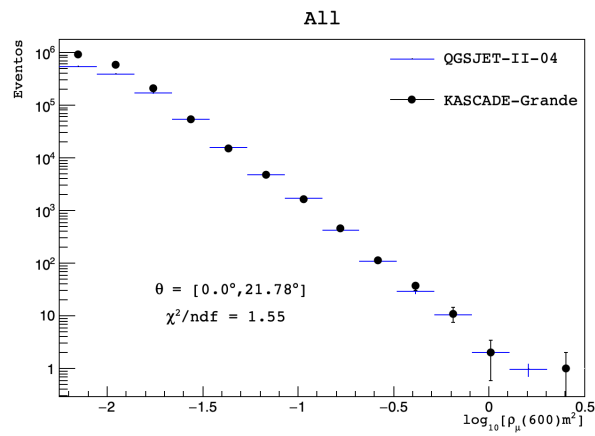
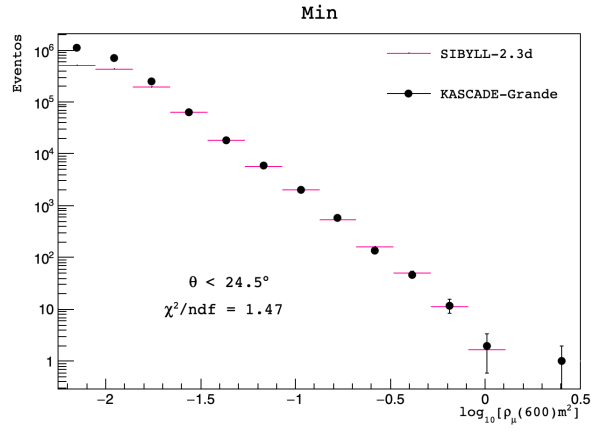
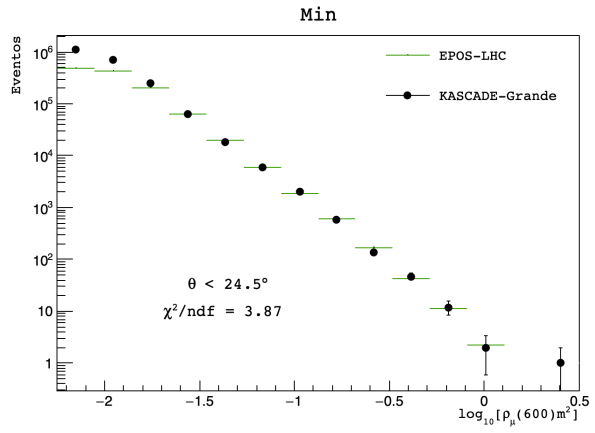
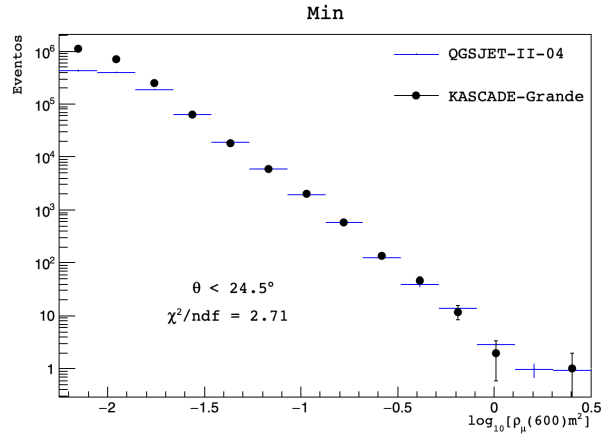
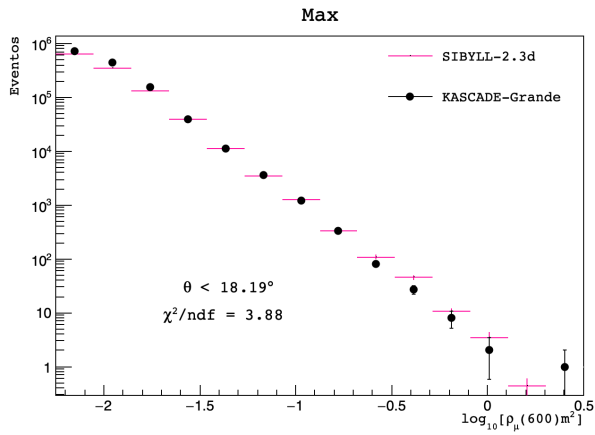
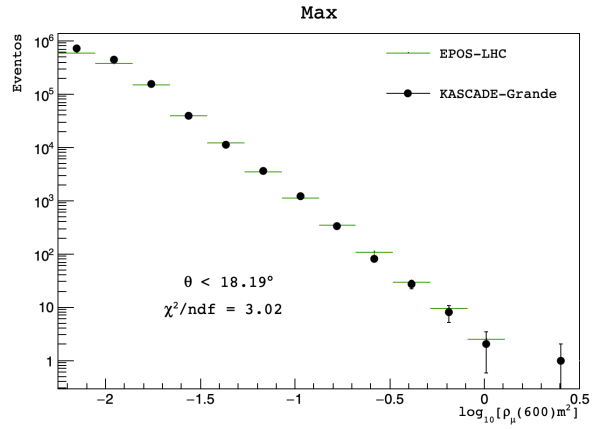
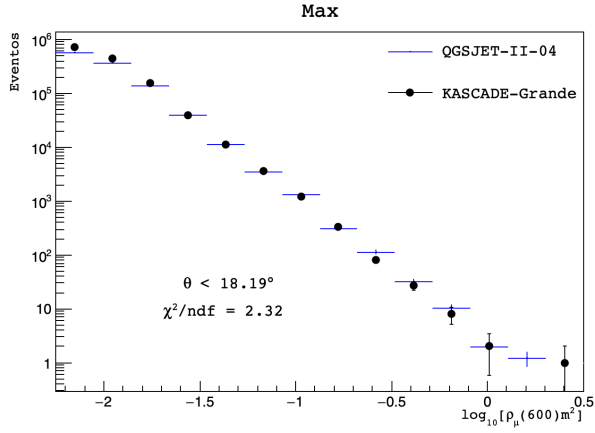
$$\delta_\mu(E) = \begin{cases} a_0 + a_1 \cdot (\log_{10} E - 8.0) + a_2 \cdot (\log_{10} E - 8.0)^2 & \text{si } \log_{10} E \leq 8.0, \\ a_0 + a_1 \cdot (\log_{10} E - 8.0) + a_3 \cdot (\log_{10} E - 8.0)^2 & \text{si } \log_{10} E > 8.0, \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

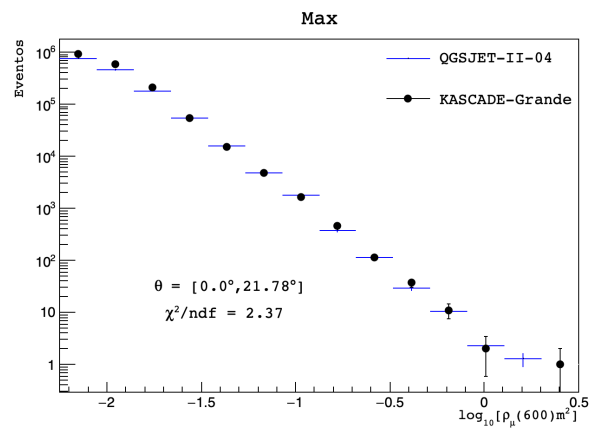
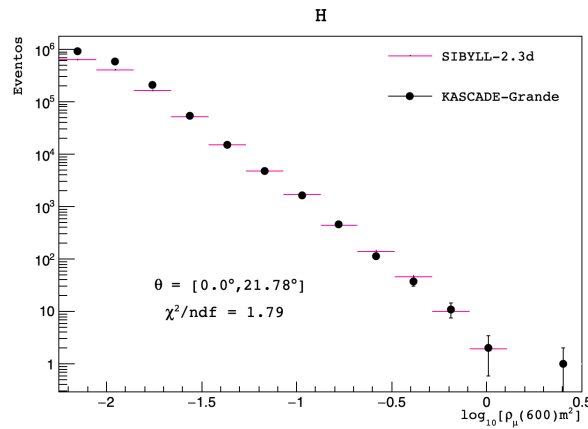
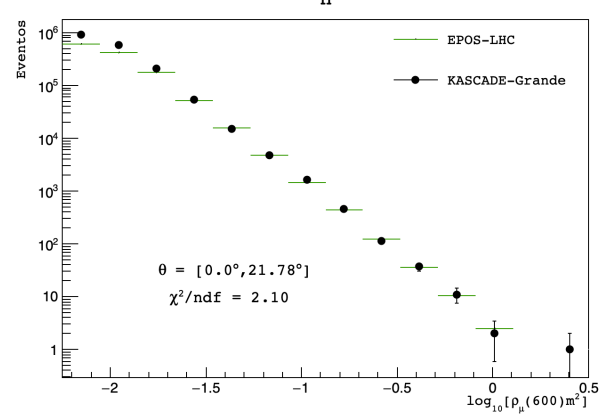
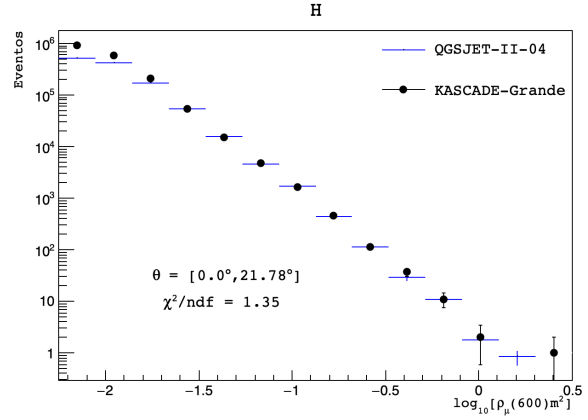
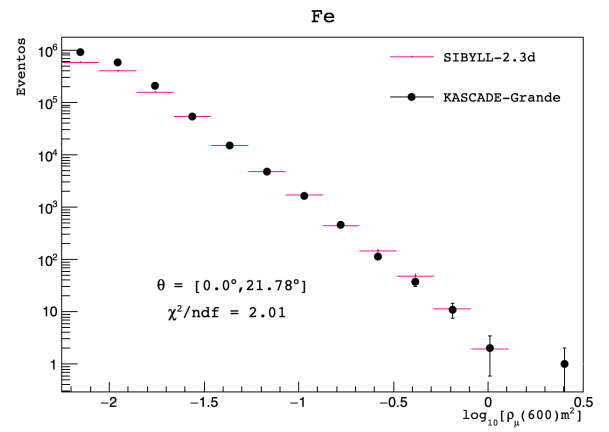
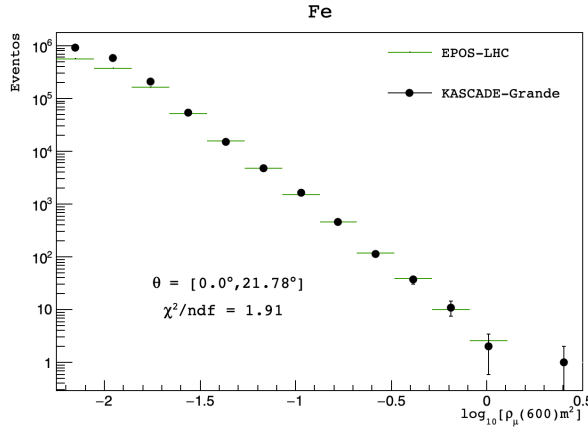
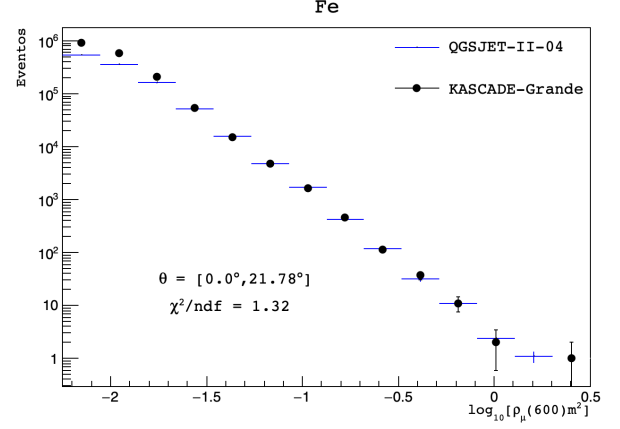
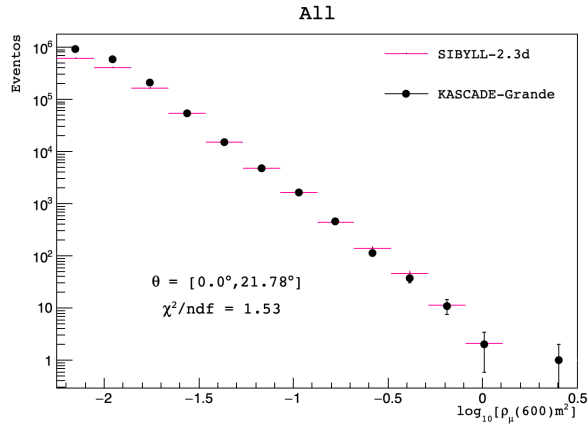
La etiqueta All se refiere al ajuste central, mientras que las restantes (Fe, H, Max y Min) hacen alusión a los errores sistemáticos y se describen en la Tabla 6.2. Cada panel muestra el modelo de interacción hadrónica e intervalo de ángulo cenital considerado.

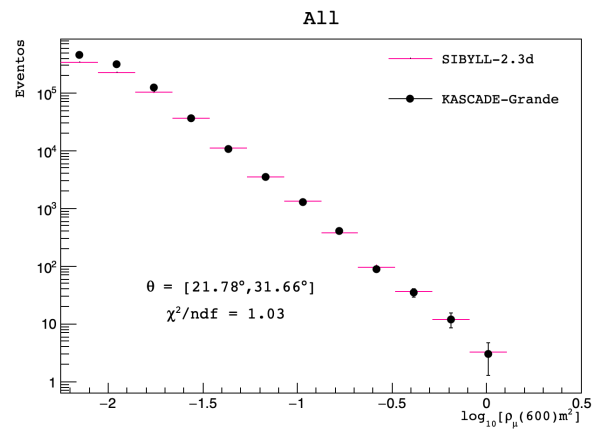
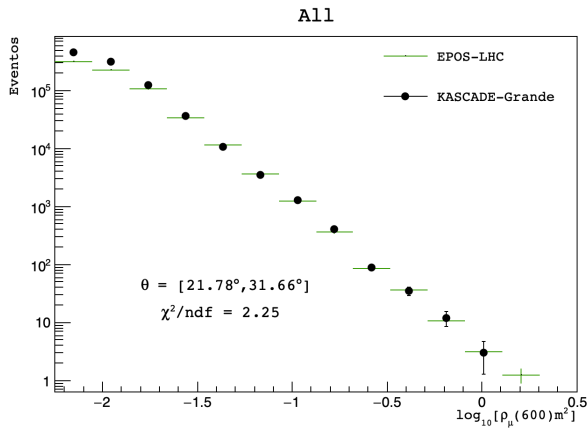
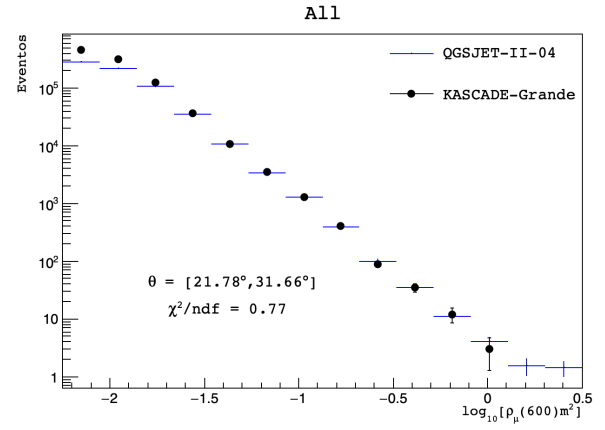
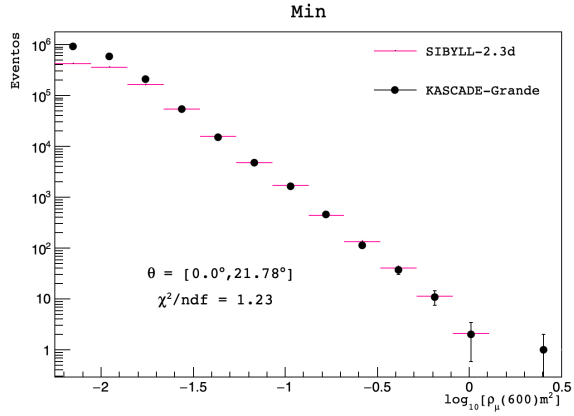
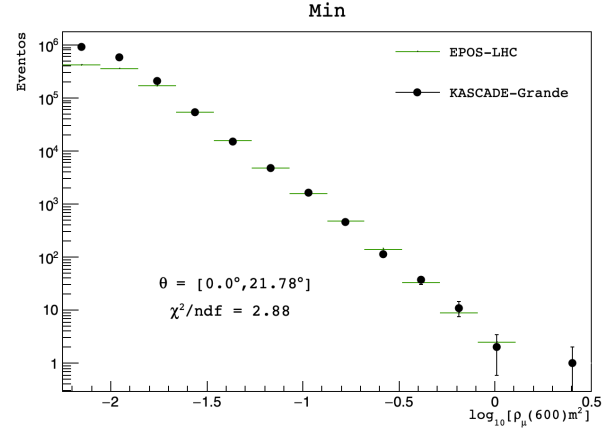
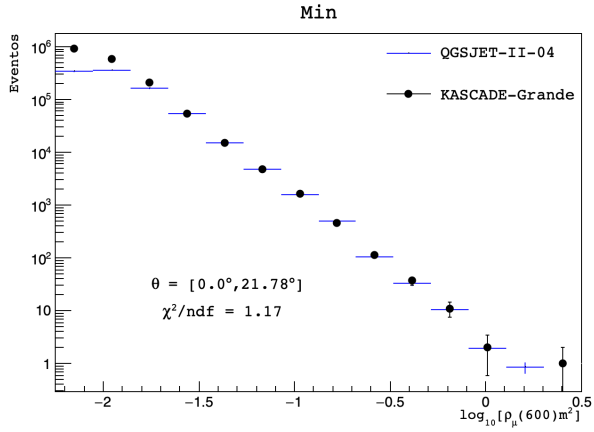
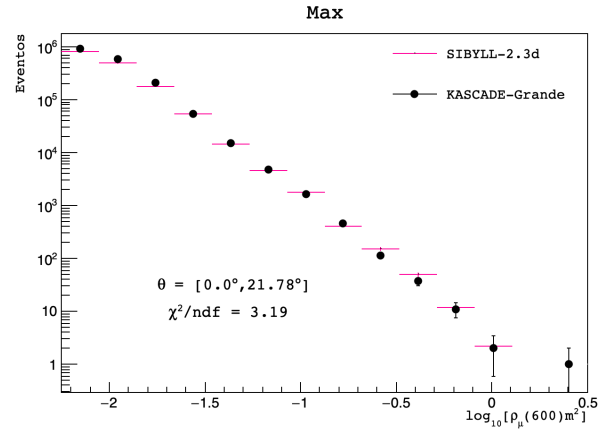
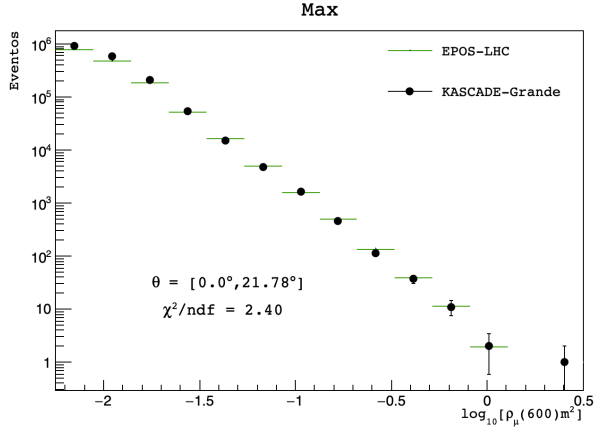


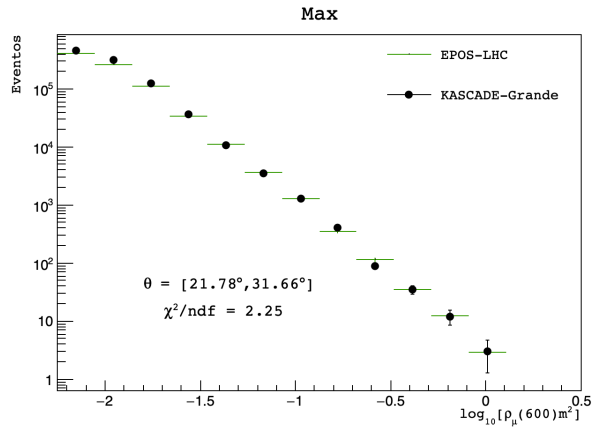
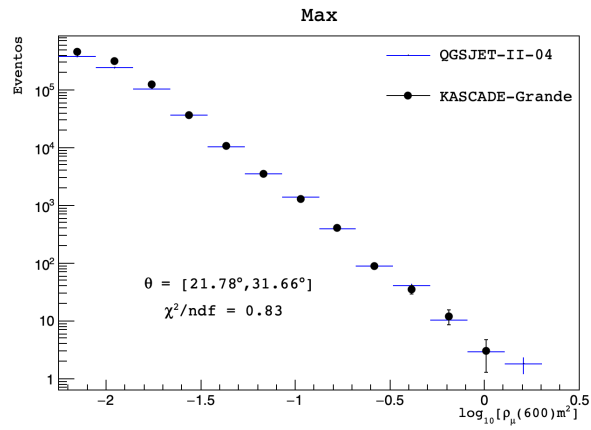
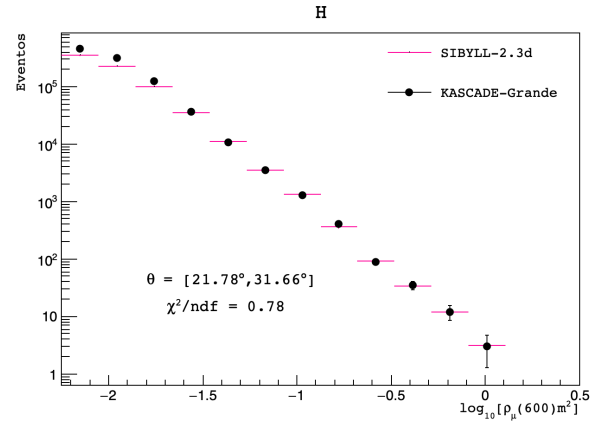
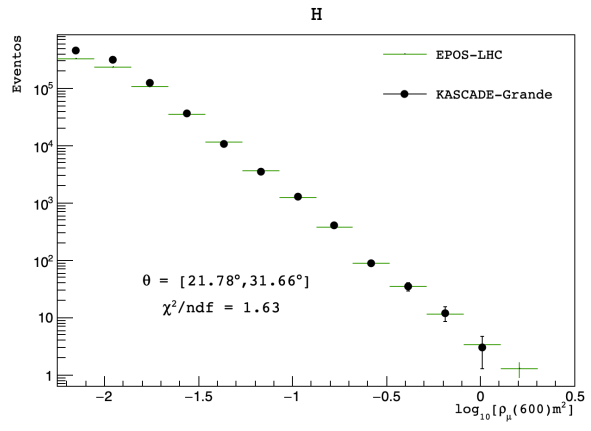
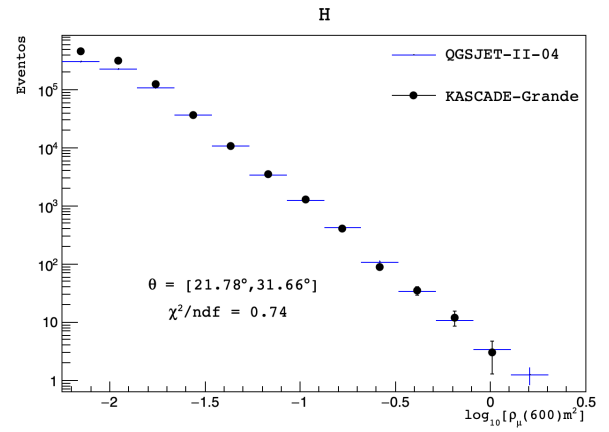
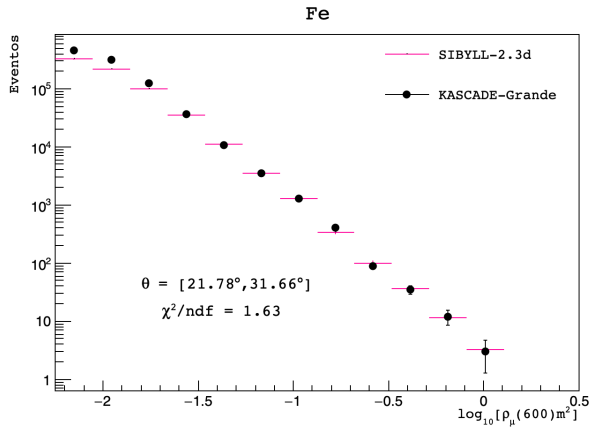
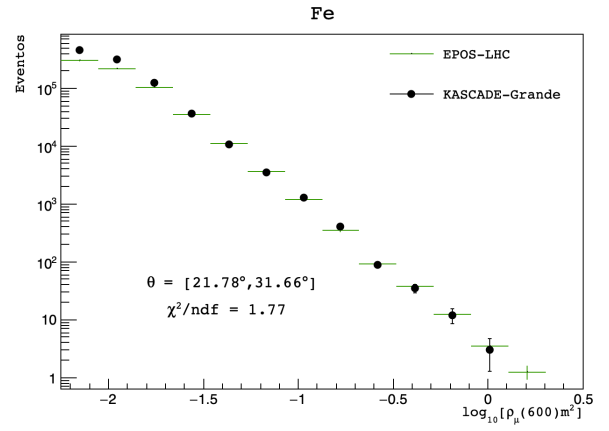
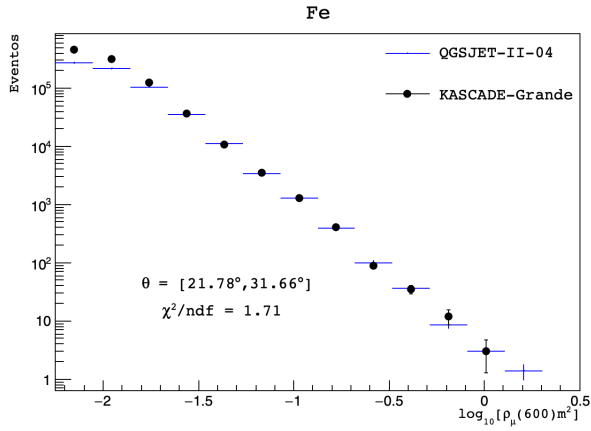


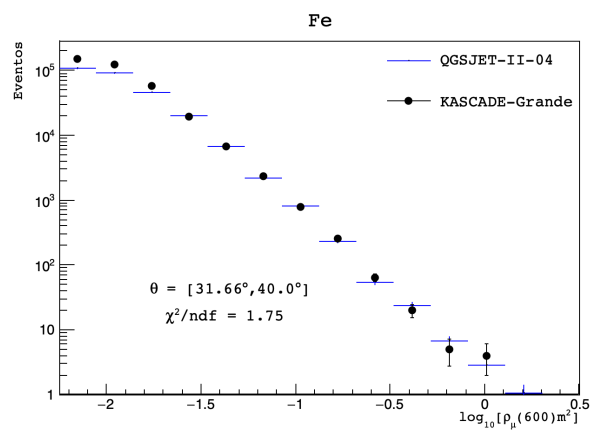
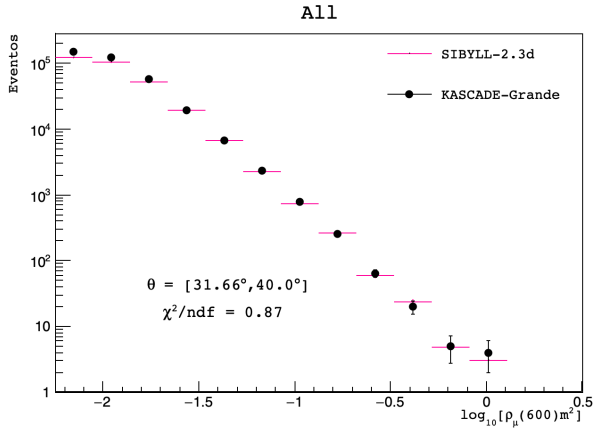
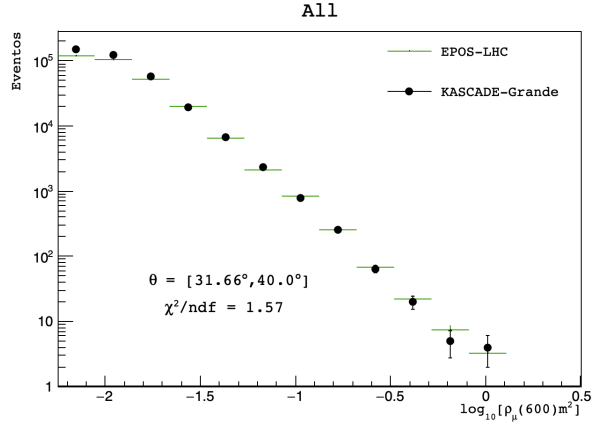
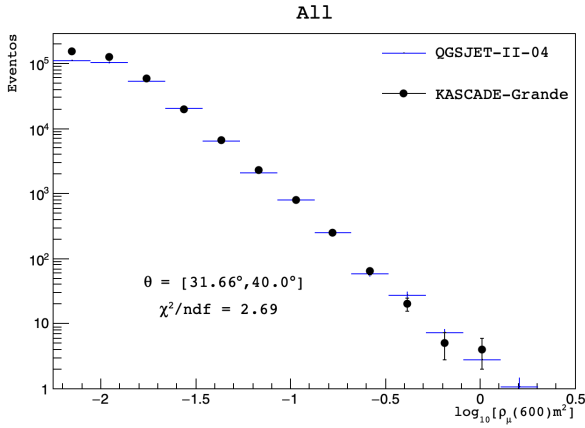
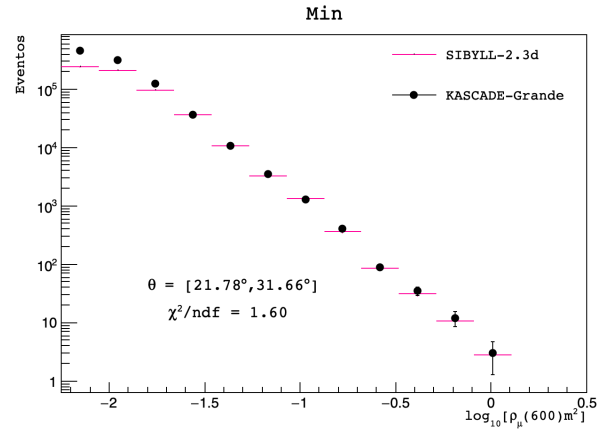
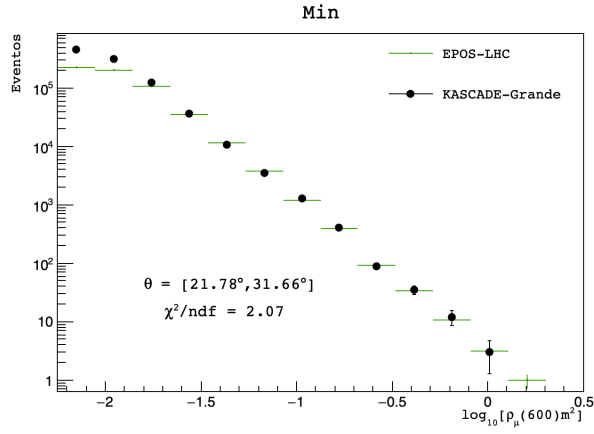
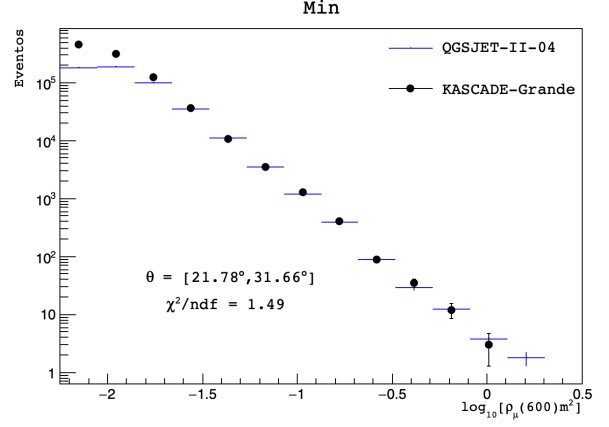
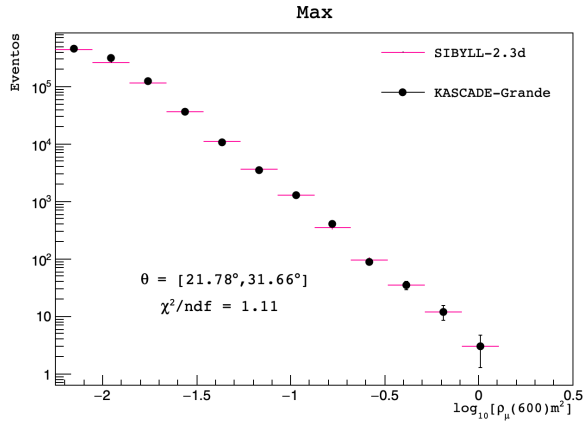


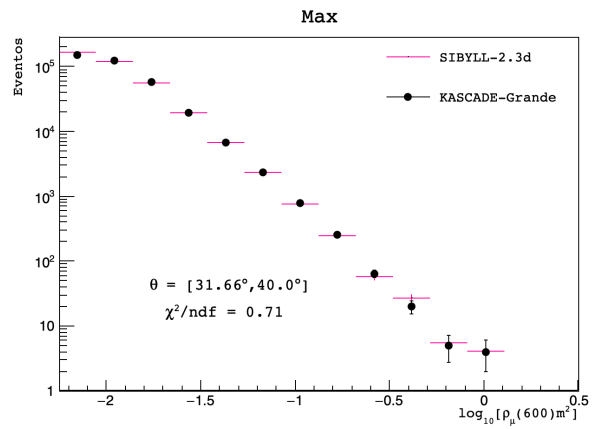
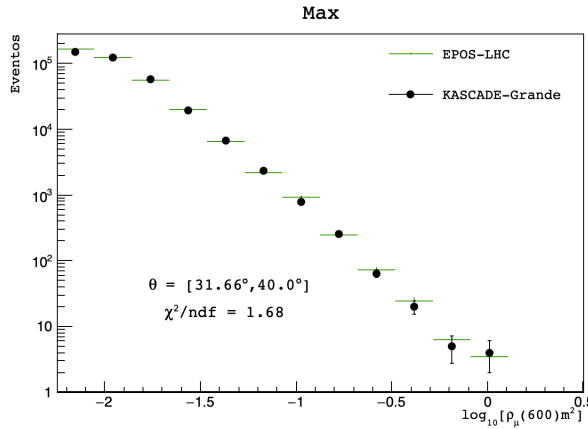
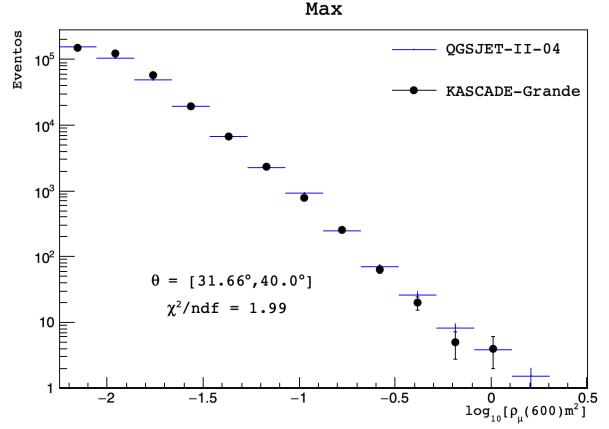
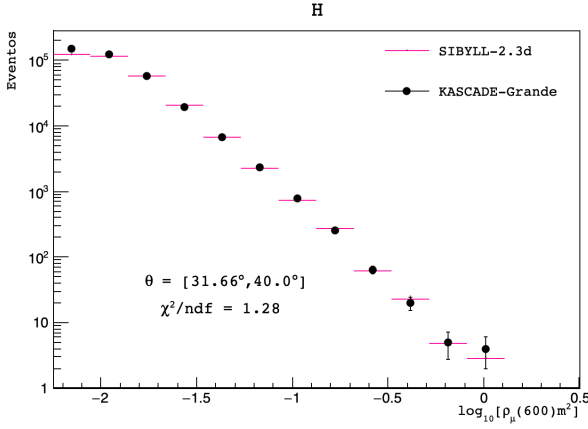
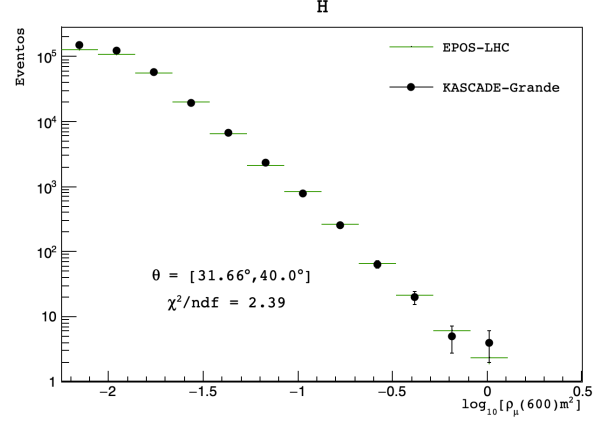
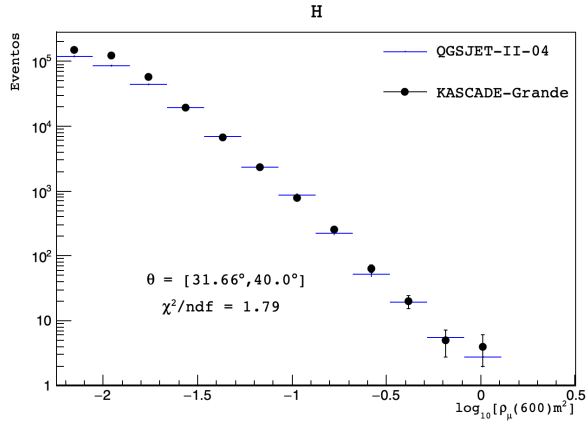
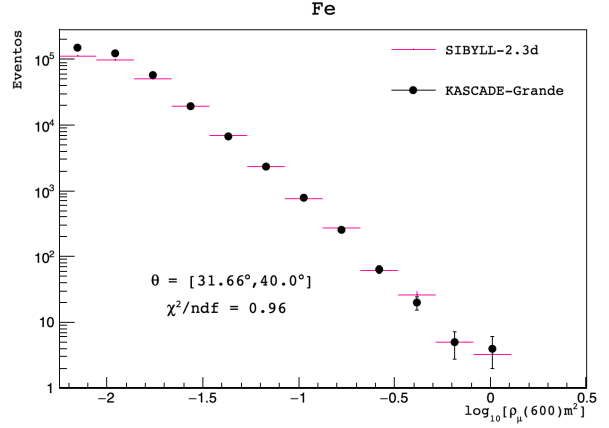
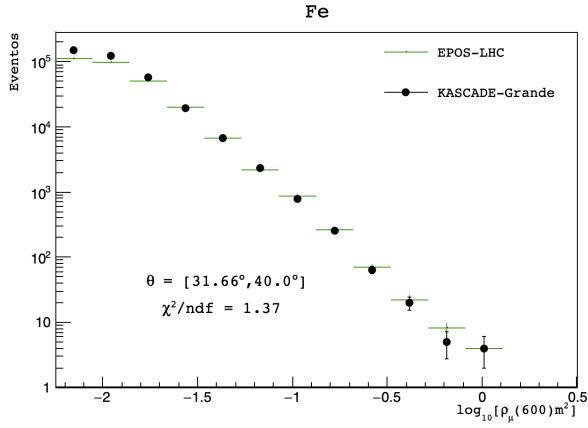


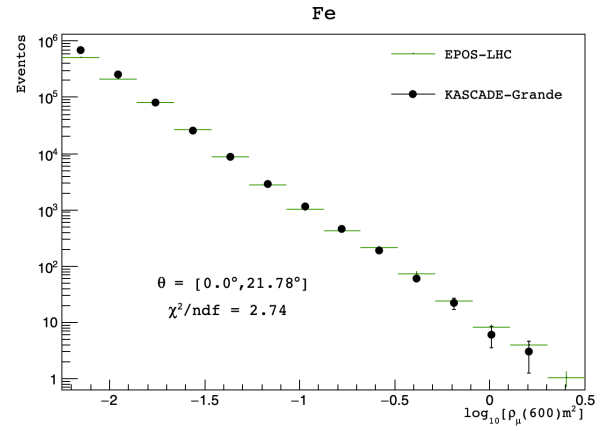
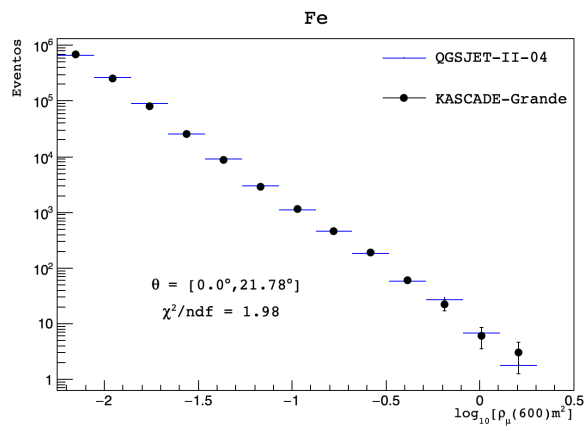
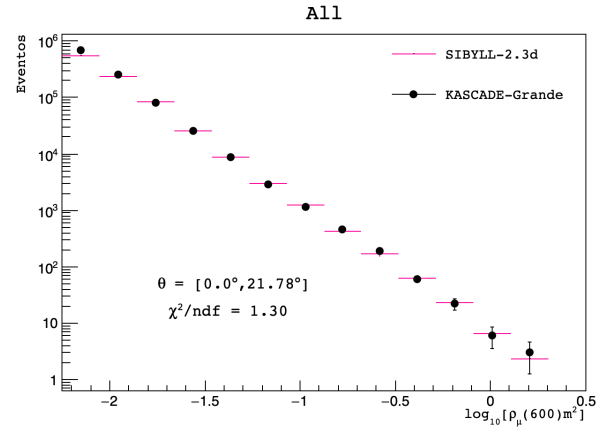
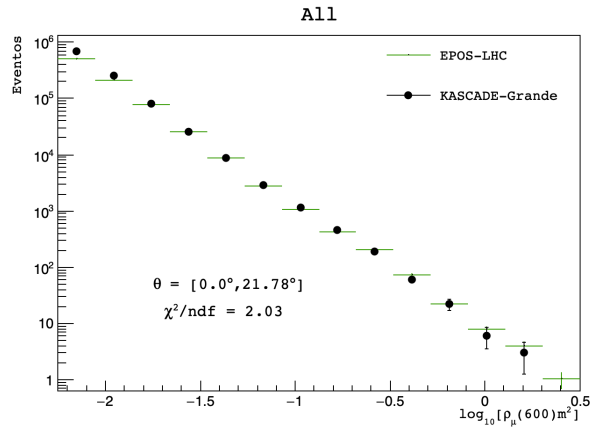
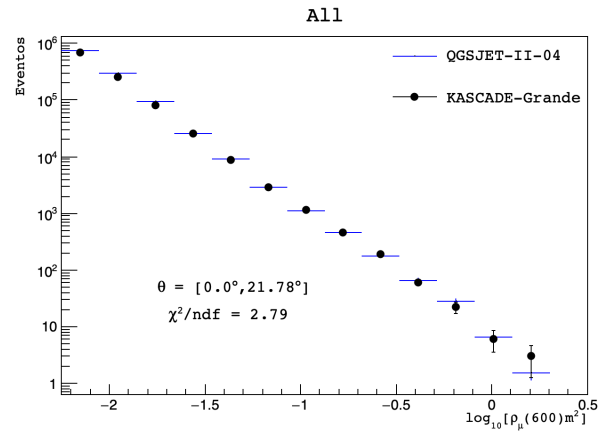
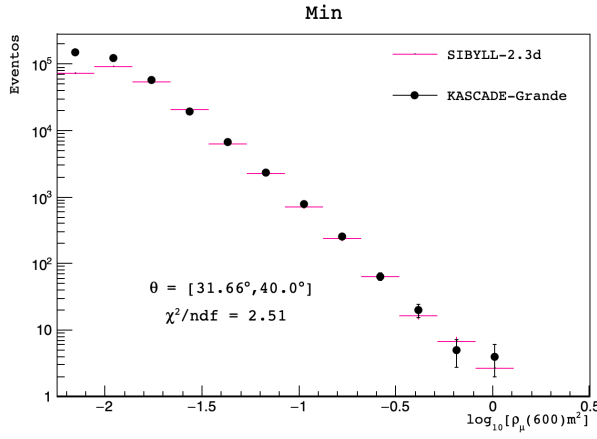
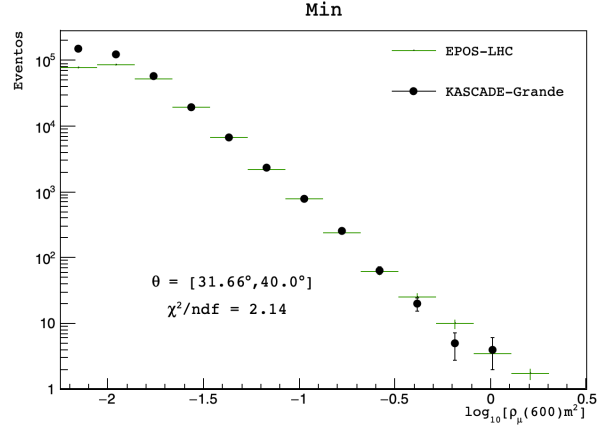
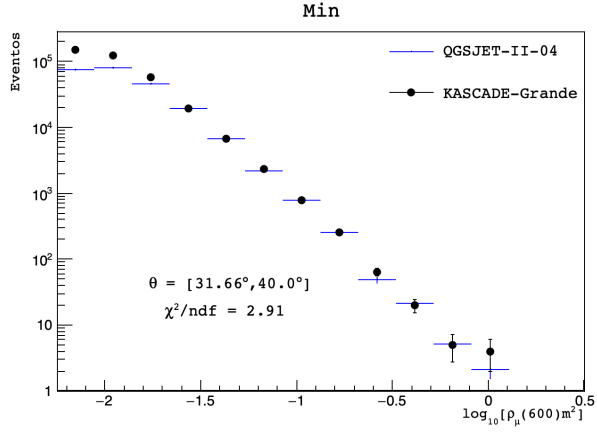


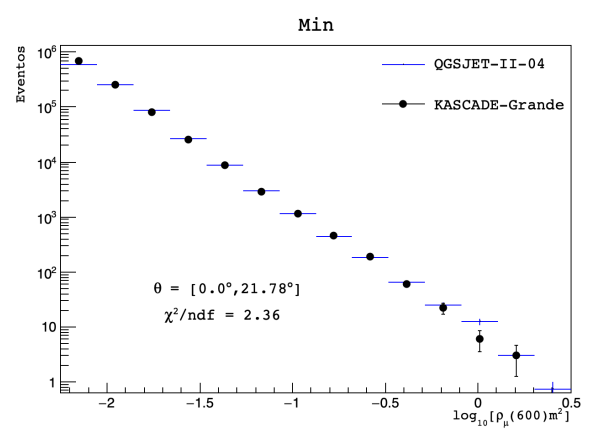
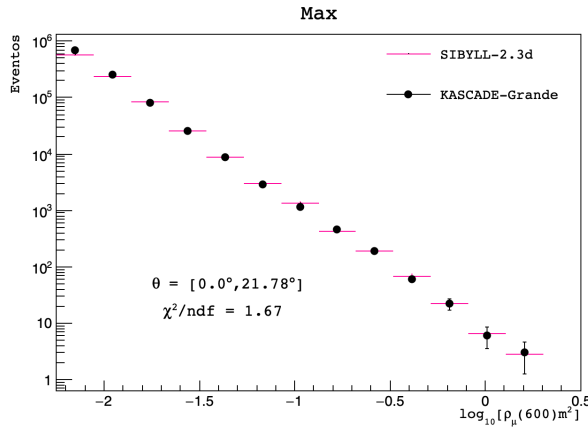
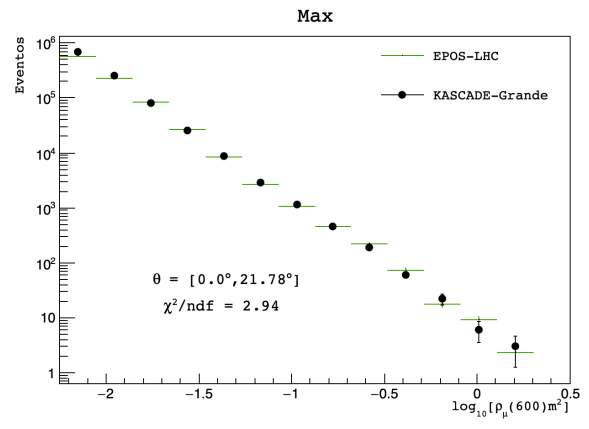
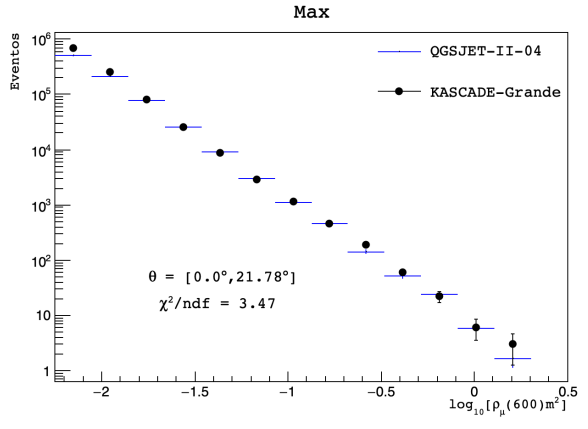
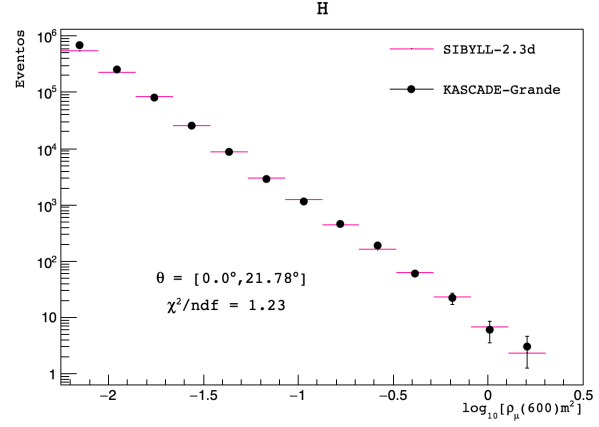
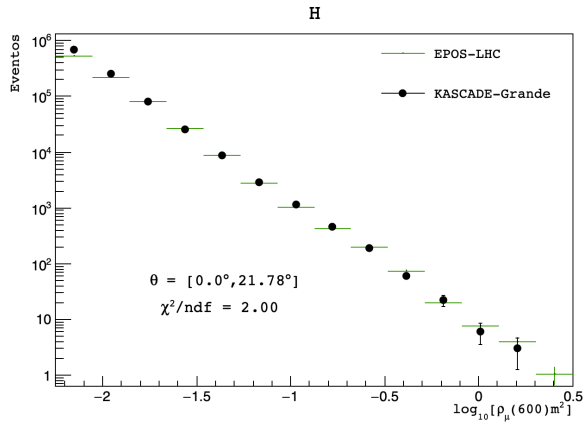
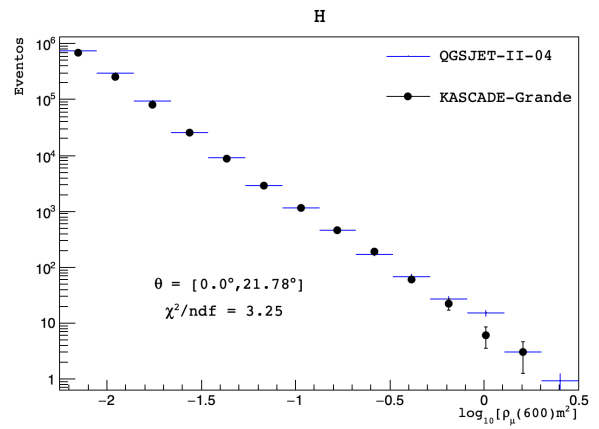
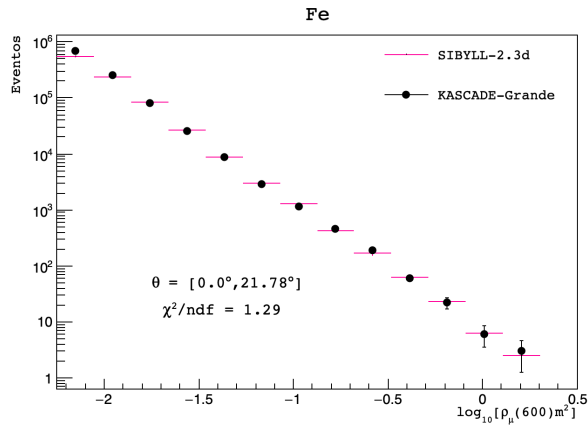


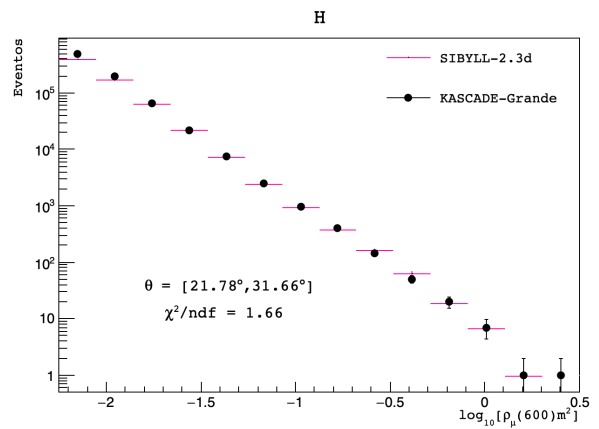
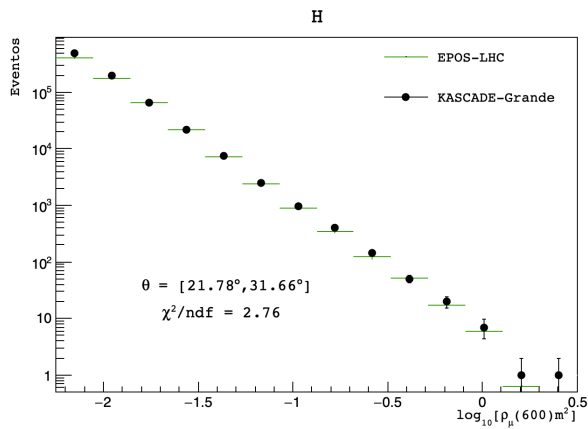
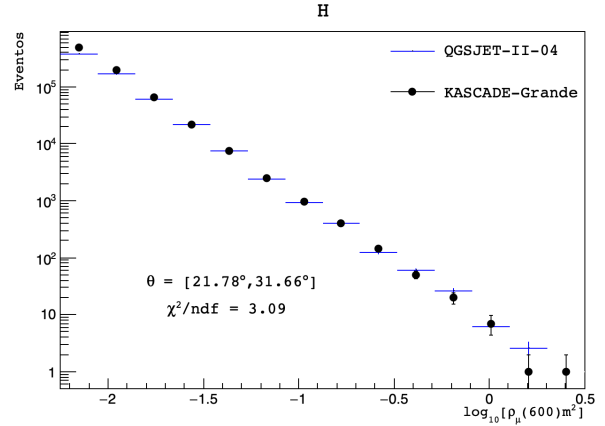
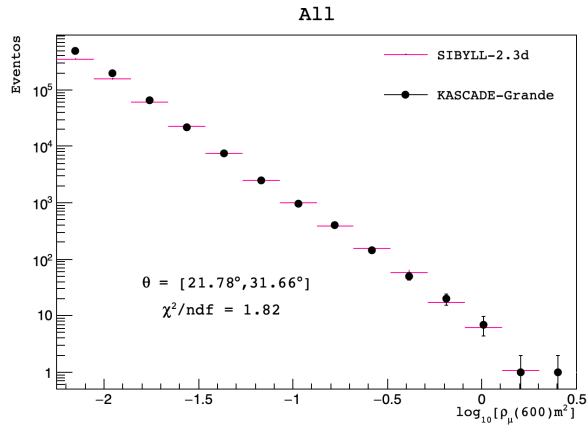
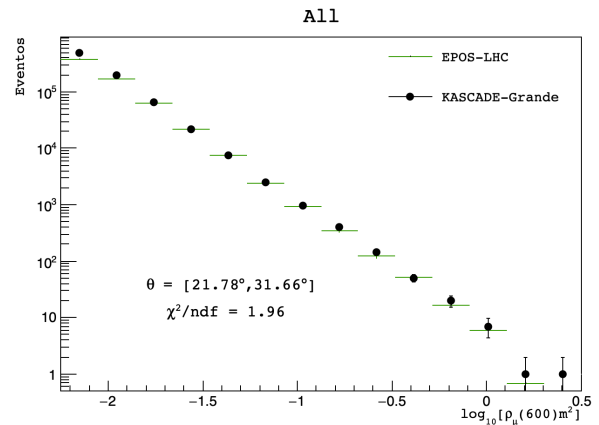
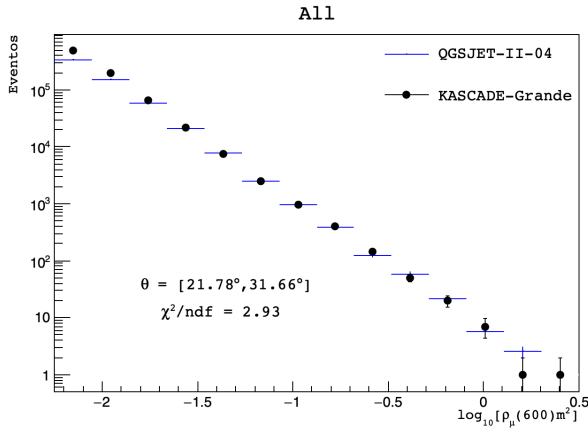
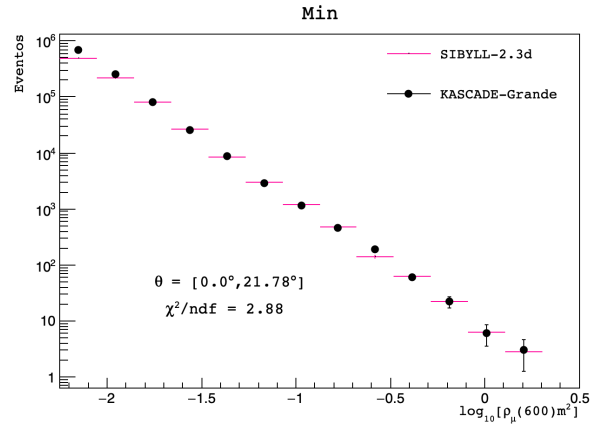
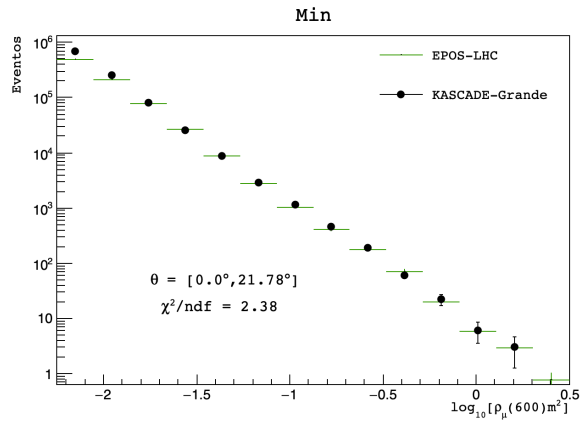


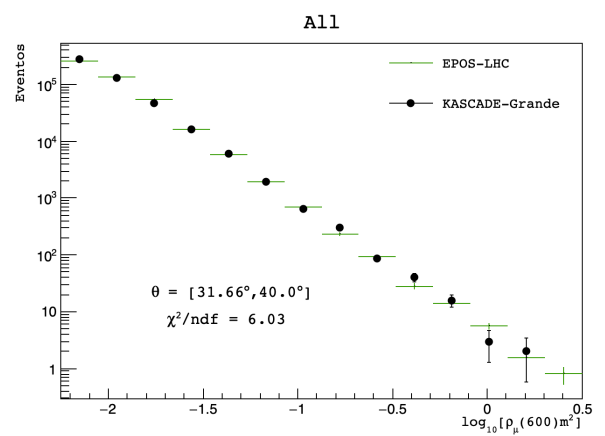
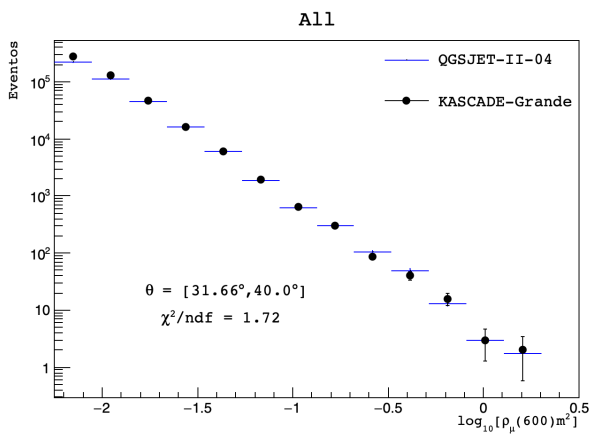
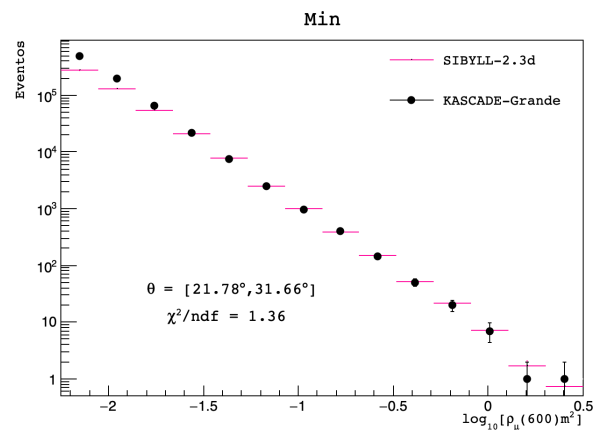
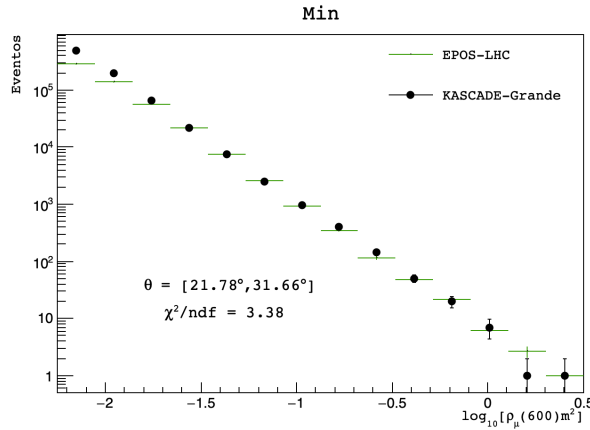
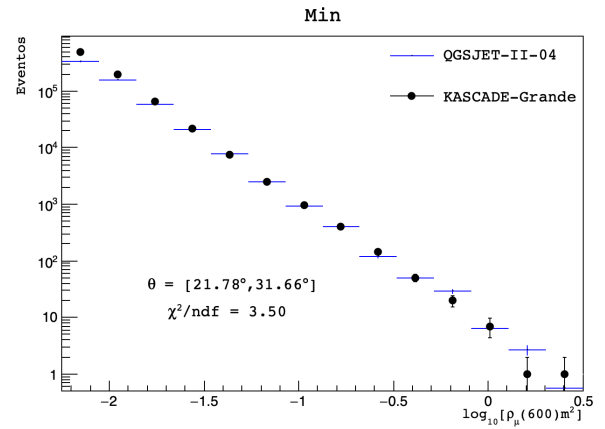
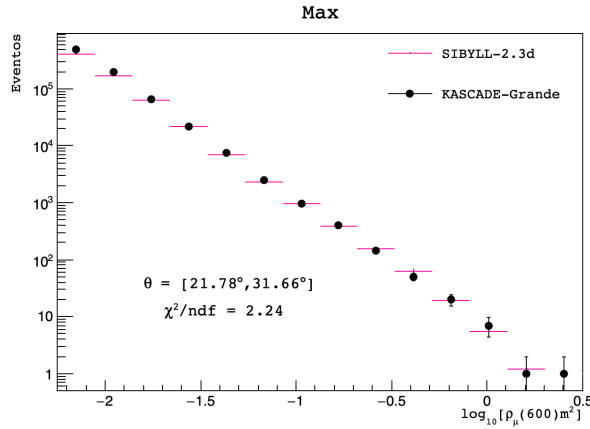
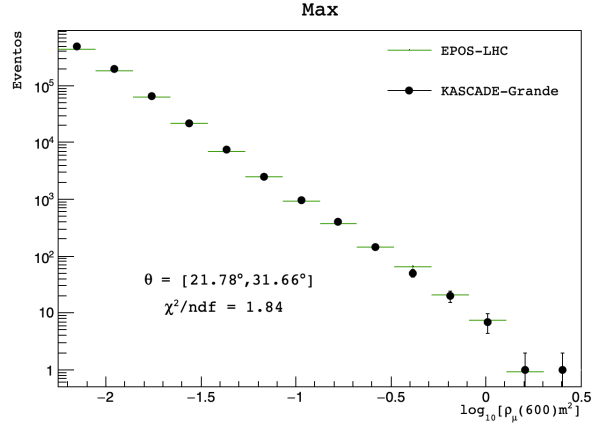
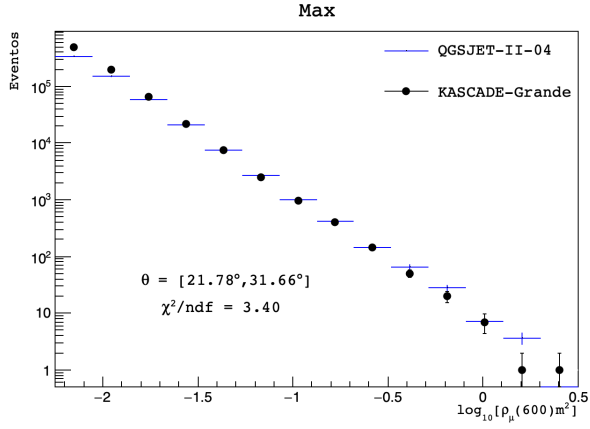


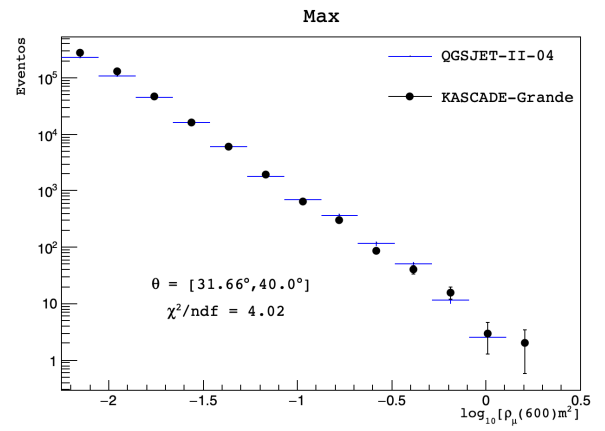
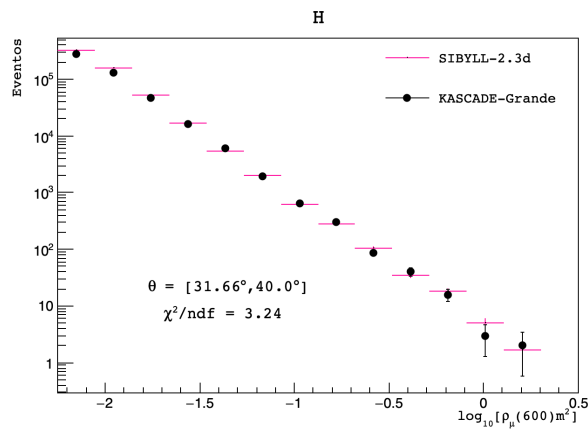
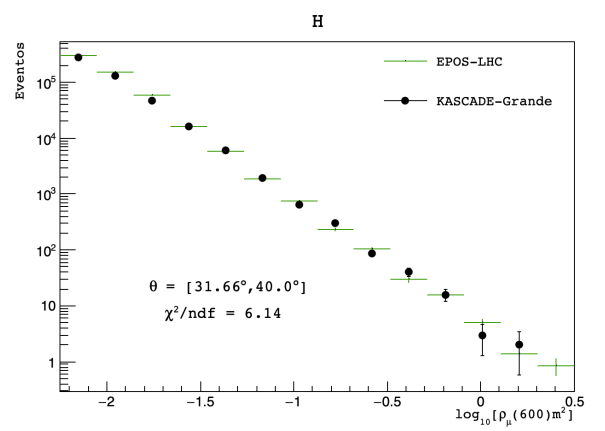
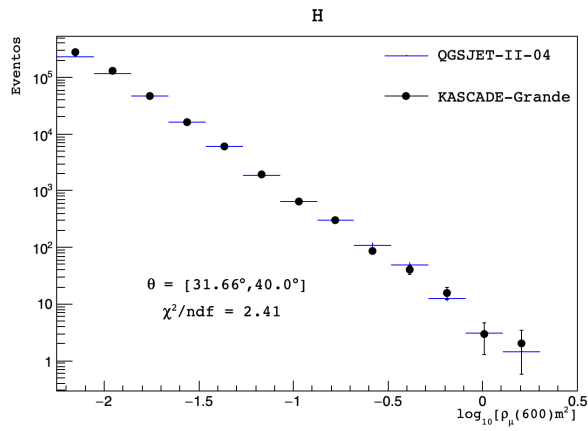
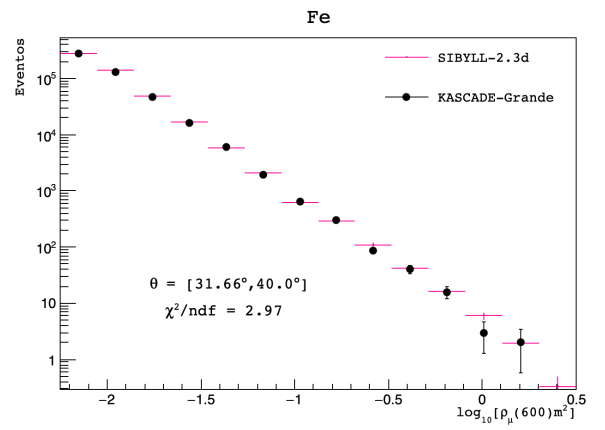
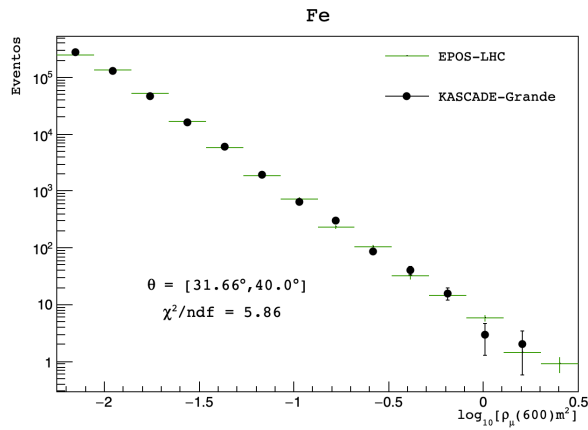
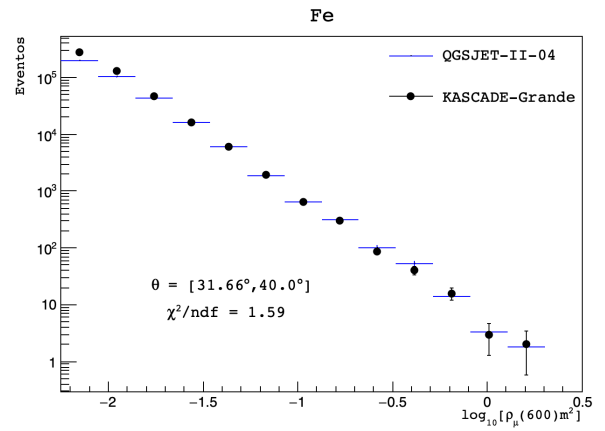
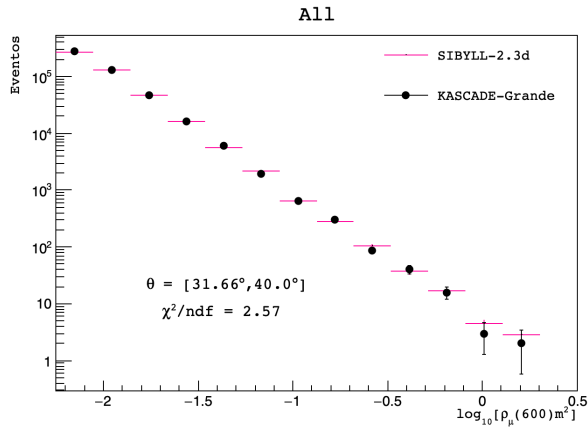


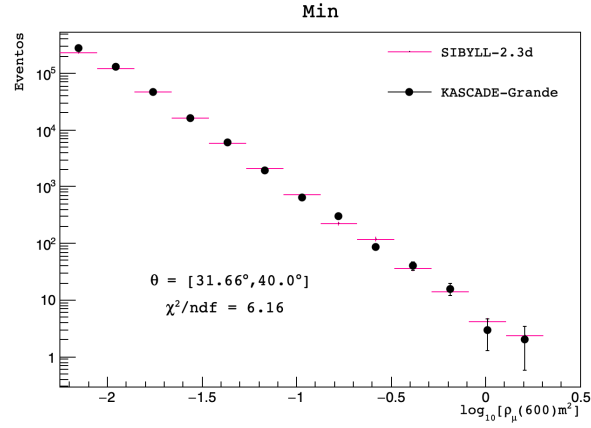
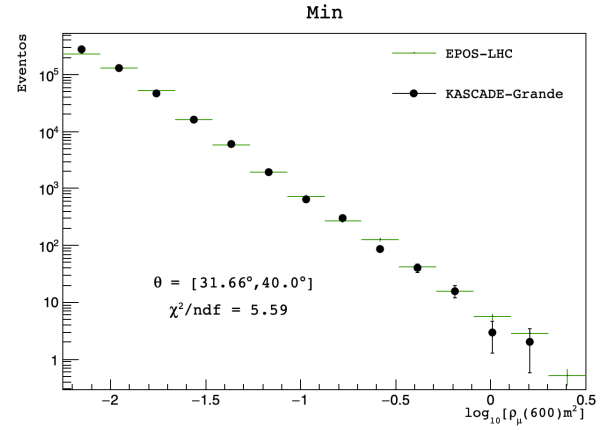
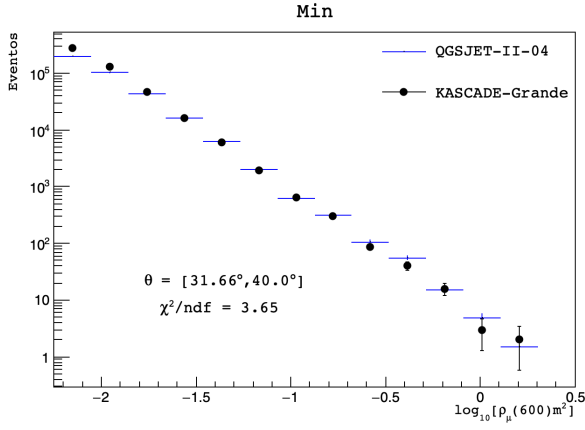
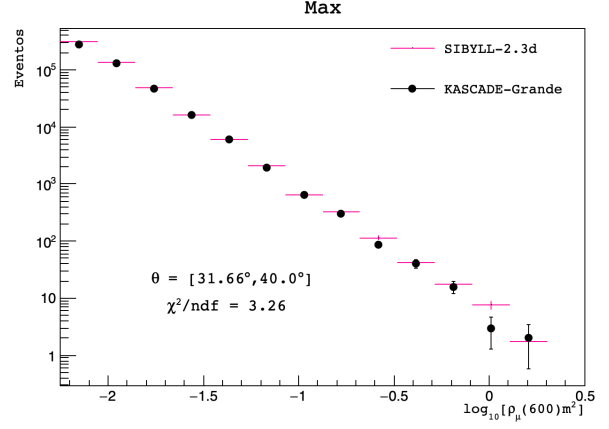
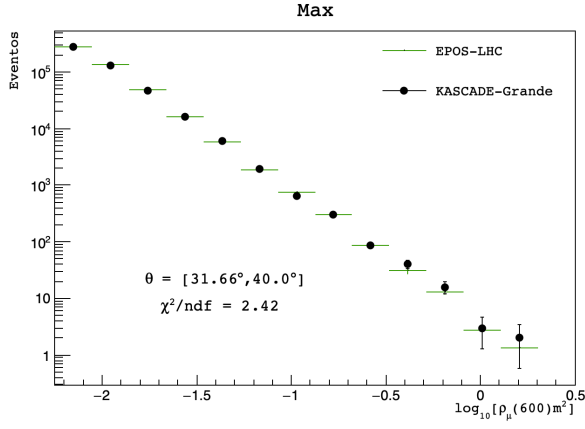












Bibliografía

- [1] R. Engel, D. Heck y T. Pierog, “Extensive air showers and hadronic interactions at high energy,” *Annual review of nuclear and particle science*, vol. 61, págs. 467-489, 2011 (citado en las págs. [1](#), [26](#), [27](#), [29](#), [30](#), [34](#)).
- [2] T. Antoni et al. “KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems,” *Astroparticle physics*, vol. 24, n.º 1-2, págs. 1-25, 2005 (citado en las págs. [1](#), [13](#), [15](#), [16](#)).
- [3] H. Dembinski et al. “Report on tests and measurements of hadronic interaction properties with air showers,” en *EPJ Web of Conferences*, EDP Sciences, vol. 210, 2019, pág. 02 004 (citado en las págs. [1](#), [46](#), [52](#), [53](#), [57](#), [66](#)).
- [4] J. Arteaga Velazquez, “A report by the WHISP working group on the combined analysis of muon data at cosmic-ray energies above 1 PeV,” *PoS ICRC2023*, vol. 466, 2023 (citado en las págs. [1](#), [46](#), [50](#), [52](#), [53](#), [68](#)).
- [5] A. Aab et al. “Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: Mean number in highly inclined events,” *Physical Review D*, vol. 91, n.º 3, pág. 032 003, 2015 (citado en las págs. [1](#), [46](#), [47](#), [66](#), [68](#), [76](#)).
- [6] A. Aab et al. “Direct measurement of the muonic content of extensive air showers between 2×10^{17} and 2×10^{18} eV at the Pierre Auger Observatory,” *THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL. C, PARTICLES AND FIELDS*, vol. 80, n.º 8, 2020 (citado en las págs. [1](#), [46](#), [47](#), [66](#), [68](#)).
- [7] J. Bellido et al. “Muon content of extensive air showers: comparison of the energy spectra obtained by the Sydney University Giant Air-shower Recorder and by the Pierre Auger Observatory,” *Physical Review D*, vol. 98, n.º 2, pág. 023 014, 2018 (citado en las págs. [1](#), [46](#), [48](#)).
- [8] A. Bogdanov et al. “Investigation of the properties of the flux and interaction of ultrahigh-energy cosmic rays by the method of local-muon-density spectra,” *Physics of Atomic Nuclei*, vol. 73, págs. 1852-1869, 2010 (citado en las págs. [1](#), [46](#), [48](#), [49](#)).
- [9] O. S. San Martin, “Cosmic ray muon study with the NEVOD-DECOR experiment,” en *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing, vol. 866, 2017, pág. 012 010 (citado en las págs. [1](#), [46](#), [48](#)).
- [10] A. Glushkov et al. “Muon puzzle in ultra-high energy EASs according to Yakutsk array and Auger experiment data,” *JETP Letters*, vol. 117, n.º 9, págs. 645-651, 2023 (citado en las págs. [1](#), [46](#), [49](#)).

- [11] R. Abbasi et al. “Density of GeV muons in air showers measured with IceTop,” *Physical Review D*, vol. 106, n.º 3, pág. 032 010, 2022 (citado en las págs. 1, 46, 48, 49, 55, 57, 60, 64, 66, 77).
- [12] L. Cazon et al. “The muon measurements of Haverah Park and their connection to the muon puzzle,” *PoS ICRC2023*, vol. 431, 2023 (citado en las págs. 1, 46, 50, 55, 57, 60, 66-68, 76).
- [13] C. S. Gillmor, “Coulomb and the Evolution of Physics and Engineering in Eighteenth-Century France.” Princeton University Press, 2017, ISBN: 978-0-6916-5430-0 (citado en la pág. 3).
- [14] M. Walter y A. W. Wolfendale, “Early history of cosmic particle physics,” *The European Physical Journal H*, vol. 37, n.º 3, págs. 323-358, 2012 (citado en las págs. 3-5).
- [15] C. B.-S. 3.0. (Consultado: 2024), dirección: <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=139501> (citado en la pág. 4).
- [16] C. T. Wilson, “On the leakage of electricity through dust-free air,” en *Proc. Cambridge Philos. Soc*, vol. 11, 1900, pág. 32 (citado en la pág. 4).
- [17] C. T. R. Wilson, “On the spontaneous ionisation of gases,” *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 69, n.º 451-458, págs. 277-282, 1902 (citado en la pág. 4).
- [18] J. C. McLennan y E. F. Burton, “LXXVII. Some experiments on the electrical conductivity of atmospheric air,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 5, n.º 30, págs. 699-708, 1903 (citado en la pág. 4).
- [19] F. Riggi, “Messengers from the Cosmos: An Introduction to the Physics of Cosmic Rays in Its Historical Evolution.” Springer, 2023, ISBN: 978-3-031-24761-3 (citado en las págs. 4, 5, 9, 14, 16, 24).
- [20] T. Wulf, “Beobachtungen über die Strahlung hoher Durchdringungsfähigkeit auf dem Eiffelturm,” *Physikalische Zeitschrift*, vol. 11, págs. 811-813, 1910 (citado en la pág. 4).
- [21] F. Linke, “Luftelektrische Messungen bei zwölf Ballonfahrten.” *Abhandlungen der Gesellschaft der Wissenschaften in Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, vol. 3, págs. 1-1, 1904 (citado en la pág. 4).
- [22] A. Gockel y T. Wulf, “Beobachtungen über die Radioaktivität der Atmosphäre im Hochgebirge,” *Phys. Z*, vol. 9, págs. 907-911, 1908 (citado en la pág. 5).
- [23] V. F. Hess, “Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten,” *Z. Phys.*, vol. 13, pág. 1084, 1912 (citado en la pág. 5).
- [24] the new york times. (Consultado: 2024), dirección: <https://www.nytimes.com/2012/08/07/science/space/when-victor-hess-discovered-cosmic-rays-in-a-hydrogen-balloon.html> (citado en la pág. 6).
- [25] W. Kolhörster, “Messungen der durchdringenden Strahlungen bis in Höhen von 9300 m,” *Verh. deutsche phys. Gesellschaft*, vol. 16, págs. 719-721, 1914 (citado en la pág. 5).

- [26] M. Walter, “Early Cosmic Ray Research with Balloons,” *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, vol. 239-240, págs. 11-18, 2013, Proceedings of the 9th workshop on Science with the New Generation of High Energy Gamma-ray Experiments: From high energy gamma sources to cosmic rays, one century after their discovery, ISSN: 0920-5632. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2013.05.002> (citado en la pág. 5).
- [27] R. A. Millikan e I. S. Bowen, “High frequency rays of cosmic origin I. Sounding balloon observations at extreme altitudes,” *Physical Review*, vol. 27, n.º 4, pág. 353, 1926 (citado en la pág. 6).
- [28] R. A. Millikan y R. Otis, “High frequency rays of cosmic origin II. Mountain peak and airplane observations,” *Physical Review*, vol. 27, n.º 6, pág. 645, 1926 (citado en la pág. 6).
- [29] R. A. Millikan y G. H. Cameron, “High frequency rays of cosmic origin III. Measurements in snow-fed lakes at high altitudes,” *Physical Review*, vol. 28, n.º 5, pág. 851, 1926 (citado en las págs. 6, 7).
- [30] P. A. M. Dirac, “The quantum theory of the electron,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 117, n.º 778, págs. 610-624, 1928 (citado en la pág. 7).
- [31] C. D. Anderson, “The positive electron,” *Physical Review*, vol. 43, n.º 6, pág. 491, 1933 (citado en las págs. 7, 8).
- [32] C. D. Anderson y S. H. Neddermeyer, “Cloud chamber observations of cosmic rays at 4300 meters elevation and near sea-level,” *Physical Review*, vol. 50, n.º 4, pág. 263, 1936 (citado en la pág. 8).
- [33] S. H. Neddermeyer y C. D. Anderson, “Note on the nature of cosmic-ray particles,” *Physical Review*, vol. 51, n.º 10, pág. 884, 1937 (citado en la pág. 8).
- [34] D. Griffiths, “Introduction to elementary particles.” John Wiley & Sons, 2020 (citado en la pág. 8).
- [35] C. M. LATTES et al. “Processes involving charged mesons,” *Nature*, vol. 159, n.º 4047, págs. 694-697, 1947 (citado en la pág. 8).
- [36] P. Auger et al. “Extensive cosmic-ray showers,” *Reviews of modern physics*, vol. 11, n.º 3-4, pág. 288, 1939 (citado en las págs. 9, 26).
- [37] T. K. Gaisser, “Cosmic Rays and Particle Physics.” Cambridge University Press, 1990, ISBN: 0-521-33931-6 (citado en las págs. 11, 13-15, 25, 29).
- [38] R. W. et al. (Particle Data Group). (2022 and update 1st December 2023), dirección: https://pdg.lbl.gov/2023/reviews/contents_sports.html (citado en las págs. 11, 14, 27, 31).
- [39] A. Haungs, H. Rebel y M. Roth, “Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 66, n.º 7, pág. 1145, 2003 (citado en la pág. 13).
- [40] T. Stanev, “High Energy Cosmic Rays.” Springer, 2010, ISBN: 978-3-540-85147-9 (citado en las págs. 13, 27).

- [41] P. Abreu et al. “The energy spectrum of cosmic rays beyond the turn-down around 10^{17} eV as measured with the surface detector of the Pierre Auger Observatory,” *The European Physical Journal C*, vol. 81, págs. 1-25, 2021 (citado en la pág. 13).
- [42] C. Grupen, “Astroparticle Physics.” Springer, 2005, ISBN: 978-3-540-25312-9 (citado en las págs. 13-17, 26, 28).
- [43] K. Greisen, “End to the Cosmic-Ray Spectrum?” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 16, págs. 748-750, 17 abr. de 1966. DOI: 10.1103/PhysRevLett.16.748 (citado en la pág. 13).
- [44] D. Maurin et al. “A cosmic-ray database update: CRDB v4. 1,” *The European Physical Journal C*, vol. 83, n.º 10, pág. 971, 2023 (citado en las págs. 14, 15).
- [45] J. R. Hörandel, “The Knee in the Energy Spectrum of Cosmic Rays,” en *Neutrinos and Explosive Events in the Universe*, M. M. Shapiro, T. Stanev y J. P. Wefel, eds., Dordrecht: Springer Netherlands, 2005, págs. 365-376 (citado en la pág. 14).
- [46] J. Candia, E. Roulet y L. N. Epele, “Turbulent diffusion and drift in galactic magnetic fields and the explanation of the knee in the cosmic ray spectrum,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2002, n.º 12, pág. 033, 2003 (citado en la pág. 14).
- [47] W. Apel et al. “KASCADE-Grande measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays,” *Astroparticle Physics*, vol. 47, págs. 54-66, 2013 (citado en las págs. 15, 16).
- [48] L. Miroshnichenko, “Solar Cosmic Rays.” Springer, 2016, ISBN: 978-3-319-09428-1 (citado en la pág. 16).
- [49] Z. Cao et al. “An Ultrahigh-energy γ -ray Bubble Powered by a Super PeVatron,” 2023 (citado en la pág. 17).
- [50] A. Abeysekara et al. “HAWC observations of the acceleration of very-high-energy cosmic rays in the Cygnus Cocoon,” *Nature Astronomy*, vol. 5, n.º 5, págs. 465-471, 2021 (citado en la pág. 17).
- [51] E. Fermi, “On the origin of the cosmic radiation,” *Physical review*, vol. 75, n.º 8, pág. 1169, 1949 (citado en la pág. 17).
- [52] M. S. Longair, “High energy astrophysics.” Cambridge university press, 2011 (citado en las págs. 19-22).
- [53] M. G. Baring, “Diffusive shock acceleration: The Fermi mechanism,” *arXiv preprint astro-ph/9711177*, 1997 (citado en la pág. 19).
- [54] A. Bell, “The acceleration of cosmic rays in shock fronts–I,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 182, n.º 2, págs. 147-156, 1978 (citado en la pág. 19).
- [55] W. Axford, E. Leer y G. Skadron, “The acceleration of cosmic rays by shock waves,” en *International cosmic ray conference*, Springer, vol. 11, 1977 (citado en la pág. 19).
- [56] R. D. Blandford y J. P. Ostriker, “Particle acceleration by astrophysical shocks,” *Astrophysical Journal, Part 2-Letters to the Editor*, vol. 221, Apr. 1, 1978, p. L29-L32., vol. 221, págs. L29-L32, 1978 (citado en la pág. 19).
- [57] N. D. Gupta y S. K. Ghosh, “A report on the Wilson cloud chamber and its applications in physics,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 18, n.º 2, pág. 225, 1946 (citado en las págs. 22, 23).

- [58] A. H. Compton, “A geographic study of cosmic rays,” *Physical Review*, vol. 43, n.º 6, pág. 387, 1933 (citado en la pág. 23).
- [59] A. Das y T. Ferbel, “Introduction to Nuclear and Particle Physics.” World Scientific Publishing, 2003, ISBN: 981-238-744-7 (citado en las págs. 23, 24).
- [60] F. the Love of Physics, *Nuclear Detectors - Ionization Chamber and Proportional Counter*, <https://www.youtube.com/watch?v=avvXftiyBEs>, [Video]. YouTube, 2019 (citado en la pág. 23).
- [61] D. Green, “The physics of particle detectors.” Cambridge University Press, 2000, vol. 12 (citado en la pág. 25).
- [62] NASA. “Alpha Magnetic Spectrometer (AMS): How It Works.” (2013), dirección: <https://www.nasa.gov/missions/station/alpha-magnetic-spectrometer-ams-how-it-works/> (citado en la pág. 25).
- [63] T. Kirn, A.-O. T. Collaboration et al. “The AMS-02 TRD on the international space station,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, vol. 706, págs. 43-47, 2013 (citado en la pág. 25).
- [64] V. Bonvicini et al. “The PAMELA experiment in space,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 461, n.º 1-3, págs. 262-268, 2001 (citado en la pág. 25).
- [65] H. Ahn et al. “Energy spectra of cosmic-ray nuclei at high energies,” *The Astrophysical Journal*, vol. 707, n.º 1, pág. 593, 2009 (citado en la pág. 25).
- [66] E. Atkin et al. “The NUCLEON space experiment for direct high energy cosmic rays investigation in TeV–PeV energy range,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 770, págs. 189-196, 2015 (citado en la pág. 25).
- [67] Y. Wei et al. “Performance of the BGO detector element of the DAMPE calorimeter,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 63, n.º 2, págs. 548-551, 2016 (citado en la pág. 25).
- [68] P. K. Grieder, “Extensive air showers: high energy phenomena and astrophysical aspects-a tutorial, reference manual and data book,” 2010 (citado en las págs. 26, 27, 32-37).
- [69] W. Heitler, “The quantum theory of radiation.” Oxford, 1944 (citado en las págs. 29, 30).
- [70] J. Matthews, “A Heitler model of extensive air showers,” *Astroparticle Physics*, vol. 22, n.º 5-6, págs. 387-397, 2005 (citado en las págs. 29-31).
- [71] B. Rossi y K. Greisen, “Cosmic-ray theory,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 13, n.º 4, pág. 240, 1941 (citado en la pág. 29).
- [72] H.-J. Drescher y G. R. Farrar, “Air shower simulations in a hybrid approach using cascade equations,” *Physical Review D*, vol. 67, n.º 11, pág. 116 001, 2003 (citado en la pág. 29).

- [73] C. Meurer et al. “Muon production in extensive air showers and its relation to hadronic interactions,” *Czechoslovak Journal of Physics*, vol. 56, A211-A219, 2006 (citado en la pág. 31).
- [74] J. Alvarez-Muniz et al. “Hybrid simulations of extensive air showers,” *Physical Review D*, vol. 66, n.º 3, pág. 033 011, 2002 (citado en la pág. 32).
- [75] P. A. Collaboration et al. “The Pierre Auger cosmic ray observatory,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 798, págs. 172-213, 2015 (citado en la pág. 36).
- [76] M. G. Aartsen et al. “The IceCube Neutrino Observatory: instrumentation and online systems,” *Journal of Instrumentation*, vol. 12, n.º 03, P03012, 2017 (citado en la pág. 36).
- [77] T. DeYoung, H. Collaboration et al. “The HAWC observatory,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 692, págs. 72-76, 2012 (citado en la pág. 36).
- [78] X. Bai et al. “The Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) Science White Paper–2021 Edition,” *arXiv e-prints*, arXiv-1905, 2019 (citado en la pág. 36).
- [79] sitio del KIT. (Consultado: 2024), dirección: <https://cr.iap.kit.edu/kascade/> (citado en las págs. 36, 39, 40).
- [80] J. Nishimura, “Handbuch der Physik.” Springer Verlag, 1967 (citado en la pág. 37).
- [81] D. Heck y T. Pierog. “Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A user’s guide (Version 7.7500).” (2023), dirección: <https://www.iap.kit.edu/corsika/70.php> (citado en las págs. 37, 55, 57).
- [82] S. Sciutto. “AIRES user’s manual and reference guide; version 19.04.10.” (2023), dirección: http://aires.fisica.unlp.edu.ar/eg_AiresDoc.html (citado en la pág. 37).
- [83] F. Riehn et al. “Hadronic interaction model Sibyll 2.3 d and extensive air showers,” *Physical Review D*, vol. 102, n.º 6, pág. 063 002, 2020 (citado en las págs. 37, 55, 57).
- [84] S. Ostapchenko, “QGSJET-III model: physics and preliminary results,” en *EPJ Web of Conferences*, EDP Sciences, vol. 208, 2019, pág. 11 001 (citado en las págs. 37, 55, 57).
- [85] T. Pierog et al. “EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider,” *Physical Review C*, vol. 92, n.º 3, pág. 034 906, 2015 (citado en las págs. 37, 55, 57).
- [86] T. Pierog, “Hadronic interactions and air showers: Where do we stand?” En *EPJ Web of Conferences*, EDP Sciences, vol. 208, 2019, pág. 02 002 (citado en las págs. 37, 38).
- [87] sitio oficial de la ciudad. (Consultado: 2024), dirección: <https://www.karlsruhe.de/> (citado en la pág. 39).
- [88] e. W. Apel et al. “The KASCADE-Grande experiment,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, vol. 620, n.º 2-3, págs. 202-216, 2010 (citado en las págs. 39, 41-45, 55, 56).

- [89] W. Apel et al. “Kneelike Structure in the Spectrum of the Heavy Component of Cosmic Rays Observed with KASCADE-Grande,” *Physical Review Letters*, vol. 107, n.º 17, pág. 171 104, 2011 (citado en la pág. 39).
- [90] W. Apel et al. “KASCADE-Grande measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays,” *Astroparticle Physics*, vol. 47, págs. 54-66, 2013, ISSN: 0927-6505. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2013.06.004> (citado en la pág. 39).
- [91] A. Chiavassa et al. “Studies of the cosmic ray spectrum and large scale anisotropies with the KASCADE-Grande experiment,” en *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing, vol. 531, 2014, pág. 012 001 (citado en la pág. 39).
- [92] P. D. et al., “Report KfK 4686: The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE,” *Kernforschungszentrum Karlsruhe*, 1990 (citado en la pág. 40).
- [93] B. Peters, “Primary cosmic radiation and extensive air showers,” *Il Nuovo Cimento (1955-1965)*, vol. 22, págs. 800-819, 1961 (citado en la pág. 40).
- [94] (), dirección: <https://kcdc.iap.kit.edu/> (citado en la pág. 40).
- [95] e. T. Antoni et al. “The cosmic-ray experiment KASCADE,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, vol. 513, n.º 3, págs. 490-510, 2003 (citado en la pág. 41).
- [96] H. Klages et al. “The KASCADE experiment,” *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, vol. 52, n.º 3, págs. 92-102, 1997 (citado en la pág. 42).
- [97] A. Haungs, “Air Shower Measurements in Karlsruhe,” jun. de 2007 (citado en la pág. 44).
- [98] G. Rodriguez, “A measurement of the muon number in showers using inclined events detected at the Pierre Auger Observatory,” en *EPJ Web of Conferences*, EDP Sciences, vol. 53, 2013, pág. 07 003 (citado en las págs. 46, 47).
- [99] A. Petrukhin, “Muon puzzle in cosmic ray experiments and its possible solution,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 742, págs. 228-231, 2014 (citado en la pág. 46).
- [100] J. Albrecht et al. “The Muon Puzzle in cosmic-ray induced air showers and its connection to the Large Hadron Collider,” *Astrophysics and Space Science*, vol. 367, n.º 3, pág. 27, 2022 (citado en la pág. 46).
- [101] V. Valerio y the Pierre Auger Collaboration, “Measurement of the energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays using the Pierre Auger Observatory,” en *36th International Cosmic Ray Conference*, vol. 358, 2019, pág. 450 (citado en las págs. 55, 57, 58, 62, 64).
- [102] R. Brun y F. Rademakers, “ROOT: An object oriented data analysis framework,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 389, M. Werlen y D. Perret-Gallix, eds., págs. 81-86, 1997. DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X) (citado en las págs. 55, 56, 60, 79).

- [103] J. Arteaga Velazquez, “Energy dependence of the number of muons for hadronic air showers with KASCADE-Grande,” *PoS ICRC2023*, vol. 376, 2023 (citado en las págs. 55, 62, 72, 77).
- [104] J. Arteaga Velazquez et al. “Estimations of the muon content of cosmic ray air showers between 10 PeV and 1 EeV from KASCADE-Grande data,” 2022 (citado en las págs. 56, 68, 77).
- [105] F. Cossavella, “Measurements of high energy cosmic rays above 10 PeV with KASCADE-Grande,” inglés, 51.04.01; LK 01, Tesis doct., 2009. DOI: 10.5445/IR/200077343 (citado en la pág. 56).
- [106] G. Battistoni et al. “Overview of the FLUKA code,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 82, págs. 10-18, 2015 (citado en la pág. 57).
- [107] H. Dembinski et al. “Data-driven model of the cosmic-ray flux and mass composition from 10 GeV to 10^{11} GeV,” *PoS ICRC2017*, vol. 533, 2017 (citado en las págs. 57, 58).
- [108] A. Bogdanov et al. “Investigation of very high energy cosmic rays by means of inclined muon bundles,” *Astroparticle Physics*, vol. 98, págs. 13-20, 2018 (citado en la pág. 58).
- [109] J. Bellido et al. “Muon content of extensive air showers: comparison of the energy spectra obtained by the Sydney University Giant Air-shower Recorder and by the Pierre Auger Observatory,” *Physical Review D*, vol. 98, n.º 2, pág. 023014, 2018 (citado en la pág. 58).
- [110] R. J. Barlow, “Statistics: a guide to the use of statistical methods in the physical sciences.” John Wiley & Sons, 1993, vol. 29 (citado en la pág. 59).
- [111] J. A. Rice, “Mathematical statistics and data analysis,” vol. 371 (citado en las págs. 62, 63).
- [112] G. Cowan. (2024), dirección: <https://pdg.lbl.gov/2024/reviews/rpp2024-rev-statistics.pdf> (citado en la pág. 63).
- [113] T. K. Gaisser, “Spectrum of cosmic-ray nucleons, kaon production, and the atmospheric muon charge ratio,” *Astroparticle Physics*, vol. 35, n.º 12, págs. 801-806, 2012, ISSN: 0927-6505. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.02.010> (citado en la pág. 66).
- [114] L. Cazon, “Working group report on the combined analysis of muon density measurements from eight air shower experiments,” *arXiv preprint arXiv:2001.07508*, 2020 (citado en las págs. 66, 68).
- [115] W. Apel et al. “Probing the evolution of the EAS muon content in the atmosphere with KASCADE-Grande,” *Astroparticle Physics*, vol. 95, págs. 25-43, 2017 (citado en las págs. 71, 76).
- [116] K. Ohashi et al. “A simulation study for the effect of diffractive collisions on the air shower developments,” en *Proceedings of 36th International Cosmic Ray Conference—PoS (ICRC2019)*, Sissa Medialab, 2019 (citado en la pág. 72).

- [117] S. Ostapchenko, “High energy interactions of cosmic rays,” *Advances in Space Research*, vol. 64, n.º 12, págs. 2445-2458, 2019, Advances in Cosmic-Ray Astrophysics and Related Areas, ISSN: 0273-1177. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.05.050> (citado en la pág. 72).