UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

Detectores de Superficie y la Composición Química de los Rayos Cósmicos

por Alberto D. Supanitsky

Director de Tesis: Dr. Alberto Etchegoyen

Director Asistente: Dr. Gustavo Medina-Tanco

Lugar de Trabajo: Laboratorio Tandar-CNEA

Trabajo de Tesis para optar por el título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área de Ciencias Físicas

Febrero de 2007

Dedicada a la memoria de Mercedes Yanes, mi Yaya.

Resumen

El espectro de los rayos cósmicos se extiende sobre un rango de energías de aproximadamente once órdenes de magnitud, desde $\sim 10^9$ eV hasta $\sim 10^{20}$ eV. Después de casi 100 años del descubrimiento de los rayos cósmicos todavía existen grandes incógnitas acerca de su origen. Si bien no hay evidencias directas, se cree que los de más bajas energías se originan en nuestra Galaxia mientras que los de energías más altas son de origen extragaláctico. A que energía se da la transición entre las dos componentes y de que manera continua el flujo a las energías más altas son todavía una incógnita.

El Observatorio Pierre Auger fue diseñado para la detección de los rayos cósmicos de energías ultra altas, mayores que 3×10^{18} eV, el cual estará formado por dos observatorios situados uno en el hemisferio Sur y otro en el Norte. Se decidió ubicar al del hemisferio Sur en Pampa Amarilla, cerca de la ciudad de Malargüe en la Provincia de Mendoza, Argentina. Actualmente se está finalizando su construcción. El Observatorio Sur consta de 1666 detectores de superficie de efecto Čerenkov dispuestos en una grilla triangular de 1.5 km de lado, lo cuales, cubren un área de ~ 3000 km^2. Además, consta de cuatro edificios de fluorescencia, ubicados en la periferia del detector de superficie, equipados con seis telescopios cada uno apuntando hacia el interior del arreglo. Auger es un detector híbrido ya que es capaz de detectar a las lluvias atmosféricas a través de dos técnicas completamente diferentes. La última fase de Auger consiste en la construcción, en el Observatorio Sur, de dos arreglos de superficie instalados sobre un área reducida y con menor distancia entre detectores, los cuales tendrán asociados detectores de muones enterrados a ~ 2.5 m bajo tierra. Además de los detectores de superficie se construirán tres telescopios adicionales de mayor ángulo de elevación y apuntando hacia el nuevo arreglo de superficie. Estas mejoras permitirán bajar el umbral de energías de Auger hasta $\sim 10^{17}$ eV y además realizar estudios detallados de la composición química de los rayos cósmicos, lo cual será de suma importancia para el estudio de la transición entre las componentes Galáctica y extragaláctica.

En esta Tesis se presentan los estudios realizados sobre la respuesta de los detectores Čerenkov frente a un flujo incidente de muones atmosféricos, los cuales contribuyeron al desarrollo del método de calibración de los detectores de superficie actualmente utilizado en Auger. También se presentan los estudios realizados acerca de las fluctuaciones estadísticas de las formas de los pulsos de los detectores de superficie de Auger correspondientes a las señales depositadas por las partículas de las lluvias. Dichas fluctuaciones están íntimamente relacionadas con la estructura temporal del frente de las lluvias, la cual contiene mucha información acerca

de la composición química del primario.

El estudio de la composición química de los rayos cósmicos como función de la energía es de suma importancia para el esclarecimiento de su origen y en particular para el estudio de la transición entre las componentes Galáctica y extragaláctica. Es sabido que el contenido muónico de las lluvias es un parámetro muy sensible a la composición, sin embargo, si bien los detectores de Auger son muy sensibles a los muones no son capaces de separalos de la componente electromagnética. Las contribuciones más importantes de esta Tesis son el diseño de los detectores de muones a través de simulaciones numéricas y los estudios realizados acerca del impacto que tendría la inclusión de la información muónica para la determinación de la composición a energías del orden de 10^{18} eV. Para esto se incluyó la simulación de contadores de muones a los programas convencionales de simulación de los detectores de Auger para un arreglo hexagonal de 750 m de distancia entre detectores. También se desarrolló un método de reconstrucción de la función de distribución lateral de muones a partir de la información aportada por los contadores, mediante el cual se determinaron los parámetros de diseño de los mismos (área y segmentación). A su vez, se desarrolló un nuevo método que permitirá determinar, en forma estadística, la composición de los rayos cósmicos utilizando la información aportada por los detectores de muones en forma independiente del modelo hadrónico asumido. Dicho método también podrá ser utilizado para el estudio y validación o descarte de los modelos hadrónicos de altas energías existentes. Finalmente, se estudió la posibilidad de una clasificación evento a evento también incluyendo la información aportada por los contadores de muones.

Palabras Clave: Rayos Cósmicos, Detectores Čerenkov, Detectores de Muones, Composición Química.

Abstract

The cosmic ray energy spectrum extends for approximately eleven orders of magnitude, from $\sim 10^9$ to $\sim 10^{20}$ eV. Almost 100 years have passed since the discovery of cosmic rays and still their origin remains uncertain. Although there are no direct evidences, it is believed that the lower energy cosmic rays originate in our Galaxy whereas the higher energy ones are of extragalactic origin. Both the energy at which the transition occurs and the end-of-spectrum shape are still unknown.

The Pierre Auger Observatory has been designed in its first phase to detect ultra high energy cosmic rays, greater than 3×10^{18} eV. It will consist in two observatories, one located in the southern hemisphere and the other in the North. The Southern Observatory is placed in Pampa Amarilla, near the city of Malargüe in the Province of Mendoza, Argentina. At present it is almost completed. The Southern Observatory consist in 1666 Čerenkov detectors in a triangular grid of 1.5 km side covering an area of ~ 3000 km^2. There are also four fluorescence buildings at the border of the surface array looking at its inner part. Auger is a hybrid detector since it is able to detect atmospheric showers by two different techniques. The last phase of Auger will consist in the construction, in the Southern Observatory, of two higher density surface arrays of Čerenkov detectors with associated muon counters buried at ~ 2.5 m underground. Three additional telescopes with higher elevation angle will be also installed. These enhancements will both allow to lower the energy threshold of Auger down to $\sim 10^{17}$ eV and to perform detailed composition analyses which are paramount for the study of the transition between the Galactic and extragalactic components.

In this Thesis, research of Čerenkov detector responses to an incident flux of atmospheric muons is presented. These studies have contributed to the development of the calibration method currently used in Auger. Also addressed are the statistical fluctuations in the shape of the pulses in the Auger Čerenkov detectors, originated by the incident shower particles. These fluctuations are very closely related to the time structure of the shower front which is known to contain quite relevant information on the chemical composition of the primaries.

The study of the chemical composition of the cosmic rays as a function of the energy is instrumental for the understanding of their origin and particularly for the study of the transition between the Galactic and extragalactic components. It is very well known that the muon content of the showers is a parameter very sensitive to the composition. Although Auger surface detectors are sensitive to muons, they are not able to separate them from the electromagnetic component. The

most important contributions of this Thesis are the design of the muon detectors performed through numerical simulations and the research in the impact that the inclusion of the muon information would have in the determination of the primary type at energies of order of 10^{18} eV. For these purposes the simulation of muon counters was included in the standard codes used to simulate Auger Čerenkov detectors, but with a triangular-grid detector array of 750 m spacing. A method for reconstructing the lateral distribution function of muons was also developed and used to determine the design parameters of the counters (area and segmentation). A new statistical method for the determination of the composition, independently of the high energy hadronic model assumed, which includes the information coming from the muon counters was also introduced. This new method could also be used to study and validate (or rule out) the existing high energy hadronic models. Finally, the possibility of an event by event classification was study by including the information coming from the muon detectors.

Key Words: Cosmic Rays, Čerenkov Detectors, Muon Detectors, Chemical Composition.

Agradecimientos

En primer lugar quiero agradecer a mi director de Tesis, Alberto Etchegoyen por su apoyo incondicional y por su fe en mi. También quiero agradecer a mi director asistente, Gustavo Medina-Tanco por su entusiasmo infinito y por compartir las ganas de entender. Con ellos no sólo compartí la pasión por la ciencia sino también muchos buenos momentos como el viaje a la India el cual siempre voy a recordar.

En especial quiero agradecer a mi esposa Andrea por su apoyo infinito, por su paciencia, por su dedicación y por iluminar cada día de mi vida.

También quiero agradecer a mi mamá, a Ali, mi hermana y a mi cuñado Esteban por todo su apoyo, por toda su paciencia, por todos sus consejos y por estar siempre presentes.

A Ian, mi sobrinito, por alegrarme el corazón cada vez que lo veo.

A mi ahijada Ivana y a toda su familia. A mis suegros Gruingüi y Oscar y a mi cuñada Claudia. A la tía Ana y a todos mis parientes de Tucumán.

A mis amigos de la vida Alo y Juan y a mis amigos de la facu Alejandro, Roberto, Pablo, Nino y Grillo por ser mis AMIGOS durante tantos años.

A todo los miembros del Grupo Tandar, en especial a Nelly por todo su cariño y a Adrián Rovero por todos sus consejos y por escuchar y tratar de responder a todas mis preguntas. A mis compañeros de doctorado del grupo Tandar: Clementina, Diego, Ana y en especial a Carla por su gran compañerismo y amistad. A Beatriz García con quien compartí el viaje a la India y a todo el grupo del proyecto AMIGA.

A Alan Watson y al grupo Auger de la universidad de Leeds con quienes trabajé durante los seis meses de mi estadía en Leeds.

Finalmente quiero agradecer a mi consejero de estudios Diego Mazzitelli y a Diego Harari quien me guió en mis primeros pasos por la física.

Indice general

1. Los Rayos Cósmicos **1**
- 1.1. Introducción . . . 1
- 1.2. La Composición Química de los Rayos Cósmicos . . . 3
- 1.3. Anisotropía . . . 6
- 1.4. Propagación de los Rayos Cósmicos Galácticos . . . 7
- 1.5. Propagación en el Medio Intergaláctico . . . 10
  - 1.5.1. Transición entre las Componentes Galácticas y Extragalácticas 10
  - 1.5.2. Las Energías más Altas . . . 13
  - 1.5.3. La Composición en las Fuentes y sus Consecuencias Observacionales . . . 17
- 1.6. Mecanismos de Aceleración Convencionales . . . 19

2. Lluvias Atmosféricas **25**
- 2.1. Introducción . . . 25
- 2.2. Modelo Simplificado de las Lluvias Atmosféricas . . . 26
  - 2.2.1. Cascadas Electromagnéticas . . . 26
  - 2.2.2. Lluvias Hadrónicas . . . 29
- 2.3. Desarrollo Lateral de las Lluvias . . . 33
- 2.4. Observables Sensibles a la Composición Química . . . 35
  - 2.4.1. Profundidad del Máximo Desarrollo de la Lluvia . . . 35
  - 2.4.2. Fluctuaciones de X_{max} . . . 35
  - 2.4.3. Contenido Muónico de las Lluvias . . . 36
  - 2.4.4. Estructura Temporal del Frente de las Lluvias . . . 36
  - 2.4.5. Pendiente de la Función de Distribución Lateral . . . 36
- 2.5. Simulaciones Detalladas de las Lluvias . . . 37
  - 2.5.1. Programas de Simulaciones . . . 37
  - 2.5.2. Modelos Hadrónicos de Altas Energías . . . 38
  - 2.5.3. Algoritmo de Filtrado de AIRES . . . 41

3. El Observatorio Pierre Auger **45**
- 3.1. Introducción . . . 45
- 3.2. Detectores de Superficie . . . 46
  - 3.2.1. Características de los Tanques . . . 48
  - 3.2.2. Características de la Bolsa Contenedora del Agua . . . 49
  - 3.2.3. Producción de Agua . . . 49
  - 3.2.4. Los Fotomultiplicadores . . . 50

3.2.5. Electrónica "Front-End" y Primer Nivel de Disparo 50
3.2.6. El Controlador de la Estación 51
3.2.7. Suministro de Energía 51
3.3. Detectores de Fluorescencia 52
3.3.1. La Optica 52
3.3.2. La Cámara 53
3.3.3. Electrónica "Front-End" y Primer Nivel de Disparo 54
3.3.4. Segundo Nivel de Disparo 54
3.3.5. Adquisición de los Datos 55
3.3.6. Monitoreo Atmosférico 55
3.4. Los Primeros Resultados 55
3.4.1. Anisotropías en la Región del Centro Galáctico 55
3.4.2. Fracción de Fotones 58
3.4.3. El Espectro 60

4. Detectores Čerenkov y Muones Atmosféricos 63
4.1. Introducción 63
4.2. Muones de Fondo 64
4.3. Experimentos con el Prototipo Tandar 68
4.3.1. Descripción del Detector 68
4.3.2. Ajuste de Ganancias y Determinación del VEM 70
4.3.3. Coincidencia de Tres PMTs 73
4.4. Modelo Semi-Analítico 75
4.4.1. Carga Promedio y Longitud de la Traza 75
4.4.2. Distribución de la Longitud de la Traza 78
4.4.3. Espectro de la Coincidencia de Tres PMTs 80

5. Fluctuaciones de la Forma de Pulso 85
5.1. Introducción 85
5.2. Modelo Sencillo de las Fluctuaciones 87
5.3. Análisis de Datos 91

6. Detectores de Muones 101
6.1. Introducción 101
6.2. Detectores de Muones 102
6.3. Simulaciones de Lluvias Atmosféricas 103
6.4. La Segmentación 104
6.4.1. La Estación más Cercana 104
6.4.2. Muones en la Estación más Cercana 105
6.4.3. Apilamiento de los Muones 107
6.5. Simulación del Detector 109
6.6. Método de Reconstrucción 113
6.6.1. Función de Distribución Lateral de Muones 113
6.6.2. Reconstrucción de la FDLM 114
6.6.3. Muones a 600 m del Eje de la Lluvia 118
6.7. Parámetros Sensibles a la Composición Química 120

7. Determinación de la Composición **125**
7.1. Introducción 125
7.2. Métodos Estadísticos 126
7.2.1. Parámetro ξ 126
7.2.2. Simulaciones y análisis 127
7.3. Clasificación Evento a Evento 143

8. Conclusiones **155**

A. Estimación de las Densidades de Probabilidad **159**
A.1. Métodos Adaptativos 161
A.2. Algoritmo "Smoothed Bootstrap" 162

B. Cálculo de la Composición **163**

Indice de figuras

1.1. Espectro de Energía de los Rayos Cósmicos 2
1.2. Datos Experimentales de X_{max} como Función de la Energía 5
1.3. Abundancia de Hierro como Función de la Energía Obtenida Experimentalmente 6
1.4. Direcciones de Arribo de los Rayos Cósmicos más Energéticos . . . 8
1.5. Longitud de Atenuación de los Rayos Cósmicos Extragalácticos . . 12
1.6. Comparación de los Espectros de AGASA y HiRes 14
1.7. Longitud de Penetración para Cascadas Electromagnéticas en el Medio Intergaláctico 16
1.8. Espectro de Rayos Cósmicos debido a Protones y a una Mezcla de Núcleos 18
1.9. Abundancias Relativas como Función de la Energía para los Modelos A y B 19
1.10. Diagrama de Hillas 21

2.1. Esquema del Desarrollo de una Lluvia Atmosférica 27
2.2. Esquema del Desarrollo de una Lluvia Electromagnética Iniciada por un Fotón para el Modelo de W. Heitler 28
2.3. Esquema del Desarrollo de una Lluvia Hadrónica Iniciada por un Protón para el Modelo de J. Matthews 29
2.4. Funciones de Distribución Lateral para las Partículas Electromagnéticas y los Muones 34
2.5. Secciones Eficaces de Dispersión Inelástica hadrón-aire para QGSJET02, QGSJET01 y Sibyll 2.1 39
2.6. Inelasticidades hadrón-aire para QGSJET02, QGSJET01 y Sibyll 2.1 40
2.7. Multiplicidades de Partículas Cargadas hadrón-aire para QGSJET02, QGSJET01 y Sibyll 2.1 41
2.8. X_{max} como Función de la Energía para Lluvias Iniciadas por Protones para QGSJET02, QGSJET01 y Sibyll 2.1 e Iniciadas por Núcleos de Hierro para QGSJET02 y QGSJET01 42
2.9. Número de Muones para QGSJET02 (Pr y Fe) y para Sibyll 2.1 (Pr) Normalizado a QGSJET01 como Función de la Energía 43

3.1. Estado de Avance del Observatorio Pierre Auger 47
3.2. Detector de Superficie de Auger 48
3.3. Telescopio de Fluorescencia de Auger 53

3.4. Mapa de Significancias en la Zona del Centro Galáctico 57
3.5. Distribuciones de X_{max} Experimentales y Simuladas para Fotones . 60
3.6. Cotas Superiores para la Fracción de Fotones 61
3.7. Curva de Calibración de la Energía 62
3.8. Espectro Preliminar de Auger 62

4.1. Flujo de Rayos Cósmicos de Bajas Energías 65
4.2. Rayos Cósmicos en la Atmósfera 66
4.3. Espectro de Muones Atmosféricos 67
4.4. Esquema en Planta del Prototipo Tandar 68
4.5. Esquema Lateral del Prototipo Tandar 69
4.6. Electrónica Utilizada para el Ajuste de Ganancias y la Determinación del VEM 71
4.7. Pulsos Promedio de los PMTs y del VEM para el Prototipo Tandar 72
4.8. Distribuciones de Carga de los PMTs y del VEM 73
4.9. Electrónica Correspondiente a la Coincidencia de los Tres PMTs . . 74
4.10. Distribuciones de Carga para la Coincidencia de Tres PMTs 75
4.11. Distribución de Carga Promedio para la Coincidencia de Tres PMTs 76
4.12. Valor Medio y Desviación Estándar como Función de la Longitud de la Traza 77
4.13. Distribuciones de la Longitud de la Traza 80
4.14. Distribución del VEM para el Prototipo Tandar Suavizada e Interpolada 81
4.15. Modelo Semi-Analítico y los Datos Experimentales para el Prototipo Tandar 82
4.16. Distribución del VEM para el Tanque Laura Suavizada e Interpolada 83
4.17. Modelo Semi-Analítico y los Datos Experimentales para el Tanque Laura 83

5.1. Distribuciones de Energía y Angulo Cenital 92
5.2. Ajuste de la Forma de los Pulsos para un Evento 93
5.3. Tiempo de Subida de las Señales como Función de la Distancia al eje de la Lluvia 94
5.4. Error Relativo para el Método 1 sin ningún Corte 96
5.5. Error Relativo Obtenido Mediante el Método 1 para los Primeros 400 ns del Comienzo de las Señales 97
5.6. Error Relativo Obtenido Mediante el Método 2 para los Primeros 400 ns del Comienzo de las Señales 98
5.7. Error Relativo Obtenido Mediante el Método 3 para los Primeros 400 ns del Comienzo de las Señales 99
5.8. Comparación de los Resultados Correspondientes a los Tres Métodos 100
5.9. Parámetro R 100

6.1. Varillas Centelladoras del Detector de Muones 103
6.2. Dirección de Incidencia y Puntos de Impacto de los Eventos Monte Carlo 105

6.3. Distribución de la Distancia de la Estación más Cercana al Eje de la Lluvia . . . 106
6.4. Distribuciones Temporales de Muones para la Estación más Cercana 107
6.5. Efecto de la Segmentación . . . 109
6.6. Error debido a la Segmentación y a las Fluctuaciones Poissonianas . 110
6.7. Area de Muestreo para el Método de Unthinning . . . 112
6.8. Funciones de Distribución Lateral de Muones . . . 115
6.9. Distribución Temporal de Muones para un Evento Simulado . . . 116
6.10. Ajuste de la FDLM para un Evento Simuldo . . . 118
6.11. Incerteza en la Determinción de $N_\mu(600)$ como Función de la Energía 119
6.12. Incerteza en la Determinción de $N_\mu(600)$ como Función de la Energía: Caso Límite . . . 120
6.13. $N_\mu(600)$ como Función de la Energía . . . 121
6.14. Incerteza en la Determinación de X_{max} para Auger+HEAT . . . 123
6.15. Poder de Separación entre Protones y Núcleos de Hierro para Distintos Parámetros . . . 124

7.1. $\langle\xi\rangle(c_a)$ como Función de η para dos Gaussianas . . . 128
7.2. $F(E_{r0})$ como función de E_{r0} . . . 130
7.3. Distribución Promedio de X_{max} y $N_\mu(600)$ para Protones de $\theta = 45°$ 132
7.4. Distribución Promedio de X_{max} y $N_\mu(600)$ para Núcleos de Hierro de $\theta = 45°$. . . . 133
7.5. Valor medio y región de un sigma para $N_\mu(600)$ y X_{max} . . . 133
7.6. ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ como Función de la Abundancia de Protones para $\theta = 45°$ 135
7.7. ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ como Función de la Abundancia de Protones para $\theta = 30°$ 137
7.8. Elipses Correspondientes al 68 % y al 95 % de Probabilidad para ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ para $\theta = 30°$ y $\theta = 45°$ . . . 138
7.9. Regiones en el Espacio (c_p, λ) para Algunos Casos Particulares . . . 139
7.10. Elipses Correspondientes al 68 % y al 95 % de Probabilidad para $(\xi_\mu, \xi_{t_{1/2}})$, (ξ_μ, ξ_β) y (ξ_μ, ξ_R) . . . 141
7.11. Elipses Correspondientes al 68 % y al 95 % de Probabilidad para ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ para una Mezcla de Angulos Cenitales que se Distribuyen según $\sin(\theta)\cos(\theta)$ . . . 143
7.12. Elipses Correspondientes al 68 % y al 95 % de Probabilidad para $(\xi_\mu, \xi_{t_{1/2}})$, (ξ_μ, ξ_β) y (ξ_μ, ξ_R) Correspondientes a la Distribución $\sin(\theta)\cos(\theta)$ . . . 144
7.13. X_{max} versus $N_\mu(600)$ para Hierros y Protones de $\theta = 30°$ para QGSJET02. . . . 145
7.14. Distribuciones de p_{Pr} y p_{Fe} Correspondientes a X_{max} y $N_\mu(600)$ para $\theta = 30°$ y QGSJET02 . . . 147
7.15. Distribuciones de p_{Pr} y p_{Fe} para los Distintos Conjuntos de Parámetros Considerados Correspondientes a $\theta = 30°$ y QGSJET02 . . . 148
7.16. $P(\geq p_{Pr})$ y $P(\geq p_{Fe})$ para los Conjuntos de Parámetros Considerados para $\theta = 30°$ y para QGSJET02 . . . 149
7.17. Distribuciones de p_{Pr} y p_{Fe} Correspondientes a X_{max} y $N_\mu(600)$ para $\theta = 30°$ y Sibyll 2.1 Asumiendo como Verdadero a QGSJET02 150

7.18. Distribuciones de p_{Pr} y p_{Fe} para los Distintos Conjuntos de Parámetros Considerados para $\theta = 30°$ y Sibyll 2.1 Asumiendo como Verdadero a QGSJET02 151
7.19. $P(\geq p_{Pr})$ y $P(\geq p_{Fe})$ para los Conjuntos de Parámetros Considerados y para $\theta = 30°$ y Sibyll 2.1 Asumiendo como Verdadero a QGSJET02 152

Indice de tablas

4.1. Tensiones de los PMTs 71
4.2. Valores Medios de las Distribuciones de Carga 72

5.1. Coeficientes del Ajuste de $t_{1/2}$ 94

7.1. Ejemplos de Composición Inferida para una Muestra 140
7.2. Composición de los Rayos Cósmicos obtenida a partir de la de las Muestras 140
7.3. Probabilidades de Clasificación para $\theta = 30°$ y QGSJET02 149
7.4. Probabilidades de Clasificación para $\theta = 45°$ y QGSJET02 150
7.5. Probabilidades de Clasificación para $\theta = 30°$ y Sibyll 2.1 Asumiendo como Verdadero a QGSJET02 152
7.6. Probabilidades de Clasificación para $\theta = 45°$ y Sibyll 2.1 Asumiendo como Verdadero a QGSJET02 153

Capítulo 1

Los Rayos Cósmicos

1.1. Introducción

En 1912 Victor Hess llevó a cabo una serie de vuelos en globo durante los cuales pudo medir el nivel de radiación ionizante hasta una altura de 5 km sobre el nivel del mar [1]. Victor Hess descubrió que la cantidad de radiación ionizante aumentaba con la altura, lo cual implica que la tierra está siendo bombardeada por partículas de origen extraterrestre. A esta radiación ionizante se le dio el nombre de "Rayos Cósmicos".

Los rayos cósmicos impactan sobre las capas superiores de la atmósfera terrestre a un ritmo de 10^3 partículas por metro cuadrado y por segundo. El 90 % de estas partículas son protones, hay un 9 % de partículas alfa y el 1 % restante está formado por electrones.

Una de las características principales de estas partículas es que son relativistas, es decir, que tienen energía cinética mayor que la energía correspondiente a sus masas en reposo. Una fracción muy pequeña de las mismas está formada por partículas ultra-relativistas las cuales poseen energías cinéticas que llegan a ser del orden o mayor que 10^{20} eV.

El flujo de los rayos cósmicos se extiende sobre un intervalo de energías de más de once órdenes de magnitud, desde $\sim 10^9$ eV hasta 10^{20} eV, el cual puede ser descrito aproximadamente por una ley de potencias de índice espectral $\gamma = -2.7$ como muestra el gráfico superior de la figura 1.1. El flujo de rayos cósmicos decrece 30 órdenes de magnitud aproximadamente, de forma tal que para energías mayores que 10^{20} eV se observa uno por kilómetro cuadrado cada 100 años.

Dicho espectro presenta tres características principales: la rodilla ("Knee") situada a $\sim 10^{15}$ eV a partir de la cual el flujo decrece más rápidamente, la segunda rodilla ("2nd Knee") situada a $\sim 5 \times 10^{17}$ eV y el tobillo ("Ankle") el cual se extiende desde aproximadamente la segunda rodilla hasta un energía de $\sim 10^{19}$ eV. El gráfico inferior de la figura 1.1 muestra el espectro multiplicado por E^3, lo cual permite distinguir con mayor claridad a las tres características mencionadas.

La segunda rodilla ha sido observada por los experimentos de Akeno [3], Fly's Eye (modo estéreo) [4, 5, 6], Yakutsk [7, 8] y HiRes [9]. La interpretación física de la segunda rodilla no está clara aún, podría deberse a la transición entre los

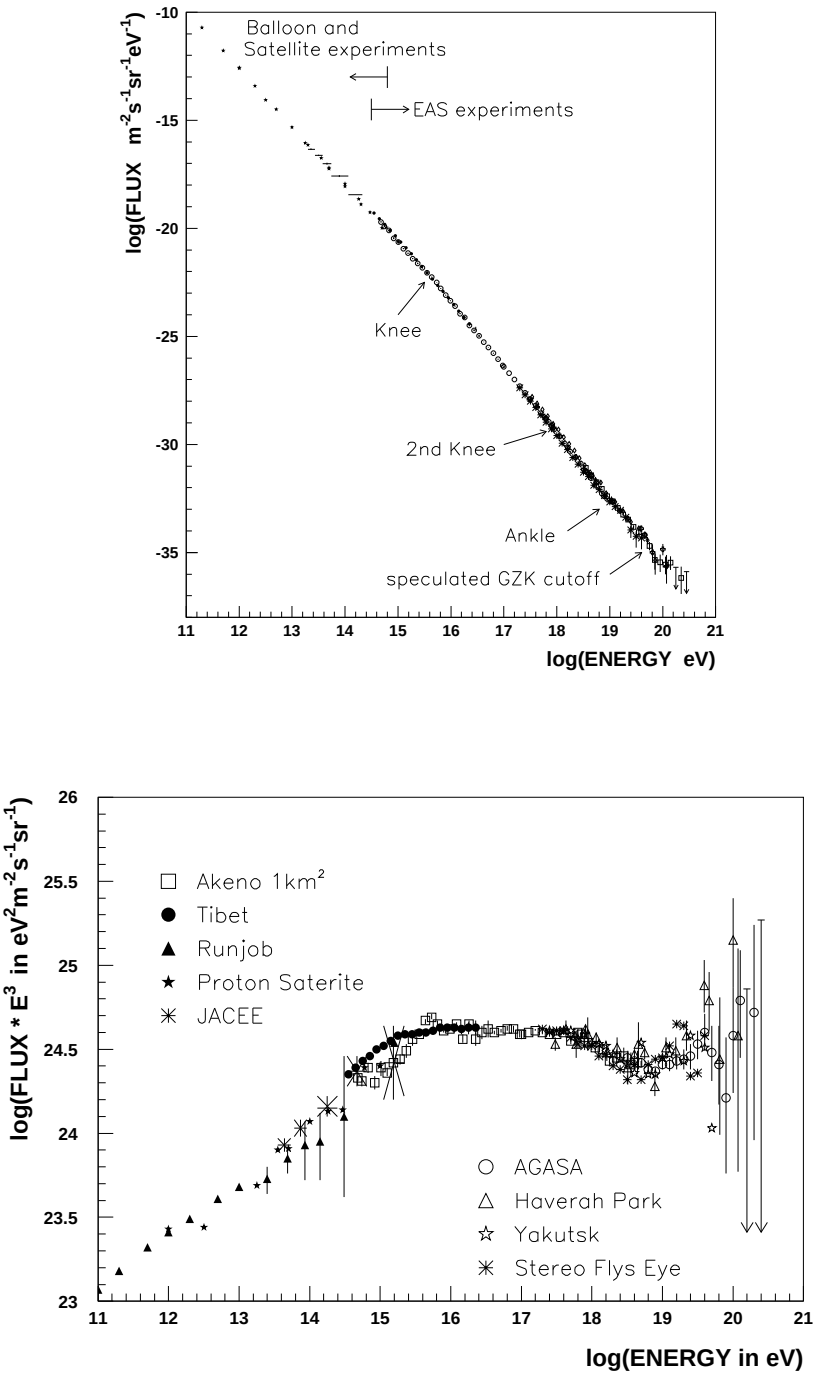

Figura 1.1: Espectro de energía de los rayos cósmicos y sus características principales. El espectro sigue una ley de potencias bastante uniforme (*arriba*) y presenta tres características principales (*abajo*): la rodilla a $\sim 10^{15}$ eV, la segunda rodilla a $\sim 5 \times 10^{17}$ eV y el tobillo que va desde $\sim 5 \times 10^{17}$ eV hasta $\sim 10^{19}$ eV. Los gráficos fueron extraídos de la referencia [2].

rayos cósmicos de origen Galáctico y extragaláctico o al efecto de apilamiento producido por la creación de pares electrón-positrón debida a la interacción de protones extragalácticos con los fotones de la radiación cósmica de fondo.

El tobillo ha sido observado por los experimentos de Fly's Eye [4, 5, 6] y Haverah Park [10] centrado a aproximadamente la misma energía, 3×10^{18} eV. Estos resultados fueron confirmados por los experimentos de Yakutsk [7, 8] y HiRes [9]. El experimento de AGASA también observó el tobillo pero centrado a una energía de $\sim 10^{19}$ eV [11]. Al igual que para la segunda rodilla, existen varias interpretaciones físicas posibles para el tobillo, las cuales a su vez están íntimamente relacionadas con la segunda rodilla. El tobillo podría ser el punto de transición entre los rayos cósmicos Galácticos y los extragalácticos, el resultado de la creación de pares debida a la propagación de protones en el medio intergaláctico o el resultado de la propagación difusiva de núcleos extragalácticos a través de los campos magnéticos cosmológicos.

1.2. La Composición Química de los Rayos Cósmicos

La información acerca de la composición química de los rayos cósmicos como función de la energía es de gran relevancia científica, ya que estudios detallados de la misma posibilitarán esclarecer el origen de la segunda rodilla y del tobillo y por lo tanto, la transición entre las componentes Galáctica y extragaláctica de los rayos cósmicos.

Para la determinación de la composición de los rayos cósmicos se han utilizado varias técnicas, en particular a las energías más elevadas [12]. Las principales son:

1. Profundidad del máximo desarrollo de las lluvias, X_{max}, [13, 14].
2. Fluctuaciones de X_{max} [15, 16].
3. Contenido muónico de las lluvias [17, 18].
4. Pendiente de la distribución lateral de las lluvias, β, [19, 20].
5. Estructura temporal del frente de las lluvias [21].
6. Análisis multi-paramétricos tales como redes neuronales y análisis de las componentes principales [22].

Se han obtenido varios resultados a través de las técnicas anteriores, los cuales en general, no están de acuerdo entre sí.

Con el propósito de analizar las implicaciones astrofísicas de la composición en la región del espectro de la segunda rodilla y el tobillo es instructivo analizar lo que sucede a energías más bajas. Los resultados del experimento de KASCADE [23] muestran que en la zona de la rodilla hay un cambio gradual de la composición de livianos a pesados para valores crecientes de la energía del primario. El flujo de rayos cósmicos en dicha región puede ser explicado mediante una composición de

leyes de potencia correspondientes a los distintos tipos de primarios, las cuales a su vez, presentan cortes ("rodillas") para diferentes valores de energías dependiendo de la masa del primario. La posición de dichos cortes se da a mayores energías para primarios más pesados de forma tal que la forma de los flujos como función de la rigidez magnética ($R = cp/|Ze|$ donde p es el momento y Ze es la carga de las partículas) es aproximadamente la misma.

Por lo tanto, para energías mayores que 10^{16} eV, el flujo está dominado por núcleos de hierro. Estas partículas son de origen Galáctico y lo que se está observando es, muy probablemente, el final de la eficiencia de la aceleración en ondas de choque correspondientes a remanentes de supernovas ya que, para dichas energías, el radio de Larmor de de los núcleos es comparable con el radio de curvatura de los remanentes permitiendo de esta manera que dichas partículas escapen de la zona de aceleración.

Si bien los resultados obtenidos por KASCADE dependen de los modelos hadrónicos de altas energías utilizados en el análisis de datos, estos son cualitativamente sólidos y existe un alto grado de consenso de la existencia de una progresiva transición en la composición en la zona de la rodilla.

A energías más altas la composición ha sido obtenida por varios experimentos. La figura 1.2 muestra la profundidad del máximo, X_{max}, como función de la energía obtenido por distintos experimentos. Los datos correspondientes a X_{max} sugieren que para energías mayores que $10^{16.6}$ eV la composición cambia progresivamente de pesada a liviana. Para el límite inferior de este intervalo de energía la composición es todavía pesada lo cual está de acuerdo con los resultados obtenidos por KASCADE. A energías del orden de 10^{19} eV se puede ver que, a pesar de haber signos de contaminación por elementos pesados, los datos son más consistentes con un flujo dominado por elementos livianos.

Si bien hay consenso entre todos los experimentos acerca de una transición de pesados a livianos, no hay consenso acerca de a que ritmo se da y que intervalo de energías abarca. De hecho, como muestra la figura 1.2, los datos combinados del prototipo de HiRes-MIA y HiRes en modo estéreo muestran una transición más rápida de pesados a livianos, comenzando a 10^{17} eV y terminando a $\sim 10^{18}$ eV [6]. Para energías mayores la composición permanecería constante y dominada por elementos livianos.

Este último escenario no es consistente con los resultados obtenidos por otros experimentos. La figura 1.3 muestra un compendio de datos experimentales correspondientes a la fracción de núcleos de hierro como función de la energía para el caso simplificado en que el flujo de rayos cósmicos está formado por una mezcla de núcleos de hierro y protones. Los resultados obtenidos por cada experimento dependen del modelo hadrónico de altas energías utilizado para el análisis de los datos. De la figura 1.3 se puede ver que por ejemplo, los datos de Haverah Park obtenidos a partir de la pendiente de la función de distribución lateral (círculos negros), indican que la composición es predominantemente pesada incluso hasta energías del orden de $\sim 10^{18}$ eV seguida por una abrupta transición a elementos livianos compatible con HiRes para energías cercanas a $\sim 10^{18}$. El único punto experimental disponible para el experimento de Volcano Ranch (estrella negra) es compatible con una composición pesada a 10^{18} eV, lo cual está de acuerdo con los

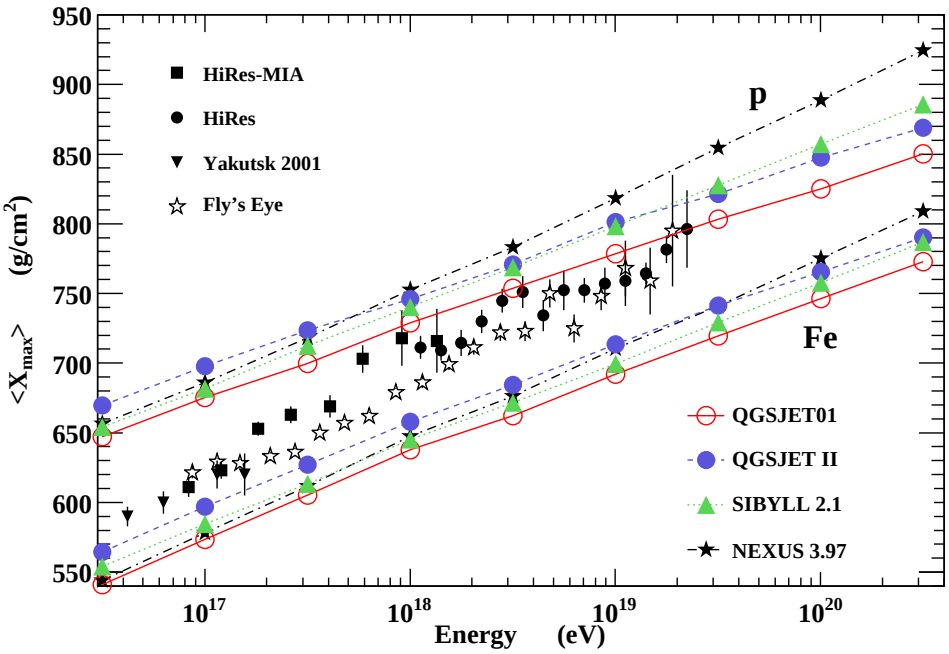

Figura 1.2: X_{max} como función de la energía obtenido por diferentes experimentos. Las símbolos unidos por líneas corresponden a las predicciones de X_{max} para los modelos de interacciones hadrónicas de altas energías QGSJET, Sibyll 2.1 y Nexus 3.97. El gráfico fue extraído de la referencia [24].

resultados obtenidos por Haverah Park. AGASA A1 (línea roja sólida con banda), sin embargo es consistente con una transición gradual de pesados a livianos comenzando desde la segunda rodilla y todo a lo largo del tobillo hasta por lo menos una energía de 10^{19} eV alcanzando el mismo valor para la fracción de hierros que por ejemplo, HiRes+QGSJET01 (línea sólida azul) obtiene un orden de magnitud en energía menor.

Notar que si bien, para energías mayores que 10^{19} eV AGASA es solamente capas de dar cotas superiores para la fracción de hierros, las mismas son lo suficientemente altas como para dar lugar a escenarios astrofísicos más complejos en donde los rayos cósmicos de ultra alta energía están formados por una mezcla de núcleos pesados ultra energéticos de origen extragaláctico [26].

Lo más importante que muestra la figura 1.3 es que existe una gran incerteza en el conocimiento de la composición química de los rayos cósmicos de energías mayores que 10^{19} eV, lo cual impone severas limitaciones para el desarrollo de modelos teóricos que pretendan explicar el origen de los rayos cósmicos.

Para energías mayores que 10^{19} eV la composición es esencialmente desconocida, sin embargo, parece ser compatible con hadrones aunque una contribución de fotones aún no puede ser descartada. Existen cotas superiores para la fracción de fotones: basados en el análisis del contenido muónico de las lluvias los datos de AGASA muestran que, al 95 % de nivel de confidencia, la fracción de fotones es menor que 28 % para $E \geq 10^{19}$ eV, 67 % para $E \geq 3.2 \times 10^{19}$ eV [27] y 65 %

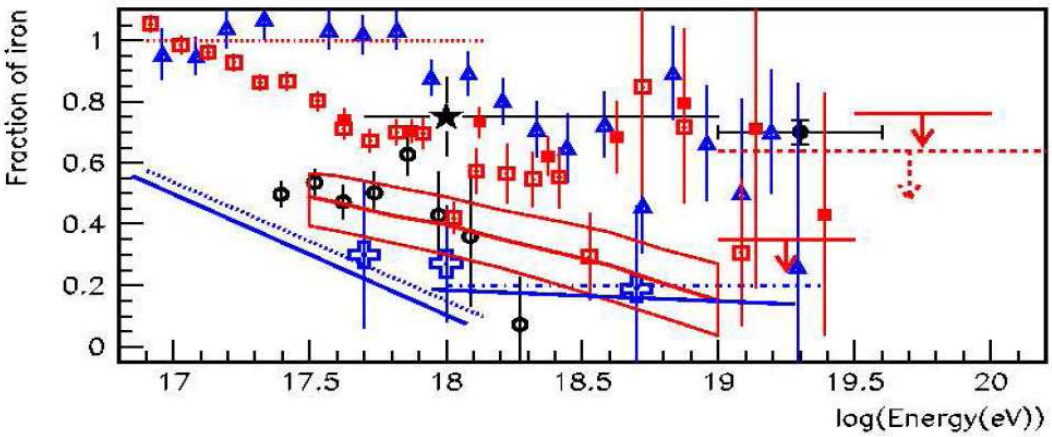

Figura 1.3: Fracción de hierro como función de la energía para varios experimentos. Contenido muónico (rojo): AGASA A1 (línea sólida con banda) y cotas superiores para $E > 10^{19}$ eV (línea sólida) obtenidas con QGSJET98; AGASA A1 (cuadrados) y A100 (cuadrados rellenos) obtenida con Sibyll; cotas superiores de Yakutsk (línea segmentada) obtenidas con QGSJET01; MIA (línea punteada) obtenida con QGSJET98. Métodos geométricos (negro): fracción de hierro obtenida de la pendiente de la función de distribución lateral para Volcano Ranch (estrella) y Haverah Park (círculos) y obtenida a partir del tiempo de subida en los detectores Čerenkov de Haverah Park (punto) usando QGSJET01. X_{max} (azul): HiRes (línea formada por puntos y segmentos) y Yakutsk (cruces) obtenida a partir de las fluctuaciones de X_{max}; HiRes (triángulos) obtenida usando Sibyll; HiRes-MIA (línea punteada) obtenida usando QGSJET98; HiRes (línea sólida) obtenida de $\langle X_{max} \rangle$ con QGSJET01. El gáfico fue extraído de la referencia [25].

para $E \geq 1.25 \times 10^{20}$ eV [28]; de la comparación de los flujos de rayos cósmicos casi verticales e inclinados detectados por Haverah Park se obtuvo que la fracción de fotones es menor que 48 % para $E \geq 10^{19}$ eV y 50 % para $E \geq 4 \times 10^{19}$ eV al 95 % de nivel de confidencia [30, 31]; finalmente, por medio de los datos de X_{max} obtenidos por el Observatorio Pierre Auger se encontró que la fracción de fotones debe ser menor que 16 % para $E \geq 10^{19}$ eV al 95 % de nivel de confidencia (ver sección 3.4.2 y referencia [32]), la cual es hasta el momento, la cota más restrictiva para $E \geq 10^{19}$ eV.

1.3. Anisotropía

Para encontrar las posibles fuentes de los rayos cósmicos lo que se suele hacer es buscar correlaciones entre sus direcciones de arribo y la distribución de materia del universo cercano. Existen principalmente dos estructuras que presentan acumulaciones de objetos astrofísicos: el disco Galáctico a escalas menores y el plano super-Galáctico a escalas mucho mayores. Este último, es una estructura ubicada en forma aproximadamente ortogonal al plano de la Galaxia que se extiende hasta unos 100 Mpc, el cual presenta una alta densidad de radio-galaxias.

Para bajas energías la correlación más significativa, aunque muy pequeña, con el plano Galáctico, fue encontrada por el experimento de Fly's Eye en el rango de energías entre 0.4×10^{18} eV y 10^{18} eV [33]. Para energías mayores, los datos son compatibles con una distribución isotrópica.

Para energías también bajas, los datos de AGASA muestran un exceso, con respecto a una distribución isotrópica de direcciones de arribo de 4.5σ. El rango de energías para el cual se observa dicho exceso va desde 10^{18} eV hasta $10^{18.4}$ eV, está situado en $(\alpha, \delta) = (280°, -17°)$, donde α y δ son las coordenadas ecuatoriales, y abarca una región del cielo de un radio de 20° [34, 35]. Si bien la ubicación en el cielo del exceso está cerca de centro Galáctico, $(\alpha, \delta) = (266.3°, -29°)$, el campo de visión de AGASA ($\delta > -24.2°$) no lo incluye. Un análisis posterior hecho con los datos del experimento SUGAR no pudo confirmar la anisotropía observado por AGASA, sin embargo, se encontró un exceso de 2.9σ para el rango de energías desde $10^{17.9}$ eV hasta $10^{18.5}$ eV en una región de 5.5° de radio centrada en $(\alpha, \delta) = (274°, -22°)$ [36]. Con el propósito de verificar dichas anisotropías, se analizaron las direcciones de arribo de los eventos detectados por el Observatorio Pierre Auger en el rango de energías para el cual AGASA y SUGAR encontraron los excesos. Como resultado de dicho análisis no se obtuvo ninguna anisotropía, las direcciones de arribo observadas por Auger son compatibles con una distribución isotrópica (ver sección 3.4.1 y la referencia [37]).

La figura 1.4 muestra las direcciones de arribo para rayos cósmicos de energías mayores que 4×10^{19} eV observadas por distintos experimentos. De dicha figura se puede ver que la distribución de eventos es isotrópica y que, en particular, no se ve una correlación significativa con el plano super-Galáctico (línea punteada de la figura 1.4). Si el campo magnético extragaláctico es del orden de 1 nG (cota superior obtenida experimentalmente) la deflexión de protones extragalácticos para dicho rango de energías es muy pequeña ($\sim 2°$ para $E = 10^{20}$ eV y para una distancia de 50 Mpc), con lo cual los datos experimentales serían compatibles con una distribución homogénea de fuentes. La falta de anisotropía podría ser explicada por un campo extragaláctico más intenso o en el caso en que los eventos observados correspondieran a núcleos pesados.

Los datos de AGASA para $E > 4 \times 10^{19}$ eV presentan racimos de eventos, los cuales se definen como conjuntos de dos o más eventos cuyas direcciones de arribo forman ángulos menores que 2.5° (resolución angular) entre sí. En particular, los datos de AGASA presentan cinco racimos de dos eventos cada uno y uno de tres. El origen de dichos racimos es aún tema de debate ya que podrían ser sólo producto de fluctuaciones estadísticas correspondientes a una distribución homogénea [39].

1.4. Propagación de los Rayos Cósmicos Galácticos

Nuestra Galaxia está formada por un disco de 20 kpc de radio y algunos cientos de pc de espesor, a su vez, presenta un campo magnético regular cuya intensidad es del orden de 3 μG el cual varia sobre escalas del orden de ~ 1 kpc. Con lo cual,

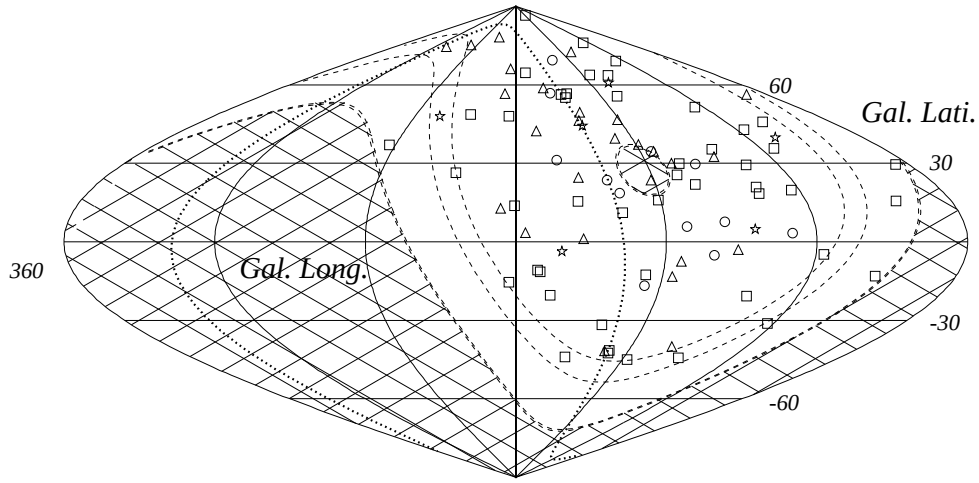

Figura 1.4: Direcciones de arribo en coordenadas Galácticas correspondientes a 92 eventos de energías mayores que 4×10^{19} eV. Los cuadrados corresponden a AGASA, los triángulos a Haverah Park, los círculos a Yakutsk y las estrellas a Volcano Ranch. Las líneas segmentadas corresponden a la región del cielo observada por cada experimento, las cuales, comenzando desde arriba corresponden a Yakutsk, Haverah Park, AGASA y Volcano Ranch. La línea punteada corresponde al plano super-Galáctico. El gráfico fue extraído de la referencia [38].

nuestra Galaxia se comporta como un volumen magnetizado en el cual se propagan los rayos cósmicos, los cuales a su vez, al estar compuestos mayoritariamente por partículas cargadas se ven forzados a interactuar.

El radio de Larmor para núcleos de carga Ze está dado por,

$$r_L \cong \frac{1}{Z} \times \left(\frac{E}{10^{18}\text{eV}}\right)\left(\frac{\mu\text{G}}{B}\right)\text{kpc} \tag{1.1}$$

donde E es la energía de las partículas y B es el campo magnético.

La ecuación (1.1) muestra que núcleos de energías menores que $\sim 10^{17}$ eV, sin importar su carga eléctrica, tienen un radio de Larmor menor que el espesor de la Galaxia, con lo cual, dichas partículas se propagan difusivamente en el medio interestelar. A nuestra Galaxia se la puede pensar como una región de confinamiento para partículas cargadas de energías menores que las de la segunda rodilla.

Por lo tanto, los rayos cósmicos que van desde las energías más bajas hasta la segunda rodilla son de origen Galáctico. Actualmente no hay consenso acerca de las fuentes que producen dichas partículas, sin embargo, las dos líneas de pensamiento principales proponen que o bien consisten en núcleos pre-acelerados en las cromósferas de estrellas normales de tipo G y F o que consisten en núcleos eléctricamente cargados condensados en densos vientos de gigantes rojas o azules [40]. Por otra parte, estas partículas deben ser aceleradas por algún mecanismo, si bien no hay evidencias observacionales directas, el mecanismo que más consenso tiene y el cual se cree que es el dominante es el mecanismo de Fermi de primer

orden [41], el cual consiste en la aceleración de partículas en los campos magnéticos turbulentos que se generan en las vecindades de las ondas de choque formadas en los remanentes de supernovas Galácticas. Los aceleradores Galácticos son en general ineficientes para energías entre $\sim 10^{17}$ eV y $\sim 10^{18}$ eV. Este límite superior puede ser extendido hasta $\sim 10^{19}$ eV si existieran mecanismos adicionales operando en la Galaxia como por ejemplo, inductores rotantes asociados con objetos compactos o eventos cataclísmicos, tales como la aceleración de núcleos de hierro por estrellas neutrónicas jóvenes fuertemente magnetizadas a través de vientos magnéto-hidrodinámicos relativistas [42].

Para energías mayores que la de la segunda rodilla, las partículas tienen energía suficiente como para poder viajar desde las fuentes extragalácticas más cercanas en tiempos menores al tiempo de Hubble, $t_H = (1.37 \pm 0.02) \times 10^{10}$ años [43]. Por lo tanto, para alguna energía mayor que 5×10^{17} eV una componente de origen extragaláctico debería comenzar a ser detectable de forma tal que para energías del orden de 10^{19} eV sea dominante. Por lo tanto, es de esperar que en la zona del espectro que va desde la segunda rodilla y llega hasta el final del tobillo el flujo sea una mezcla entre una componente de origen Galáctico con otra de origen extragaláctico, lo cual muestra la riqueza astrofísica y la complejidad de la región.

El tipo de propagación de los rayos cósmicos en la Galaxia depende fuertemente de su carga eléctrica. El radio de Larmor de protones de energías mayores que 10^{17} eV es mayor que el espesor de la región de confinamiento y por lo tanto pueden escapar fácilmente de la Galaxia. Para núcleos de hierro sucede lo contrario, aún para energías del orden de 10^{19} eV el radio de Larmor es menor que el espesor de la Galaxia con lo cual pueden ser confinados efectivamente en la misma.

Los resultados anteriores han sido obtenidos considerando solamente a la componente regular del campo magnético de la Galaxia. Sin embargo existe un componente turbulenta cuya intensidad es por lo menos comparable a la de la componente regular. El espectro de dicha componente parece ser del tipo de Kolmogorov cuya escala más chica es del orden de los 10 pc extendiéndose hasta $L_c^G \sim 100$ pc (longitud de coherencia del campo turbulento).

Para valores del radio de Larmor del orden de la longitud de coherencia del campo turbulento se produce una resonancia entre el acoplamiento de los núcleos cargados y dicho campo. Por lo tanto, se puede definir una energía crítica, correspondiente a núcleos de carga Ze y obtenida a partir de $r_L = L_c^G$ dada por, $E_c^G \cong 5 \times 10^{17}\ Z$ eV, tal que para energías menores que la misma, existe siempre un modo resonante capaz de deflectar las trayectorias de los núcleos eficientemente. Consecuentemente, para energías menores que dicha energía crítica la propagación es difusiva y para energía mayores es balística.

Debido a la interacción con la componente irregular del campo magnético Galáctico, los protones se propagan de una forma muy diferente a los núcleos de hierro en la zona que va desde la segunda rodilla hasta el tobillo. Los protones se propagan en forma balística para energías mayores que $\sim 5 \times 10^{17}$ eV mientras que los núcleos de hierro se propagan difusivamente hasta energías del orden de $\sim 10^{19}$ eV. Por lo tanto, a lo largo de toda la región que va desde la segunda rodilla y llega hasta el tobillo todos lo núcleos que van desde protón hasta hierro ($1 \leq Z \leq 26$) sufren una transición en su régimen de propagación en el medio in-

terestelar cambiando gradualmente de difusivo a balístico a medida que la energía crece.

1.5. Propagación en el Medio Intergaláctico

1.5.1. Transición entre las Componentes Galácticas y Extragalácticas

Partículas de origen extragaláctico pueden llegar a nuestra Galaxia desde las Galaxias más cercanas siempre y cuando el tiempo de vuelo sea menor al tiempo de Hubble.

Si bien no hay evidencias observacionales firmes, se cree que el medio intergaláctico posee un campo magnético turbulento. Mediciones basadas en el efecto de rotación de Faraday imponen al campo magnético extragaláctico las siguiente restricción [44],

$$\left(\frac{B_{EG}}{\mathrm{nG}}\right) \times \sqrt{\frac{L_c^{EG}}{\mathrm{Mpc}}} \;\leq\; 1, \tag{1.2}$$

donde $L_c^{EG} \cong 1$ Mpc es la longitud de coherencia de dicho campo. Asumiendo que el coeficiente de difusión puede ser estimado mediante la aproximación de Bhom,

$$K \cong \frac{1}{3}\, r_L\, c, \tag{1.3}$$

y por medio de la ecuación (1.1) el coeficiente de difusión está dado por,

$$K \cong \frac{10^{-7}}{Z}\left(\frac{E}{10^{18}eV}\right)\left(\frac{\mu\mathrm{G}}{B_{EG}}\right) \mathrm{Mpc}^2\ \text{años}^{-1}. \tag{1.4}$$

El tiempo de propagación difusiva viene dado por,

$$\tau \cong \frac{D^2}{K} \cong 10^7\ Z\ \left(\frac{D}{\mathrm{Mpc}}\right)^2 \left(\frac{B_{EG}}{\mathrm{nG}}\right)\left(\frac{10^{18}\mathrm{eV}}{E}\right)\ \text{años}. \tag{1.5}$$

La ecuación (1.5) muestra que existe un horizonte magnético bastante restrictivo, ningún núcleo de energía menor que 10^{17} eV es capaz de llegar a la Galaxia desde regiones más alejadas que el Grupo Local ($D \sim 3$ Mpc). Si consideramos a $D = 10$ Mpc como la distancia característica mínima, la cual define una región muy localizada contenida completamente dentro del plano super-Galáctico y aún más chica que la distancia al cúmulo de Virgo, solamente protones de energías mayores que $\sim 3 \times 10^{17}$ eV o núcleos de hierro de energías mayores que $\sim 5 \times 10^{18}$ eV son capaces de llegar a nuestra Galaxia en un tiempo menor que el tiempo de Hubble.

Por lo tanto, para energías entre la segunda rodilla y el tobillo diferentes núcleos comienzan a ser capaces de llegar a nuestra Galaxia desde el universo local. Más aún, es a estas mismas energías donde el campo magnético Galáctico se hace permeable permitiendo la llegada de los mismos al sistema solar.

Para energías mayores que 10^{17} eV, los rayos cósmicos extragalácticos interactúan fundamentalmente con los fotones del fondo de microondas, para el caso de

núcleos, también es importante la interacción con los fotones del fondo de infrarrojo [45]. El fondo de radio, a pesar de su densidad mucho más baja es importante para la interacción de fotones de las energías más altas.

Para protones de energías mayores que 5×10^{19} eV el proceso dominante es la fotoproducción de piones,

$$\begin{aligned} p + \gamma &\rightarrow n + \pi^+ \\ p + \gamma &\rightarrow p + \pi^o, \end{aligned} \tag{1.6}$$

la cual, como muestra la figura 1.5, reduce drásticamente la longitud de atenuación a algunos Mpc. Esta interacción, en los modelos más conservativos en los cuales las fuentes están distribuidas uniformemente en el universo, da origen a una fuerte supresión del flujo de rayos cósmicos para energías mayores que 10^{20} eV conocida como corte de GZK (Geisen-Zatsepin-Kuz'min) [46, 47].

Para energías menores que 5×10^{19} eV el proceso más importante es la producción de pares electrón-positrón, $p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$.

Núcleos pesados de energías ultra altas interactúan con los fotones del fondo de radiación cósmica principalmente a través de los siguiente procesos,

$$A + \gamma \rightarrow (A-1) + N$$

$$A + \gamma \rightarrow (A-2) + 2N \tag{1.7}$$

$$A + \gamma \rightarrow A + e^+ + e^-, \tag{1.8}$$

donde N es un nucleón. El rítmo para el cual los núcleos pierden energía debido a la emisión de dos nucleones es aproximadamente un orden de magnitud más chico que el correspondiente a la emisión de uno sólo. Para núcleos de número atómico A de la misma energía el umbral para la producción de piones es del orden de $4 \times A \times 10^{19}$ eV, por lo cual, para energías menores o del orden de 10^{20} eV, dicha reacción deja de ser importante para núcleos más pesados que el helio. La figura 1.5 muestra la longitud de atenuación correspondiente a núcleos de hierro, al igual que para los protones, decrece abruptamente con la energía de forma tal que para energías mayores que 10^{20} eV es menor que 100 Mpc.

De la figura 1.5 se puede ver que tanto para protones como para núcleos de hierro, la longitud de atenuación para energías menores que 5×10^{19} eV es mayor que 10^3 Mpc. Por lo tanto, las observaciones de los rayos cósmicos a estas energías permiten obtener información de lo que sucede en el universo a distancias cosmológicas a diferencia de lo que ocurre a las energías más altas, ya que dichas observaciones sólo permiten obtener información de la región local del universo. Por lo tanto, decreciendo en energía y comenzando desde la región de más alta energía en dirección a la región de transición, desde el punto de vista de la propagación en el medio intergaláctico, el horizonte crece abruptamente tomando valores que dependen de la naturaleza de los primarios.

La región del espectro en donde se superponen las componentes Galáctica y extragaláctica es de gran importancia astrofísica y si bien la forma del espectro es importante es casi imposible dilucidar el modelo correcto únicamente a través de

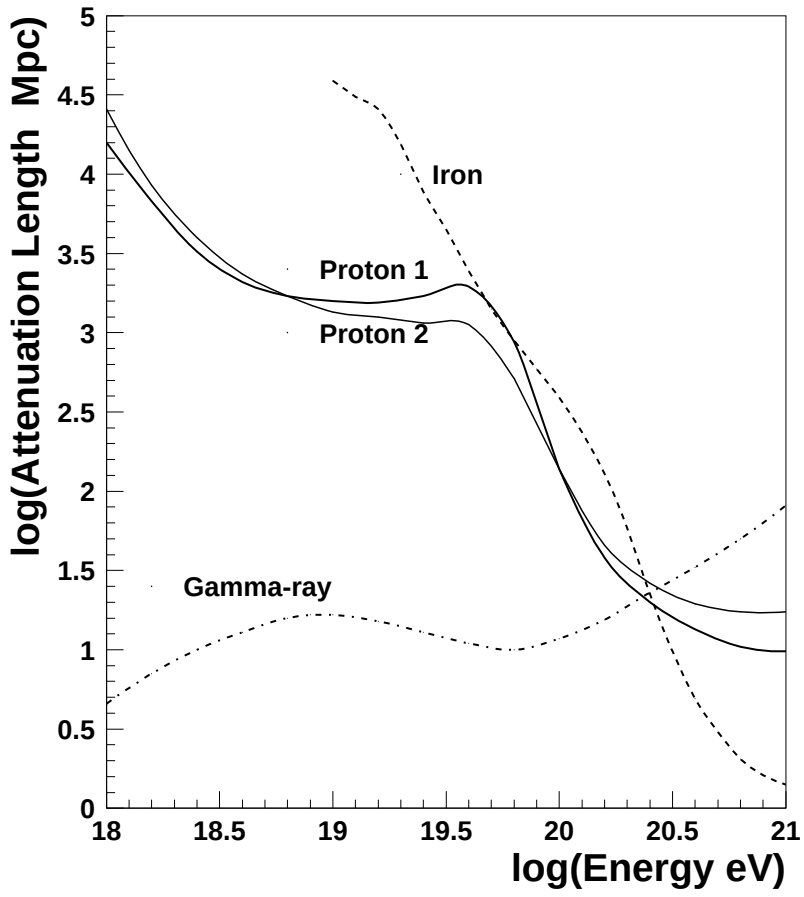

Figura 1.5: Longitud de atenuación como función de la energía para protones (línea sólida), núcleos de hierro (línea segmentada) y fotones (línea formada por segmentos y puntos) en el fondo de microondas, el de infrarrojo y el de radio. Proton 1 [49] y Proton 2 [50] corresponden a los resultados obtenidos por distintos autores. El gráfico fue extraído de la referencia [2].

la misma. Más aún, el campo magnético de la Galaxia es suficientemente intenso como para permitir dilucidar el origen Galáctico o extragaláctico a partir de las direcciones de arribo observadas. Por lo tanto, el estudio de la variación de la composición como función de la energía tiene un rol fundamental para discriminar entre ambas componentes y decidir entre los modelos teóricos disponibles.

Al igual que para el caso del medio interestelar, el campo magnético intergaláctico puede afectar severamente a la propagación de los rayos cósmicos [51, 52, 53]. Al igual que para la componente turbulenta del campo magnético de la Galaxia, existe una energía crítica para la cual cambia el régimen de propagación. Dicha energía viene dada por $E_c^{EG} \cong Z \times 10^{18}$ eV.

Para un dado núcleo de carga Ze, la propagación es balística para $E > E_c^{EG}$ y difusiva para $E < E_c^{EG}$. Por lo tanto, los protones se propagan en forma balística

para para $E > 10^{18}$ eV y difusivamente para energías del orden de la segunda rodilla, mientras que los núcleos de hierro se propagan difusivamente para energías a lo largo del tobillo llegando hasta energías tan altas como $\sim 5 \times 10^{19}$ eV.

1.5.2. Las Energías más Altas

Propagación de protones

Como ya ha sido mencionado en la sección 1.5.1, para protones de energías mayores que el umbral para la fotoproducción de piones, 5×10^{19} eV, el universo se hace opaco muy rápidamente, la longitud de atenuación disminuye hasta valores del orden de los 10 Mpc para energías del orden de 10^{20} eV. Este hecho determina una distancia máxima relativamente corta (comparada con las escalas cosmológicas), $R_{GZK} \sim 50 - 100$ Mpc, para la cual, las fuentes de rayos cósmicos pueden contribuir significativamente al flujo observado en la tierra.

Bajo circunstancias bastante generales, dependiendo de la naturaleza de los primarios y de la distribución cosmológica de las fuentes, la fotoproducción de piones conduce a la formación de un máximo debido al apilamiento de partículas que fueron inyectadas por las fuentes a mayores energías seguido por una severa supresión del flujo (corte de GZK). La existencia de esta característica del espectro fue propuesta al poco tiempo del descubrimiento del fondo cosmológico de microondas [46, 47] pero la existencia de la misma es aún hoy en día fuente de considerable debate.

Los resultados obtenidos por los experimentos de AGASA y HiRes acerca del espectro presentan conflictos entre sí. AGASA está formado por detectores de superficie mientras que HiRes está formado por telescopios de fluorescencia lo cual complica las comparaciones entre los resultados obtenidos por cada uno de ellos.

La figura 1.6 muestra los resultados obtenidos por AGASA y HiRes. Mientras que los resultados de HiRes aparentemente muestran el corte de GZK, los resultados de AGASA parecen incompatibles con dicho resultado ya que el flujo obtenido se extiende continuamente hasta energías mayores que 10^{20} eV.

Los resultados obtenidos por dichos experimentos resultan compatibles al nivel de 1.5 σ modificando las escalas de energías de ambos experimentos en un 15 % cada una [54]. El Observatorio Pierre Auger (ver capítulo 3), debido a su carácter híbrido (combina las dos técnicas de detección, de superficie y de fluorescencia) y a su gigantesco tamaño tiene la capacidad, pero no la suficiente estadística en la actualidad, para dar una respuesta definitiva a este problema fundamental.

La ausencia del corte de GZK, de ser confirmada, es compatible con una gama de escenarios astrofísicos posibles. Los escenarios más importantes son:

- La distancia promedio entre fuentes podría ser lo suficientemente grande como para que solamente algunas fuentes, ubicadas dentro de la esfera de GZK, contribuyan significativamente al flujo observado. Este escenario resulta incompatible con las observaciones de las direcciones de arribo correspondientes a las energías más altas (ver sección 1.3) a menos que el campo magnético

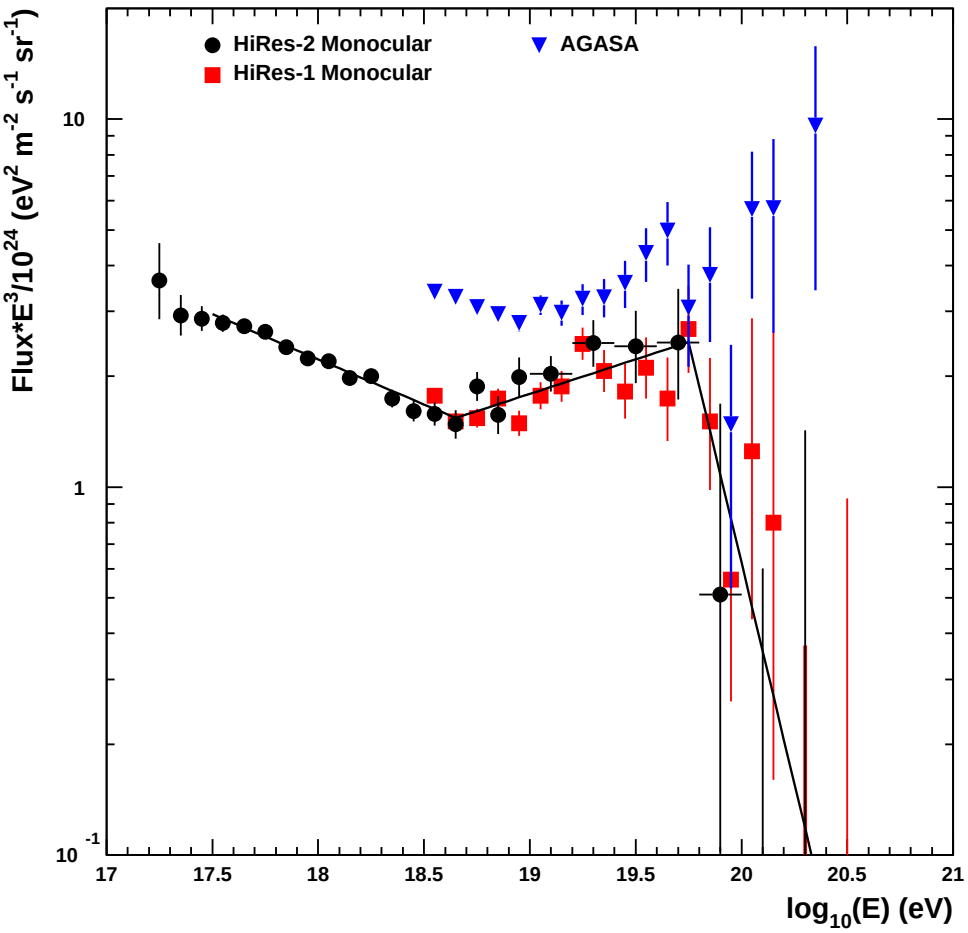

Figura 1.6: Comparación de los resultados obtenidos por los experimentos de AGASA, HiRes-I y HiRes-II en modo monocular. La línea sólida corresponde a los ajustes del flujo de HiRes con leyes de potencias en tres intervalos de energía diferentes. El gráfico fue extraído de la referencia [48].

intergaláctico sea más intenso que las cotas observacionales existentes o que los primarios sean núcleos pesados.

- Los rayos cósmicos podrían estar formados por partículas que casi no interactúan con los fotones del medio intergaláctico. Estas podrían ser partículas conocidas, pertenecientes al modelo estándar, pero que a tan altas energías se comportaran de una forma desconocida en la actualidad. Por ejemplo, neutrinos cuya sección eficaz de dispersión hadrónica podría ser lo suficientemente grande a energías tan elevadas de forma tal de ser capaces de interactuar con la atmósfera produciendo cascadas detectables por los experimentos [55, 56]. Otra posibilidad podría ser un nuevo hadrón estable más pesado que los nucleones de forma tal que el umbral para la fotoproducción de piones se de

a energías más elevadas [57].

- Los rayos cósmicos podrían ser hadrones normales pero la invariancia de Lorentz, la cual nunca ha sido testeada para $\gamma \sim 10^{11}$, podría ser violada a energías ultra altas y de esta manera, nuevamente, el umbral para la fotoproducción de piones se correría a energías más elevadas [58, 59, 60].

- El flujo observado podría estar formado por dos componentes: una componente hadrónica que presenta el corte de GZK y una componente de origen más exótico que domina a partir de 10^{20} eV. Esta segunda componente podría ser originada por el decaimiento o aniquilación de materia oscura super-pesada o de defectos topológicos [61, 62, 63, 64]. En estos escenarios existe una gran producción de neutrinos y de fotones y una fracción menor de nucleones, lo cual es una desventaja, ya que como ha sido mencionado en la sección 1.2, existen cotas cada vez más restrictivas para la fracción de fotones.

Propagación de fotones

Fotones de energías ultra altas interactúan con los fotones del fondo de radiación cósmica a través de, principalmente, la producción de pares electrón-positrón, $\gamma + \gamma_{fondo} \rightarrow e^+ + e^-$. Los electrones resultantes interactúan con los fotones del fondo de radiación a través de la interacción Compton inversa, mediante la cual, se producen fotones más energéticos, los cuales a su vez pueden volver a formar pares. Estos dos procesos son los responsables del desarrollo de la cascada electromagnética que se genera en el medio intergaláctico.

Dada la energía de un fotón ultra-energético, E_γ, la energía mínima que debe tener un fotón del fondo de radiación cósmica para formar pares está dada por,

$$E_b = \frac{m_e^2}{E_\gamma} \cong 2.6 \times 10^{11} \left(\frac{10^{18}\text{eV}}{E_\gamma}\right) \text{eV}. \tag{1.9}$$

Además, la correspondiente sección eficaz de dispersión tiene un máximo cerca de dicho umbral. La sección eficaz de dispersión correspondiente a la interacción Compton inversa, si bien no posee un umbral de energía, alcanza el máximo para energías cercanas al umbral para la producción de pares. Por lo tanto, dada la energía del fotón ultra-energético, el fondo cósmico de fotones para el cual las dos interacciones anteriores son más eficientes es tal que el valor medio de la energía de los fotones que lo componen es más cercano al valor dado por la ecuación (1.9). Para las energías más altas el fondo más importante es el de radio cuya densidad es bastante incierta, luego domina el fondo de microondas, el de infrarrojo y por último el visible.

La presencia de campos magnéticos cosmológicos puede acelerar el desarrollo de la cascada electromagnética ya que los electrones y positrones pueden irradiar fotones a través de la radiación de sincrotrón. Por lo cual, para campos magnéticos más intensos menor es la penetración de la cascada electromagnética en el medio intergaláctico.

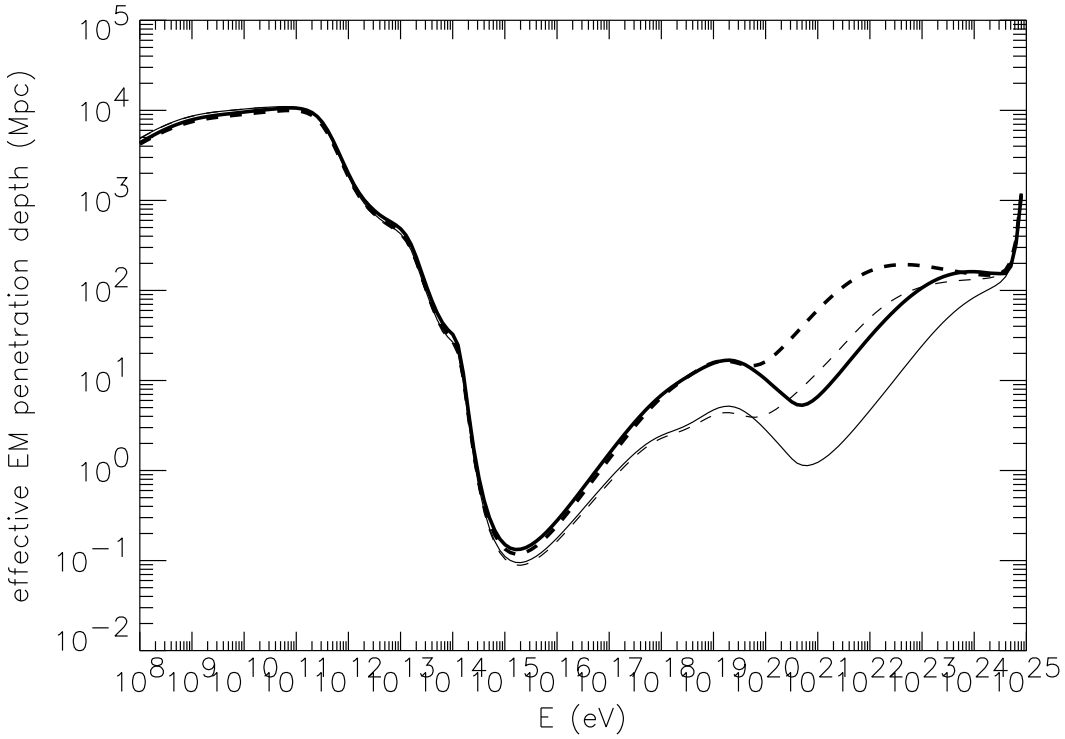

Figura 1.7: Longitud de penetración para cascadas electromagnéticas que se desarrollan en el medio intergaláctico como función de la energía para un campo magnético extragaláctico de 1 nG (líneas sólidas) y 10^{-2} nG (líneas segmentadas). Las líneas gruesas y finas corresponden a diferentes estimaciones del fondo de radio. La figura fue extraída de [61].

De esta forma la cascada electromagnética puede penetrar distancias mayores que el camino libre medio de los fotones primarios. Pero aún, el horizonte para los fotones ultra-energéticos, limita a sus posibles fuentes a las regiones más cercanas del plano supergaláctico. La figura 1.7 muestra la longitud de penetración correspondiente a las cascadas electromagnéticas para dos estimaciones diferentes del fondo de radio y del campo magnético del medio intergaláctico [61].

El proceso de la doble producción de pares, $\gamma + \gamma_{fondo} \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$ es importante para energías muy altas y comienza a dominar para $E_\gamma > 10^{21}$ eV. Para los electrones, el proceso que domina a partir de 10^{22} eV es, $e^\pm + \gamma_{fondo} \rightarrow e^\pm + e^- + e^+$. Otros procesos, como por ejemplo la producción de pares $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ o $\pi^+\pi^-$, Compton doble o la producción de pares debida a la interacción de fotones con campos magnéticos son en general despreciables para el desarrollo de las cascadas.

Como resultado del desarrollo de las cascadas electromagnéticas producidas en el medio intergaláctico, la inyección de un espectro de fotones ultra-energéticos generaría un apilamiento de fotones a energías del orden o menores que 10^{11} eV, cuya contribución al fondo difuso de γ se encuentra restringida por las observaciones del satélite EGRET [61]. Este exceso de fotones de bajas energías, los cuales pueden ser observados, restringe fuertemente a los modelos basados en defectos

topológicos ya que los mismos predicen una elevada fracción de fotones de energías ultra altas.

Propagación de núcleos

Como ya ha sido mencionado anteriormente, los núcleos pesados pierden energía al propagarse a través del medio intergaláctico debido, principalmente, al proceso de fotodesintegración y al de producción de pares electrón-positrón. El proceso de fotodesintegración es muy eficiente para las energías más altas y es capaz de extraer un nucleón cada algunos Mpc, dependiendo de la densidad del fondo de infrarrojo. Debido a que la fotodesintegración se produce aproximadamente a energía constante por nucleón, la propagación de un núcleo A de energía E_0 produce núcleos livianos de energías nE_0/A y $(A-n)E_0/A$ para valores de n preferentemente chicos.

1.5.3. La Composición en las Fuentes y sus Consecuencias Observacionales

Los mecanismos responsables de la aceleración de los rayos cósmicos de origen extragaláctico aún no se conocen. En los escenarios más conservativos, los cuales siguen siendo la asunción más económica, la aceleración se da a través del mecanismo de Fermi de primer orden en las ondas de choque de objetos extragalácticos (ver sección 1.6). Más aún, distintos escenarios astrofísicos compuestos por fuentes de distintas clases, de distinta densidad y evolución de la luminosidad con el corrimiento al rojo y distinta estructura del campo magnético extragaláctico son compatibles con las observaciones, acerca del flujo, en la región de las energías más altas. Para romper con esta degeneración existente es necesario incorporar información adicional como la aportada por la composición.

La figura 1.8 muestra el espectro de rayos cósmicos obtenido para el caso en que fuentes extragalácticas, distribuidas uniformemente en el universo, inyectan protones únicamente (modelo A) y para el caso en que inyectan un espectro de núcleos (modelo B) para el cual, al no haber un modelo de fuente extragaláctica, se asume que las abundancias son iguales a las de los rayos cósmicos Galácticos de más bajas energías [65]. Los espectros de energía siguen una ley de potencias de índice espectral β ($\propto E^{-\beta}$) y se asumió que la energía máxima a la que son acelerados los diferentes núcleos depende linealmente de la carga eléctrica, como se espera para los mecanismos de aceleración convencionales en campos magnéticos turbulentos (ver ecuación (1.10)). Para el modelo B es necesario poner un corte o un cambio de pendiente en el espectro de inyección a bajas energías para que el flujo obtenido sea consistente con las observaciones [66]. Ni la energía, E_b, a la que dicho cambio se produce ni la pendiente del espectro para energías menores que E_b pueden ser determinadas a partir de las observaciones.

La figura 1.8 muestra que para los dos tipos de espectro de inyección de las fuentes se obtienen resultados similares a las energías más altas (los dos modelos presentan el corte de GZK). Sin embargo, se puede distinguir entre ellos a energías más bajas, en la zona del tobillo.

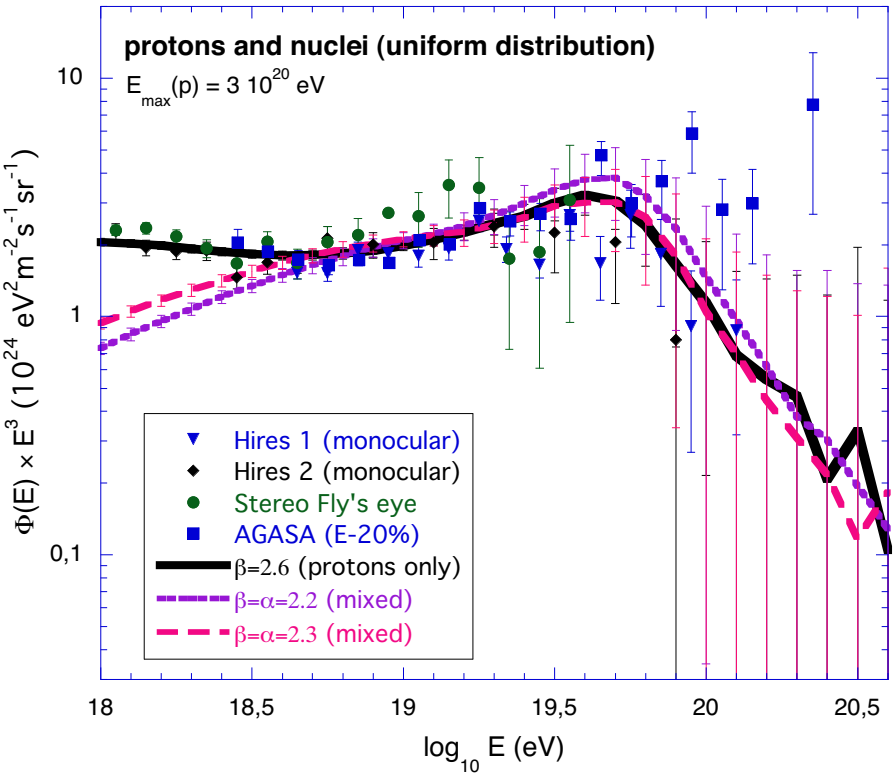

Figura 1.8: Espectros de rayos cósmicos correspondientes a fuentes extragalácticas distribuidas uniformemente en el universo para el caso en que inyectan protones únicamente (línea sólida) y para el caso en que inyectan una mezcla de núcleos (líneas punteada y segmentada). Para el modelo B se asumió un corte en el espectro de inyección a 10^{17} eV. Se muestran también los datos experimentales de los principales experimentos. Los datos de AGASA fueron trasladados a energías más bajas en un 20 %. Las barras de error corresponden a las fluctuaciones al nivel de un σ esperadas en cada intervalo de energía para la estadística de AGASA para $E > 10^{19}$ eV.

En particular, la figura 1.8 muestra que un flujo compuesto únicamente de protones puede reproducir adecuadamente la zona del tobillo, el cual, para este escenario, tiene su origen en la producción de pares producto de la interacción de los protones con los fotones del fondo de microondas. Para este escenario, la transición entre la componente Galáctica y la extragaláctica se da a energías del orden de la segunda rodilla. El índice espectral que mejor ajusta los datos experimentales es $\beta = 2.6$.

Para el escenario en que las fuentes inyectan un espectro de núcleos, se obtiene un ajuste muy pobre de los datos experimentales para $\beta = 2.6$ [65]. Sin embargo, para valores de β entre 2.2 y 2.3 se obtienen buenos resultados. En este caso, el tobillo resulta de la transición entre las componentes Galáctica y extragaláctica de los rayos cósmicos. Notar que los valores de $\beta \cong 2.2 - 2.3$ son compatibles con los mecanismos de aceleración en los campos magnéticos turbulentos que se forman en las vecindades de ondas de choque relativistas.

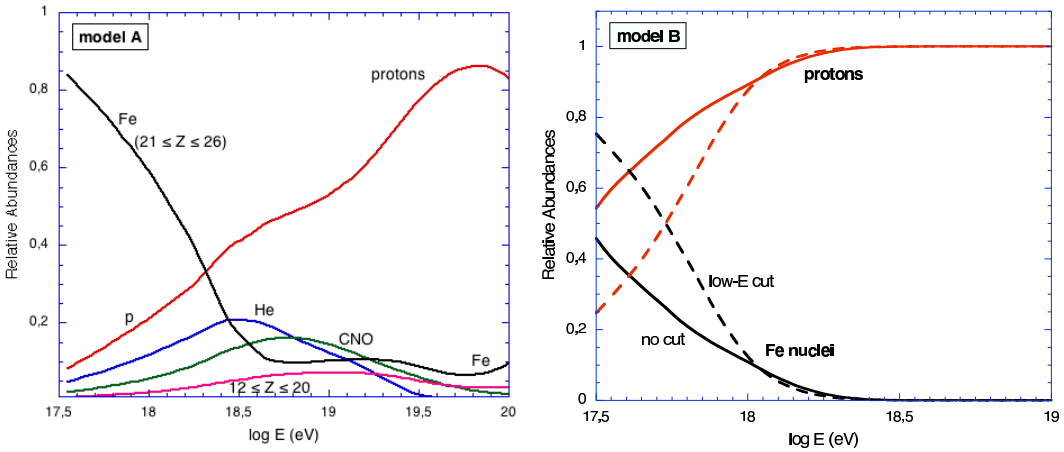

Figura 1.9: Abundancias relativas como función de la energía correspondiente al flujo de rayos cósmicos observado en la tierra. Para el modelos A (*izquierda*) se utilizó un espectro de inyección de abundancias de núcleos iguales a las de los rayos cósmicos de más baja energía. Para el modelo B (*derecha*) se utilizó un índice espectral de $\beta = 2.6$ a partir de 10^{17} eV (línea sólida) o un cambio de pendiente de $\beta = 2.6$ a $\beta = 2$ para energías menores que 10^{18} eV (línea segmentada). Los gráficos fueron extraídos de [66].

La figura 1.9 muestra las abundancias relativas como función de la energía para los dos modelos considerados donde se supuso que la componente Galáctica, obtenida de la sustracción del flujo extragaláctico y el observado, está compuesta únicamente por núcleos de hierro para energías mayores que 3×10^{17} eV [66]. Para obtener la composición según el modelo B correspondiente al gráfico de la derecha de la figura 1.9, se supuso que: *i*) el corte en el espectro de inyección se daba a 10^{17} eV (línea sólida) y *ii*) que para energías menores que $E_b = 10^{18}$ eV el índice espectral cambiaba a $\beta = 2$ (línea segmentada).

De la figura 1.9 se puede ver que para el modelo A la fracción de hierro decrece lentamente con la energía y que la de protones crece aún más lentamente. La contribución máxima de núcleos intermedios se da a 3×10^{18} eV, los cuales representan un 30 % del flujo total a dicha energía. En contraste, el modelo B predice una rápida transición de una composición dominada por hierro a otra dominada por protones de forma tal que para energías mayores que 2×10^{18} eV la composición está formada completamente por protones. Estos resultados muestran la importancia de los estudios detallados de la composición de los rayos cósmicos para energías mayores que la de la segunda rodilla.

1.6. Mecanismos de Aceleración Convencionales

Esencialmente se puede distinguir entre dos tipos de mecanismos convencionales de aceleración:

- Aceleración directa en campos eléctricos muy intensos, el cual puede darse

en objetos muy compactos tales como estrellas de neutrones altamente magnetizadas o los discos de acreción de agujeros negros. Sin embargo, este tipo de mecanismo no produce un espectro de energías tipo ley de potencias.

- Aceleración estocástica en nubes de plasma magnetizado el cual se da generalmente en todos los sistemas donde se generan ondas de choque tales como remanentes de supernovas o manchas calientes en radio galaxias. Este proceso de aceleración es conocido como el mecanismo de Fermi.

Se puede probar que la energía máxima a la cual puede ser acelerado un rayo cósmico independientemente de los detalles del mecanismo de aceleración viene dada por [67],

$$E_{max} = 2c\beta ZeBR \cong \beta Z \left(\frac{B}{\mu\mathrm{G}}\right)\left(\frac{R}{\mathrm{kpc}}\right) 10^{18}\mathrm{eV}, \tag{1.10}$$

donde Ze es la carga eléctrica de la partícula acelerada, B es el campo magnético, R es el tamaño de la región de aceleración y β es la fracción de la velocidad de la luz a la que se propaga la onda de choque. Esta condición consiste esencialmente en pedir que el radio de Larmor de las partículas sea menor que el tamaño de la zona de aceleración. La figura 1.10 muestra el diagrama de M. Hillas el cual ilustra la condición anterior.

Del diagrama de M. Hillas se puede ver que para las energías más altas, solamente algunas fuentes astrofísicas satisfacen la condición, necesaria pero no suficiente, dada por la ecuación 1.10.

Los principales candidatos son,

- **Estrellas Neutrónicas**

  La aceleración se da a través del campo eléctrico intenso generado por la rotación rápida de estos objetos compactos altamente magnetizados. La máxima energía a la que se puede acelerar un rayo cósmico mediante este mecanismo está dada por [45],

$$E_{max} = eZwB_sR^2/c \cong Z \left(\frac{w}{10^3\ \mathrm{Hz}}\right)\left(\frac{B_s}{10^9\ \mathrm{T}}\right)\left(\frac{R}{10\ \mathrm{km}}\right)^2 10^{20}\ \mathrm{eV}, \tag{1.11}$$

  donde Ze es la carga eléctrica del rayo cósmico, w es la velocidad angular de rotación del objeto, B_s es el campo magnético en la superficie y R es el radio. Valores típicos de dichos parámetros son, $B_s \sim 10^9$ T, $w \sim 10^3$ Hz y $R \sim 10$ km, con lo cual, estos objetos compactos son capaces de acelerar partículas hasta energías del orden de 10^{20} eV. La aceleración de partículas cargadas a través de este mecanismo tiene la ventaja de ser rápida pero se ve desfavorecido debido al hecho de que se da en entornos astrofísicos donde existen campos de radiación muy intensos, lo cual produce una significativa degradación de la energía de las partículas que están siendo aceleradas.

- **Núcleos Activos de Galaxias**

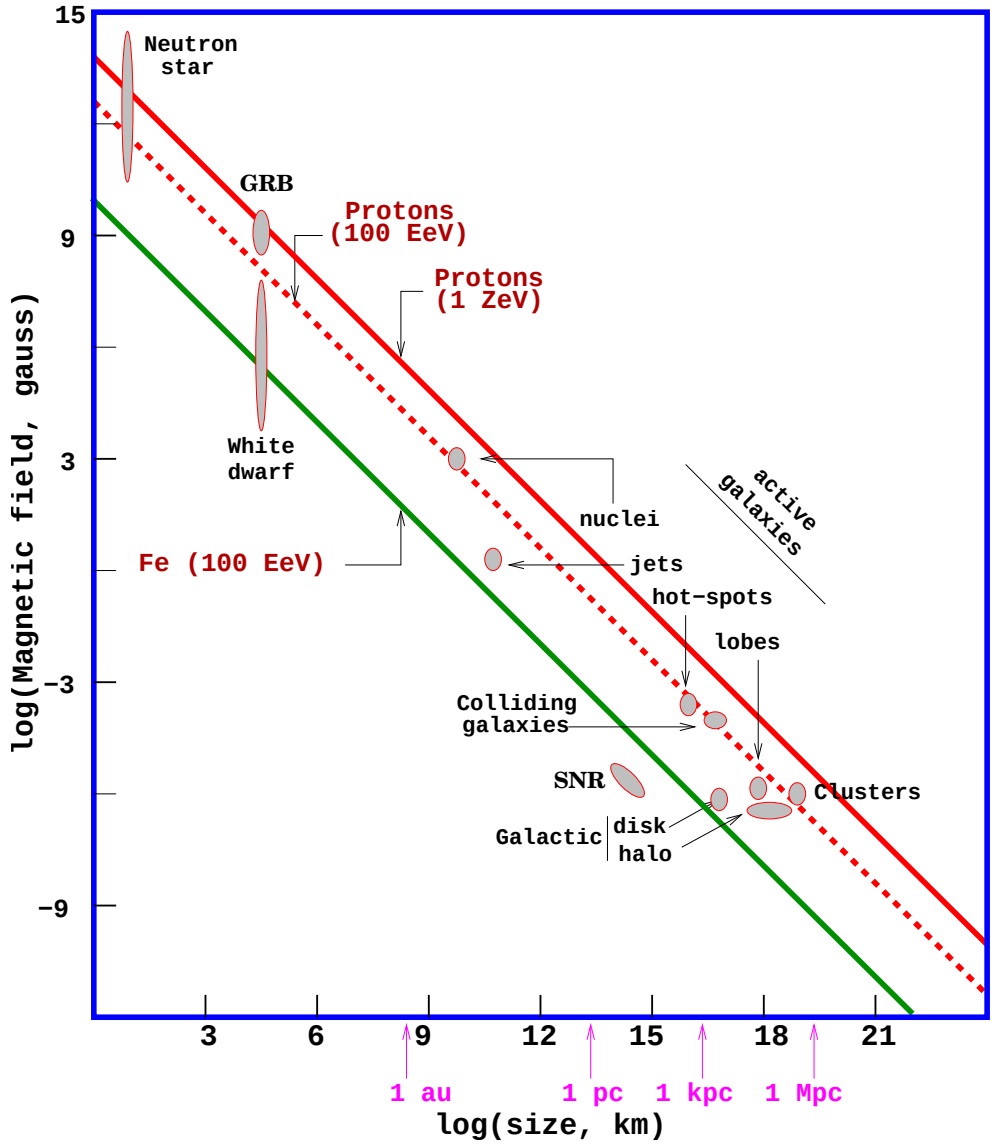

Figura 1.10: Campo magnético y tamaño de los posibles sitios de aceleración de los rayos cósmicos. La línea verde corresponde a núcleos de hierro de $E = 10^{20}$ eV, y las líneas rojas corresponden a protones de $E = 10^{20}$ eV (línea segmentada) y $E = 10^{21}$ eV (línea sólida) obtenida mediante la ecuación (1.10) para el caso extremo en que $\beta = 1$. Los objetos que caen por debajo de las líneas no son capaces de acelerar a las distintas partículas a las energías máximas correspondientes. El gráfico fue extraído de la referencia [39].

Los chorros de partículas y los lóbulos de radio observados en galaxias activas son el producto de la acreción de materia en agujeros negros super-masivos localizados en las regiones centrales de las mismas [68]. En principio, el núcleo de las galaxias activas es capaz de acelerar partículas a través de la

inducción unipolar al igual que para el caso de las estrellas neutrónicas. El campo magnético estaría generado por la acreción de materia en el agujero negro rotante. El problema principal para este mecanismo consiste en que el intenso campo de radiación en el núcleo y en sus alrededores produciría, al igual que para el caso de las estrellas neutrónicas, una gran pérdida de energía de las partículas que están siendo aceleradas. El principal mecanismo de pérdida de energía consiste en la fotoproducción de piones sufrida por los rayos cósmicos al interactuar con los fotones ambientales de la región de aceleración.

- **Radio Galaxias Fanaroff-Riley II**

  Probablemente, los sitios de aceleración más favorables de rayos cósmicos de las energías más altas sean las manchas calientes en radio-galaxias Fanaroff-Riley tipo II [69]. Las manchas calientes son interpretadas como ondas de choque gigantescas producidas por chorros de materia emitidos desde los núcleos activos a velocidades relativistas. La pérdida de energía debida a la fotoproducción de piones no es significativa en este caso debido a que la densidad de fotones en el sitio de aceleración no es lo suficientemente alta. Dependiendo del campo magnético de la fuente, la energía máxima que pueden alcanzar las partículas aceleradas en estos objetos es del orden de 10^{21} eV. Desafortunadamente, ninguno de estos objetos, ubicados a distancias menores que 100 Mpc, se encuentra en las direcciones de los rayos cósmicos más energéticos hasta ahora detectados.

- **Gamma Ray Bursts**

  Los llamados "Gamma Ray Bursts" son destellos de fotones de altas energías ($E < 100$ MeV) los cuales pueden ser más brillantes, durante su corta existencia, que cualquier otra fuente de rayos gamma en el cielo. Las escalas temporales de estos destellos van desde los ~ 30 ms hasta ~ 100 s. Se cree que estos eventos son el producto de la disipación de energía cinética por vientos relativistas de plasmas en expansión [70]. Existen algunas similitudes entre los Gamma Ray Bursts y los rayos cósmicos de ultra alta energía que indicarían un origen común [71]. Al igual que los rayos cósmicos más energéticos, las direcciones de arribo de los Gamma Ray Bursts se distribuyen en forma isotrópica. Además, la cantidad de energía por unidad de tiempo y por unidad de volumen emitida por las fuentes en forma de Gamma Ray Bursts es comparable a la de los rayos cósmicos de $E > 10^{19}$ eV, $\sim 10^{44}$ erg Mpc^{-3} años^{-1}, suponiendo que las fuentes se distribuyen en el universo en forma independiente del corrimiento al rojo. Sin embargo, resultados recientes muestran una fuerte evolución cosmológica de las fuentes de Gamma Ray Bursts de forma tal que el flujo de rayos cósmicos asociado a las fuentes más cercanas sería demasiado chico como para explicar las observaciones [72]. Más aún, eventos de energías mayores que las del GZK requieren que las fuentes estén ubicadas a distancias menores que ~ 50 Mpc y debido a que se espera que haya un sólo Gamma Ray Burst en dicha región en un período de tiempo de 100 años, el efecto de la única fuente de rayos cósmicos

debería aparecer como una concentración de las direcciones de arribo de los eventos en una pequeña parte del cielo, lo cual no se observa [68].

Capítulo 2

Lluvias Atmosféricas

2.1. Introducción

En 1938 Pierre Auger y sus colaboradores [73] descubrieron que lluvias de partículas originadas por la interacción de los rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera pueden llegar a la superficie de la tierra mas o menos simultáneamente. Este descubrimiento fue llevado a cabo a través del estudio de las coincidencias entre contadores ubicados en la superficie de la tierra. Auger y sus colaboradores observaron que la cantidad de coincidencias observadas superaban a las casuales a pesar de separar a los contadores algunos cientos de metros. Finalmente, propusieron que dichas coincidencias eran originadas por lluvias de partículas electromagnéticas las cuales eran producto de la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera.

Si el rayo cósmico primario es un nucleón, la cascada comienza con una interacción hadrónica,

$$N + Aire \rightarrow A^* + N + m(\pi^+ + \pi^- + \pi^o), \tag{2.1}$$

donde N es un nucleón, p o n, A^* es un núcleo perteneciente a la atmósfera excitado y m es la cantidad de piones producidos. Para el caso en que el primario sea un núcleo se puede escribir una ecuación similar, pero en este caso el núcleo interactuante estará en un estado excitado después de la interacción.

La primera interacción hadrónica ocurre en lo alto de la atmósfera, a unos 20 km sobre el nivel del mar. La sección eficaz de disersión inelástica correspondiente a protones de 10^{14} eV que interactúan con los núcleos de la atmósfera ($\langle Z \rangle = 7.5$ y $\langle A \rangle = 14.5$) es del orden de 290 mb, la cual corresponde a un camino libre medio de ~ 84 g cm^{-2}. En estas interacciones de energías tan altas, parte de la energía del primario es perdida en forma de partículas secundarias, las cuales consisten principalmente en mesones, bariones e hyperones. A la fracción de energía perdida por el primario se la llama inelasticidad, la cual es repartida entre las partículas secundarias producidas. Al número de partículas secundarias producidas se lo llama multiplicidad.

Las partículas secundarias adquieren cantidad de movimiento transversal, a causa de lo cual no se propagan en la dirección de incidencia del rayo cósmico primario, esto origina el desarrollo lateral de las lluvias.

La mayoría de las partículas secundarias producidas son piones y kaones, pares de bariones-antibariones también son producidos pero en menor cantidad. Estas partículas pueden volver a interactuar con los átomos de la atmósfera y así producir nuevas partículas secundarias. Algunas de dichas partículas secundarias, como los piones y los kaones, son inestables y por lo tanto pueden decaer. Si el camino libre medio correspondiente a la interacción con la atmósfera es menor que el correspondiente al decaimiento, el proceso de interacción domina frente al decaimiento y viceversa. Las partículas secundarias interactúan o decaen al propagarse a través de la atmósfera, desarrollandose de esta manera la cascada de partículas en dirección a la superficie de la tierra.

Los piones neutros producidos en las cascadas tienen una vida media del orden de $\sim 10^{-6}$ s y por lo tanto decaen muy rápidamente en dos fotones,

$$\pi^o \rightarrow \gamma + \gamma. \tag{2.2}$$

Las siguientes reacciones son también posibles, $\pi^o \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ y $\pi^o \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$. Los π^o son los responsables de la parte electromagnética de la cascada, la cual a su vez, disipa el 90 % de la energía del primario a través del proceso de ionización de la atmósfera. Debido a la interacción hadrónica de los fotones una pequeña fracción de la cascada electromagnética es reinyectada en la cascada hadrónica.

Los mesones cargados producen muones a través de sus decaimientos, las reacciones dominantes de dichos decaimientos vienen dadas por,

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu \tag{2.3}$$

$$K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$$

$$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^o. \tag{2.4}$$

Los kaones neutros constituyen solamente el $1 - 2\,\%$ de las partículas secundarias de las cascadas.

La figura 2.1 muestra en forma esquemática el desarrollo de una cascada atmosférica iniciada por un protón, en donde se ilustran los principales mecanismos antes mencionados correspondientes al desarrollo de las lluvias. En la superficie de la tierra, las partículas más abundantes son los fotones, electrones y positrones (las partículas electromagnéticas) y luego en menor cantidad los muones.

2.2. Modelo Simplificado de las Lluvias Atmosféricas

2.2.1. Cascadas Electromagnéticas

Debido a que las lluvias atmosféricas se desarrollan de una manera muy complicada es necesario utilizar simulaciones numéricas detalladas para inferir las propiedades de los rayos cósmicos primarios que las iniciaron. Antes de la era de las computadoras de gran velocidad W. Heitler desarrolló un modelo analítico

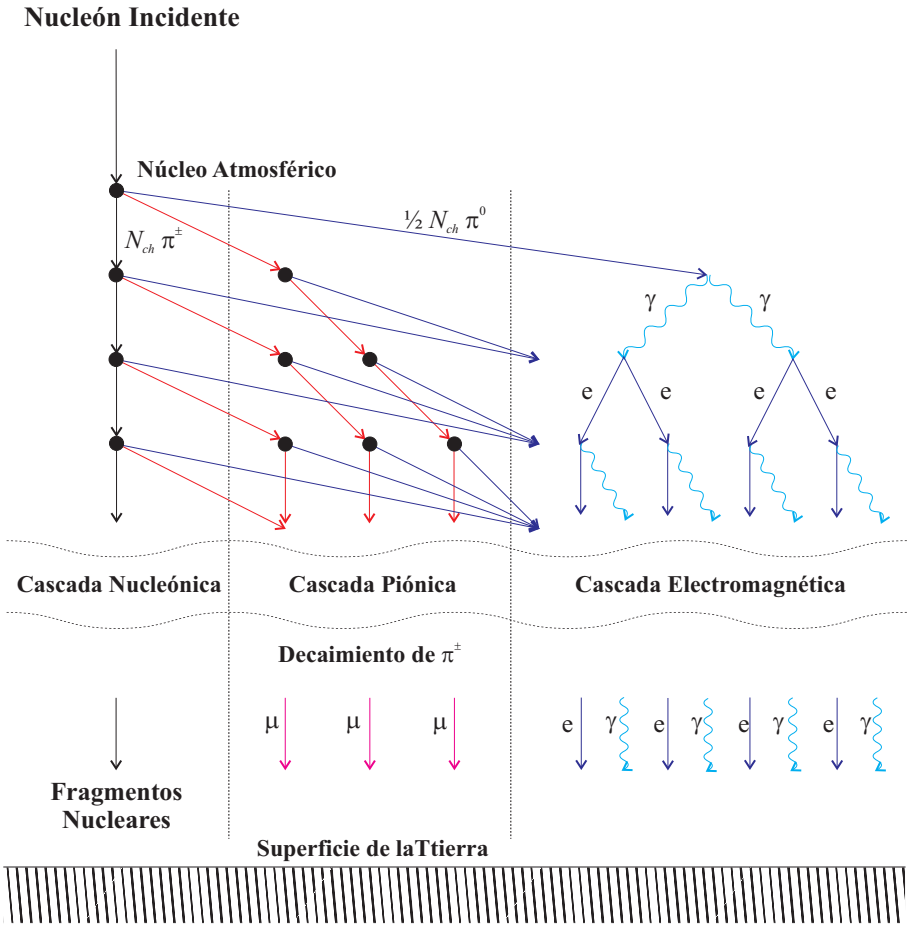

Figura 2.1: Esquema del desarrollo de una lluvia atmosférica iniciada por un protón.

simplificado de las lluvias electromagnéticas [74]. A pesar de lo simplificado que es el modelo de W. Heitler predice las características principales de las lluvias.

El modelo de W. Heitler asume que los fotones crean pares electrón-positrón, $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, y que tanto los electrones como los positrones producen fotones a través del proceso de Bremsstrahlung, $e^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \gamma$. Estas interacciones se dan mientras que la energía de las partículas es mayor que una energía crítica, ξ_c^e, para la cual la pérdida de energía por ionización comienza a ser más importante que los procesos de interacción anteriores.

Asumiendo que un fotón o un electrón (e^+ y e^-) interactúan luego de recorrer una distancia $d = \lambda_r \ln(2)$, la cantidad de partículas después de n interacciones es 2^n. La figura 2.2 muestra un esquema del desarrollo de una cascada electromagnética iniciada por un fotón para el modelo de W. Heitler. Otra de las hipótesis del modelo consiste en que la energía se distribuye simétricamente entre las partículas de la lluvia, es decir, $E_i(n) = E_0/2^n$. El proceso de multiplicación termina cuando las partículas alcanzan la energía crítica que en aire es $\xi_c^e \cong 85$ MeV.

Una lluvia iniciada por un fotón de energía E_0 alcanza el máximo $N = N_{max}$ cuando todas las partículas alcanzan la energía crítica. Por lo tanto, N_{max} está

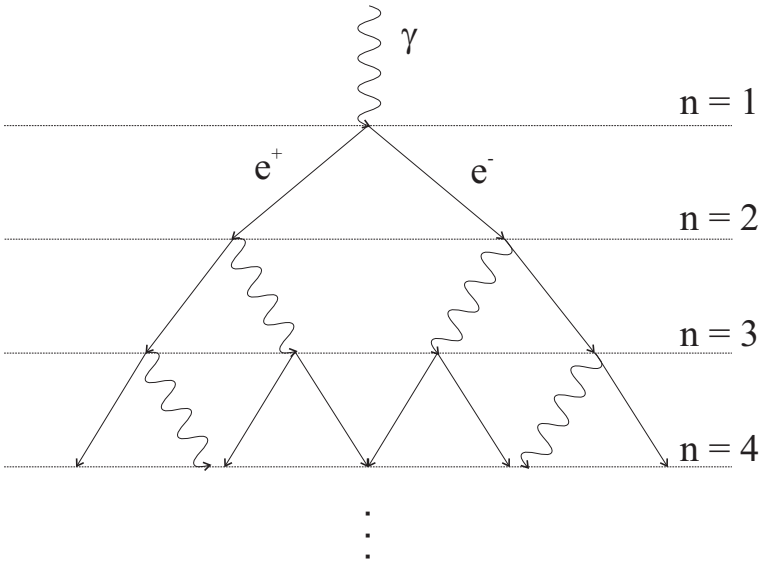

Figura 2.2: Esquema del desarrollo de una lluvia electromagnética iniciada por un fotón para el modelo de W. Heitler.

dado por,

$$N_{max} = \frac{E_0}{\xi_c^e}. \tag{2.5}$$

La profundidad atmosférica para la cual se da el máximo de la lluvia está dada por la cantidad de interacciones necesarias para alcanzar el valor máximo de partículas, es decir, $2^{n_c} = N_{max}$, con lo cual, de la ecuación (2.5) se obtiene $n_c = \ln(E_0/\xi_c^e)/\ln(2)$. Finalmente, la profundidad del máximo para lluvias electromagnéticas viene dada por,

$$X_{max}^{\gamma} = n_c \lambda_r \ln(2) = \lambda_r \ln\left(\frac{E_0}{\xi_c^e}\right). \tag{2.6}$$

A la derivada de X_{max} con respecto a $\log(E_0)$ se la llama "Elongation Rate". Para el modelo de W. Heitler está dado por,

$$\Lambda^{\gamma} = \frac{dX_{max}^{\gamma}}{d\log(E_0)} = 2.3\ \lambda_r \cong 85\ \text{g cm}^{-2}. \tag{2.7}$$

El modelo de W. Heitler, si bien es una versión muy simplificada de lo que sucede en las cascadas electromagnéticas, reproduce muy bien dos de las características principales de las mismas: (i) el numero total de partículas en el máximo es proporcional a la energía del primario y (ii) la profundidad del máximo de la lluvia depende linealmente del logaritmo de la energía del primario de forma tal que $\Lambda^{\gamma} \cong 85$ g cm^{-2}.

El modelo sobrestima al cociente entre el número de electrones y de fotones, en particular, el número de electrones en el máximo de la lluvia que predice el modelo es $N_e = \frac{2}{3}N_{max}$, el cual es demasiado grande. Esto sucede principalmente debido a que frecuentemente, durante el proceso de Bremsstrahlung, son producidos varios

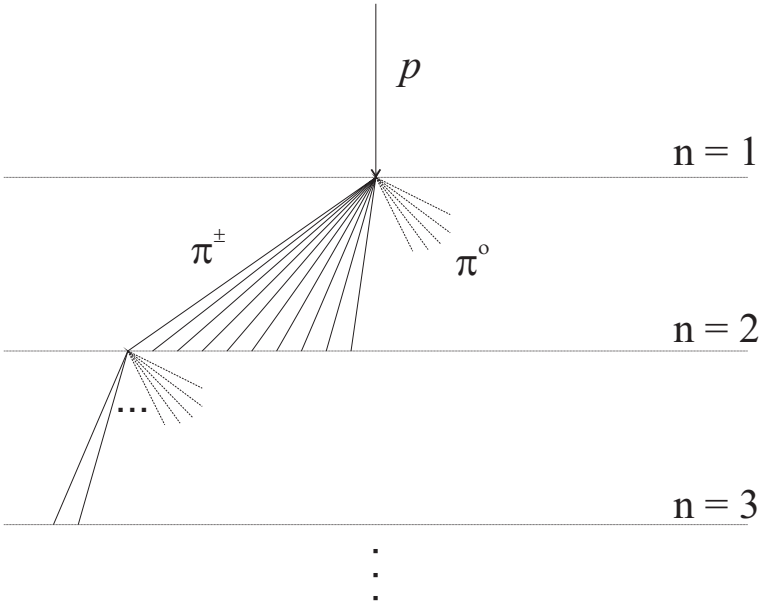

Figura 2.3: Esquema del desarrollo de una lluvia hadrónica iniciada por un protón para el modelo de J. Matthews.

fotones y no uno sólo como asume el modelo. Más aún, varios electrones dejan de formar parte de la cascada para formar parte de la atmósfera. Simulaciones detalladas del desarrollo de las lluvias muestran que el número de fotones excede en un orden de magnitud aproximadamente, al número de electrones, esto se da tanto para lluvias electromagnéticas como para lluvias hadrónicas [75, 76]. Por lo tanto, el número de electrones está dado por $N_e \cong N/g$, donde N es la cantidad de partículas dadas por el modelo de W. Heitler y $g = 10$ es un factor de corrección constante.

2.2.2. Lluvias Hadrónicas

Basado en el modelo de W. Heitler, J. Matthews desarrolló un modelo simplificado para el desarrollo de las lluvias hadrónicas [77]. Nuevamente se puede pensar a la atmósfera como capas de espesor fijo dado por $d = \lambda_I \ln(2)$, donde λ_I es ahora la longitud de interacción correspondiente a las partículas que interactúan fuertemente. Es una buena aproximación asumir que dicha longitud de interacción no depende de la energía en el rango $10 - 1000$ GeV. Para piones en aire toma el valor, $\lambda_I \cong 120$ gcm^{-2}.

Los hadrones de las lluvias interactúan después de atravesar alguna de las capas produciendo N_{ch} piones cargados y $N_{ch}/2$ piones neutros. Los piones neutros inmediatamente decaen en fotones los cuales a su vez inician cascadas electromagnéticas. Los piones cargados continúan atravesando la siguiente capa hasta que interactúan. Este proceso se repite hasta que la energía de los $\pi^{\pm}$ cae por debajo de la energía crítica ξ_c^{π} donde se asume que los mismos decaen produciendo muones. La figura 2.3 muestra un esquema del desarrollo de una lluvia iniciada por un protón para el modelo de J. Matthews.

Al igual que para el modelo de W. Heitler, en el modelo de J. Matthews se intenta tomar a la mayor cantidad de los parámetros como constantes. En particular, se asume el mismo factor de corrección g (ver sección 2.2.1) introducido para obtener el número de electrones a partir del número total de partículas electromagnéticas. La multiplicidad N_{ch} correspondiente a las partículas cargadas producidas en las interacciones hadrónicas crece muy lentamente con la energía en el sistema de referencia del laboratorio, para interacciones $p-p$ y $p-\bar{p}$ va como $E^{1/5}$. Debido a que la multiplicidad en interacciones $\pi-$nucleón es similar se adopta el valor constante $N_{ch}=10$. Unicamente para el cálculo de la profundidad del máximo de la lluvia es importante considerar la variación de N_{ch} con la energía.

El otro parámetro importante del modelo es la energía crítica ξ_c^π, la cual corresponde a la energía para la cual cesa la producción de piones debido a que la longitud de decaimiento es menor que la longitud de interacción. En la referencia [77] se muestra que dicho parámetro decrece muy lentamente con la energía y que para el intervalo de energías $[10^{14}, 10^{17}]$ eV puede aproximarse por $\xi_c^\pi \cong 20$ GeV.

Consideremos primeramente a las lluvias iniciadas por protones para luego extender los resultados obtenidos a núcleos más pesados. La energía del primario correspondiente a una lluvia iniciada por un protón es dividida en N_π y N_{max} partículas electromagnéticas. El número de muones viene dado por $N_\mu = N_\pi$. Por lo tanto, en el máximo de la cascada electromagnética la energía del primario está dada por,

$$E_0 = \xi_c^e N_{max} + \xi_c^\pi N_\mu = g\xi_c^e \left[N_e + \frac{\xi_c^\pi}{g\ \xi_c^e} N_\mu \right] \cong 0.85 \text{ GeV } [N_e + 24 N_\mu]. \qquad (2.8)$$

La energía de las lluvias, en el máximo de la cascada electromagnética, depende linealmente del número de electrones y del número de muones. Primarios diferentes distribuyen la energía en forma diferente entre la componente hadrónica y la electromagnética, lo mismo sucede con las fluctuaciones lluvia a lluvia. La ecuación (2.8) tiene en cuenta implícitamente dichas diferencias.

Despreciando la inelasticidad de las interacciones hadrónicas se puede obtener al número de muones de las lluvias muy fácilmente, $N_\mu = N_\pi = N_{ch}^{n_c}$. Por otro lado, asumiendo que la energía se reparte simétricamente durante la producción de partículas la energía total de los piones cargados después de atravesar la enésima capa está dada por, $(2/3)^n E_0$, con lo cual, la energía por pion viene dada por,

$$E_\pi = \left(\frac{2}{3 N_{ch}} \right)^n \ E_0. \qquad (2.9)$$

Resolviendo la ecuación $E_\pi = \xi_c^\pi$ se obtiene el valor de n_c,

$$n_c = \frac{\ln(E_0/\xi_c^\pi)}{\ln(\frac{3}{2} N_{ch})}. \qquad (2.10)$$

Finalmente el número de muones viene dado por,

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{\xi_c^\pi} \right)^\beta, \qquad (2.11)$$

donde,

$$\beta = \frac{\ln(N_{ch})}{\ln(\frac{3}{2}N_{ch})} \cong 0.85. \tag{2.12}$$

Por lo tanto, el número de muones de las lluvias sigue una ley de potencias cuyo exponente es un número cercano a uno.

La profundidad del máximo de la lluvia correspondiente a una lluvia iniciada por un protón se define como la profundidad atmosférica para la cual la componente electromagnética de la cascada alcanza el mayor número de partículas. Debido a que la cascada electromagnética es generada por el decaimiento de los π^0, la primer interacción conduce un tercio de la energía del primario, $E_0/3$, hacia este canal y luego sigue siendo alimentada a través de las subsecuentes lluvias electromagnéticas generadas en cada punto de interacción donde se producen los piones neutros.

En el modelo de J. Matthews se considera solamente a la primera interacción, no se tienen en cuenta las subsecuentes lluvias generadas durante el desarrollo de la cascada. Esta simplificación trae como consecuencia la subestimación del valor de X_{max} obtenido. Sin embargo, el valor del Elongation Rate es muy bien reproducido por el modelo.

La primer interacción ocurre a una profundidad atmosférica $X_0 = \lambda_I \ln(2)$, la cual produce $N_{ch}/2$ piones neutros y por lo tanto N_{ch} fotones. Cada fotón inicia una lluvia electromagnética de energía $E_0/(3N_{ch})$, las cuales se desarrollan en forma paralela. Por lo tanto, utilizando la ecuación (2.6) se obtiene,

$$X^p_{max} = X_0(E_0) + \lambda_r \ln\left(\frac{E_0}{3N_{ch}(E_0)\xi^e_c}\right). \tag{2.13}$$

En la referencia [77] se muestra que utilizando las expresiones de X_0 y N_{ch} como función de la energía se obtiene un valor de X^p_{max} que es 100 gcm^{-2} menor que el obtenido mediante simulaciones detalladas de las lluvias. Esto se debe al hecho ya antes mencionado, de tener en cuenta solamente a las lluvias electromagnéticas correspondientes a la primera interacción. Sin embargo, el valor del Elongation Rate, $\Lambda^p \cong 58$ gcm^{-2} está en excelente acuerdo con el valor obtenido de las simulaciones.

Es instructivo comparar los valores de X_{max} para las lluvias iniciadas por fotones y por protones. De las ecuaciones (2.6) y (2.13) se obtiene,

$$X^p_{max} = X^\gamma_{max} + X_0(E_0) - \lambda_r \ln\left(3N_{ch}(E_0)\right), \tag{2.14}$$

con lo cual, el Elongation Rate para protones está dado por,

$$\Lambda^p = \Lambda^\gamma + \frac{d}{d\log(E_0)}(X_0(E_0) - \lambda_r \ln(3N_{ch}(E_0))). \tag{2.15}$$

Por lo tanto, se puede ver que Λ^p es menor que Λ^γ debido a que la multiplicidad y la sección eficaz de dispersión $p - Aire$ crecen con la energía (X_0 decrece con la energía). Este hecho está de acuerdo con el teorema de J. Linsley [13] el cual establece que Λ^γ es una cota superior para el Elongation Rate correspondiente a lluvias hadrónicas.

Para extender el modelo a núcleos de número atómico A se puede utilizar el principio de superposición, el cual es una versión simplificada de lo que realmente sucede en la interacción de los núcleos cósmicos con la atmósfera. Dicho principio establece que la interacción con la atmósfera de un núcleo de número atómico A y energía E_0 es equivalente a la interacción con la atmósfera de A nucleones individuales de energía E_0/A cada uno. Por lo tanto, la lluvia resultante consiste en la suma de A lluvias de protones individuales las cuales se inician todas en el mismo punto.

Utilizando las expresiones antes derivadas y el principio de superposición se obtiene,

$$E_0 = g\xi_c^e \left[N_e + \frac{\xi_c^\pi}{g\ \xi_c^e} N_\mu \right] \tag{2.16}$$

$$X_{max}^A = X_{max}^p - \lambda_r \ln(A) \tag{2.17}$$

$$N_\mu^A = A^{1-\beta}\ N_\mu^p. \tag{2.18}$$

Una consecuencia importante es que las lluvias iniciadas por núcleos producen más muones que las iniciadas por protones de la misma energía, esto es una consecuencia de la dependencia no lineal del número de muones con la energía. Otra consecuencia muy importante consiste en que las lluvias iniciadas por núcleos alcanzan su mayor desarrollo a profundidades atmosféricas menores que las correspondientes a protones de la misma energía, esto se debe fundamentalmente al hecho de pensar a los núcleos como un conjunto de nucleones de energía E_0/A, los cuales presentan el máximo a profundidades menores que la correspondiente a protones de energía E_0.

Para el desarrollo del modelo simplificado no se tuvo en cuenta la inelasticidad, la cual tiene consecuencias observables. Cuando dos hadrones interactúan una de las partículas se lleva una fracción significativa de la energía total. Esta energía no está disponible inmediatamente para la producción de nuevas partículas. La inelasticidad correspondiente a una interacción simple está descrita por el parámetro κ, definido como la fracción de la energía total destinada a la producción de piones ($\kappa = 1$ corresponde al caso en que se desprecia la inelasticidad). El valor de κ no se conoce muy bien para altas energías, sin embargo un valor aceptable podría ser 0.5.

Las expresiones para el Elongation Rate y la energía no se ven afectadas por la inelasticidad. Sin embargo, la profundidad del máximo y el número de muones sí cambian para $\kappa < 1$. Si una fracción significativa de la energía es llevada por una única partícula hay una menor cantidad de energía disponible para las primeras lluvias electromagnéticas generadas por los piones neutros provenientes de la primera interacción. Esto hace que el máximo se de más arriba en la atmósfera. Por ejemplo, para $\kappa = 0.5$ X_{max}^p sube en 17 gcm^{-2} [77].

El número de muones crece más rápidamente con la energía del primario para $\kappa < 1$, esto se debe a que se "pierde" menos energía en la cascada electromagnética en cada interacción. Al incluir la inelasticidad en el modelo anterior [77] se obtiene

nuevamente que,

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{\xi_c^\pi}\right)^{\beta(\kappa)}, \tag{2.19}$$

donde,

$$\beta(\kappa) = \frac{\ln(N_{ch})}{\ln(N_{ch}/(1-\frac{1}{3}\kappa))} \cong 1 - \frac{\kappa}{3\ln(N_{ch}-1)} = 1 - 0,14\kappa. \tag{2.20}$$

Para $\kappa = 0.5$ el número de muones crece más rápidamente con la energía, $\beta(0.5) = 0.93$, que para el modelo original, $\beta(1) = 0.85$. Simulaciones detalladas de las lluvias muestran que $\beta = 0.85 \rightarrow 0.92$ [78], lo cual está de acuerdo con los resultados obtenidos mediante el modelo simplificado.

2.3. Desarrollo Lateral de las Lluvias

Las partículas de las lluvias se propagan a través de la atmósfera formando un disco de poco espesor que se extiende por algunos kilómetros, el cual se propaga a través de la atmósfera a una velocidad cercana a la de la luz. La dispersión lateral de la lluvia se debe a los efectos combinados de dispersión Coulombiana múltiple y al momento transversal adquirido por las partículas al interactuar o decaer. Las partículas más energéticas están colimadas en la dirección del eje de la lluvia, las cuales forman el núcleo de la cascada.

El desarrollo lateral de las lluvias electromagnéticas está dominado por la interacción Coulombiana. La escala que caracteriza a la dispersión lateral es el radio de Molière $r_M = E_s\lambda_r/\xi_c^e$, donde $E_s = m_e(4\pi/\alpha)^{1/2} \cong 21$ MeV.

K. Nishimura y J. Kamata [79] y luego K. Greisen [80], obtuvieron una solución analítica aproximada de las ecuaciones de cascada para lluvias electromagnéticas verticales la cual viene dada por,

$$\rho(r) = \frac{N_e\ \Gamma(4.5-s)}{2\pi\ r_M^2\ \Gamma(s)\ \Gamma(4.5-2s)}\ \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2}\left(1+\frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5}, \tag{2.21}$$

donde N_e es el número total de electrones y r es la distancia al eje de la lluvia. Para un primario de energía E_0,

$$s = 3\left(1+\frac{2\ln(E_0/\xi_c^e)}{t}\right)^{-1}, \tag{2.22}$$

donde $t = \int_0^\infty dz\ \rho_{Aire}(z)/\lambda_r$.

La expresión obtenida por K. Nishimura, J. Kamata y K. Greisen puede ser extendida para describir lluvias iniciadas por hadrones [81] pero utilizando una nueva expresión para el parámtro s. De ajustes realizados para funciones de distribución lateral de electrones y positrones obtenidas a partir de simulaciones detalladas de las lluvias se puede ver que s toma la siguiente forma [81],

$$s_h = 3\left(1+\frac{2\beta}{t}\right)^{-1}, \tag{2.23}$$

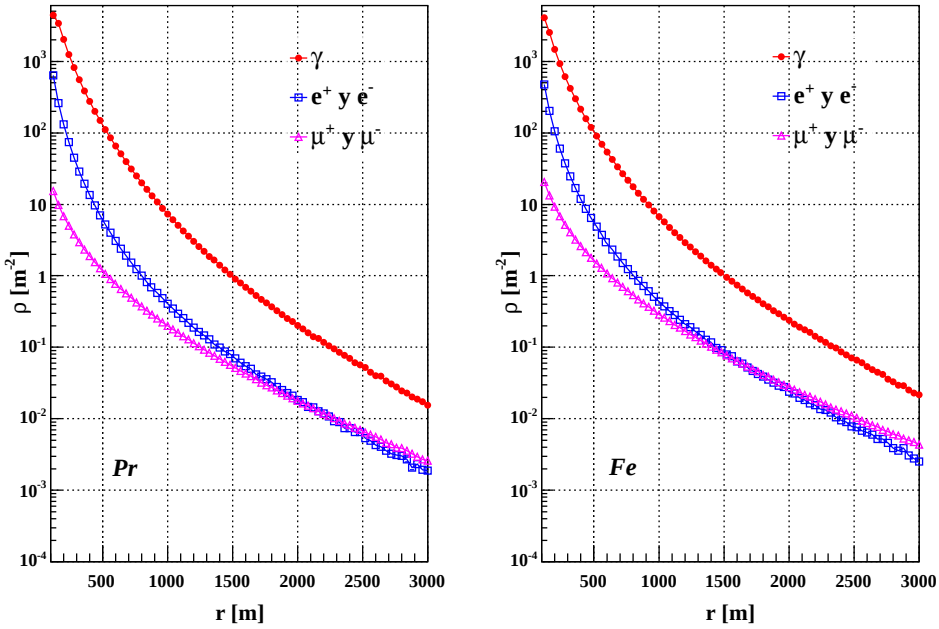

Figura 2.4: Funciones de distribución lateral para electrones y positrones, muones y antimuones y para fotones correspondientes a lluvias simuladas con AIRES 2.8.2 iniciadas por protones y núcleos de hierro de $E = 10^{18}$ eV, $\theta = 30°$ y QGSJET02 como modelo de las interacciones hadrónicas de altas energías.

donde β es un parámetro libre el cual refleja la desviación de s_h con respecto al obtenido para las lluvias electromagnéticas.

Una de las primeras parametrizaciones de la función de distribución lateral de muones para lluvias verticales y para muones de energías mayores que 1 GeV fue propuesta por K. Greisen [80],

$$\rho_\mu(r) = 18 \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{3/4} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{-2.5}, \tag{2.24}$$

donde N_e es el número total de electrones y positrones y $r_0 = 320$ m. Esta función describe muy bien a la distribución lateral de muones para distancias al eje de la lluvia relativamente cortas pero para distancias largas deja de ser buena. Debido a esto se propusieron otras parametrizaciones las cuales describen muy bien a la función lateral de muones para todo el rango de distancias (para mayores detalles ver sección 6.6.1).

La figura 2.4 muestra las funciones de distribución lateral correspondientes a fotones, electrones y muones para lluvias iniciadas por protones y núcleos de hierro de energía $E = 10^{18}$ eV y $\theta = 30°$ simuladas utilizando el programa AIRES 2.8.2 [82]. Se utilizó además a QGSJET02 como modelo de las interacciones hadrónicas de altas energías (ver sección 2.5.2). Las lluvias fueron simuladas para el sitio de Auger en Malargüe, a 1400 m de altura sobre el nivel del mar.

En general, las funciones de distribución lateral utilizadas para interpolar la

señales obtenidas en los detectores de superficie, correspondientes a distintos experimentos de detección de rayos cósmicos, dependen de los tipos de detectores de superficie utilizados y de la profundidad atmosférica a la que se encuentran. El conocimiento de dichas funciones de distribución lateral es de gran importancia ya que la manera mediante la cual se obtiene la energía de los rayos cósmicos primarios para los arreglos de superficie se realiza a través de la señal interpolada de los detectores evaluada a una distancia dada del eje de la lluvia.

2.4. Observables Sensibles a la Composición Química

Existen varios parámetros observables de las lluvias atmosféricas sensibles a la composición química del primario. Dichos parámetros pueden ser divididos en dos clases, los correspondientes al desarrollo longitudinal y los correspondientes al desarrollo lateral de las lluvias. A partir de estos observables, obtenidos de los experimentos, se intenta determinar la masa de los rayos cósmicos primarios a través de la comparación con simulaciones tanto de las lluvias atmosféricas como de los detectores. La principal fuente de incerteza para estos análisis se debe a que no se conocen las interacciones hadrónicas a las energías tan elevadas de los rayos cósmicos, por esta razón el conocimiento acerca de la masa de los rayos cósmicos de altas energías es bastante rudimentario.

2.4.1. Profundidad del Máximo Desarrollo de la Lluvia

La profundidad atmosférica para la cual se alcanza el máximo desarrollo de las lluvias es uno de los parámetros más sensibles a la composición. Debido al principio de superposición se puede pensar a las lluvias correspondientes a núcleos de energía E_0 y número atómico A como A lluvias de energía E_0/A. Por lo tanto, las lluvias pertenecientes a núcleos pesados se desarrollan más alto en la atmósfera y más rápidamente que para núcleos livianos (ver ecuación (2.17)).

El Eleongation Rate el cual está definido como la derivada de X_{max} con respecto al logaritmo de la energía del primario también es de gran importancia para los estudios de composición ya que permite detectar cambios en la composición química como función de la energía.

2.4.2. Fluctuaciones de X_{max}

Las fluctuaciones en la posición del máximo de las lluvias es otro de los parámetros provenientes del perfil longitudinal sensible a la masa del primario. Nuevamente debido al principio de superposición, el camino libre medio en la atmósfera para núcleos pesados es mas chico que para núcleos livianos. Por lo tanto, si la función de distribución para la primera interacción viene dada por $P(E, X) = \lambda_I^{-1} \exp(-X/\lambda_I(E))$, donde X es la profundidad atmosférica, se puede ver que las fluctuaciones de la primera interacción son mucho menores para los

núcleos más pesados que para los más livianos lo cual genera que lo mismo suceda para X_{max}.

2.4.3. Contenido Muónico de las Lluvias

Las lluvias iniciadas por núcleos pesado tienen un contenido de muones mayor que las correspondientes a núcleos livianos. Esto se puede ver de la ecuación (2.18), $N_\mu^A = A^{1-\beta}\ N_\mu^p$, lo cual es consecuencia del principio de superposición y de la dependencia no lineal del número de muones con la energía del primario.

2.4.4. Estructura Temporal del Frente de las Lluvias

Las partículas de las lluvias no llegan a la superficie de la tierra simultáneamente inclusive para distancias muy cercanas al eje de la lluvia. Esto se debe a efectos geométricos, diferencias de velocidades, interacción con el campo magnético terrestre y a las múltiples interacciones que sufren al propagarse a través de la atmósfera. Los muones son los primeros en llegar a la superficie de la tierra ya que los mismos casi no sufren interacciones al propagarse. Las partículas electromagnéticas, sin embargo, llegan más retrasadas y esto se debe a las múltiples interacciones Coulombianas que sufren al propagarse. Las lluvias correspondientes a núcleos pesados se desarrollan más alto en la atmósfera que las correspondientes a núcleos livianos lo cual genera que el ancho temporal del frente de las lluvias iniciadas por núcleos más pesados sea más angosto.

Otro parámetro relacionado a la estructura temporal del frente de las lluvias es el radio de curvatura. Es una buena aproximación suponer que el frente de las lluvias presenta la forma de un casquete esférico. Con lo cual, y debido a que las lluvias iniciadas por núcleos más pesados se desarrollan más alto en la atmósfera, se deduce que el radio de curvatura es mayor para lluvias iniciadas por núcleos pesados.

2.4.5. Pendiente de la Función de Distribución Lateral

Nuevamente, debido a que las lluvias iniciadas por núcleos pesados se desarrollan más alto en la atmósfera produce que las funciones de distribución lateral decrezcan más lentamente con la distancia al eje de la lluvia. Esto se debe a que la diferencia entre el camino recorrido por partículas que llegan a la superficie de la tierra en posiciones cercanas y alejadas al eje de la lluvia es menor para las lluvias correspondientes a núcleos pesados. Por lo tanto, las partículas que caen más alejadas del eje de la lluvia sufren una mayor pérdida relativa de energía en la atmósfera para lluvias correspondientes a núcleos más livianos, lo cual produce que las funciones de distribución lateral tengan mayor pendiente.

Es importante destacar que todos los observables sensibles a la composición dependen de tres parámetros fundamentales, la energía del primario, la profundidad del máximo y el número de muones, $\{E_0, X_{max}, N_\mu\}$, [83]. Por lo tanto, la medición directa de los mismos es de suma importancia ya que los demás paráme-

tros utilizados en los análisis de composición son solo manifestaciones "ruidosas" de dichos parámetros más fundamentales.

2.5. Simulaciones Detalladas de las Lluvias

2.5.1. Programas de Simulaciones

El desarrollo detallado de las lluvias atmosféricas es un proceso demasiado complicado para la utilización de técnicas analíticas. Es por esto que se utiliza la técnica de Monte Carlo, la cual permite simular, en forma detallada, todos los procesos que conforman el desarrollo de las lluvias. En la actualidad existen dos programas de simulaciones comúnmente utilizados, AIRES [82] y CORSIKA [84], para esta Tesis se utilizó AIRES versión 2.8.2.

El programa AIRES está basado en el muy conocido programa MOCCA creado por M. Hillas [85]. Las interacciones implementadas en AIRES son las siguientes,

- **Procesos electromagnéticos**
  - Producción de pares y aniquilación electrón-positrón.
  - Bremsstrahlung de electrones y positrones.
  - Emisión de rayos delta.
  - Efectos fotoeléctrico y Comptom.
  - Efecto LPM y supresión dieléctrica.
  - Bremsstrahlung de muones y creación muónica de pares electrón-positrón.
- **Procesos hadrónicos**
  - Colisiones inelásticas hadrón-núcleo.
  - Reacciones fotonucleares.
  - Fragmentación nuclear elástica e inelástica.
- **Decaimiento de partículas inestables**
- **Propagación de partículas**
  - Pérdida de energía por ionización.
  - Dispersión Coulombiana.

AIRES permite utilizar alternativamente los modelos hadrónicos de altas energía QGSJET y Sibyll, los cuales se describen a continuación.

2.5.2. Modelos Hadrónicos de Altas Energías

La mayor incerteza en las simulaciones de las lluvias proviene de los modelos de las interacciones hadrónicas de altas energías. Con el conocimiento actual de las interacciones fuertes no es posible calcular las secciones eficaces de dispersión de primeros principios. Los modelos hadrónicos existentes son una combinación de modelos teóricos y parametrizaciones empíricas, ajustados de forma tal de describir correctamente las interacciones hadrónicas a bajas energías para las cuales se dispone de datos experimentales. Debido que las energías de los rayos cósmicos son tan elevadas los modelos hadrónicos son utilizados en un rango de energías en donde no hay datos experimentales. El rayo cósmico de mayor energía hasta ahora detectado tiene una energía de $\sim 10^{20.5}$ eV [5], la cual corresponde a una energía en el centro de masa de $\sim 10^{14.9}$ eV$/\sqrt{A}$, donde A es el número atómico del núcleo incidente. El mayor valor de energía en el centro de masa alcanzado en experimentos con aceleradores es del orden de 2×10^{12} eV, tres ordenes de magnitud más chico que el del rayo cósmico más energético, asumiendo que corresponde a un protón ($A = 1$).

Los modelos de las interacciones hadrónicas más modernos permiten simular las interacciones de núcleos y nucleones en base a la teoría de Gribov-Regge [86]. En la actualidad los modelos basados en la teoría de Gribov-Regge más utilizados son QGSJET [87], DPMJET [88] y NEXUS [89]. Un modelo intermedio entre los puramente fenomenológicos y los basados en la teoría de Gribov-Regge es Sibyll [90], el cual está basado en la Cromodinámica Cuántica.

Los modelos más utilizados en la literatura son QGSJET y Sibyll. En el pasado las lluvias generadas con estos dos tipos de modelos presentaban diferencias significativas. En particular, dichas diferencias eran mayores en el número de muones de las lluvias. Pero a medida que se fueron perfeccionando, estas diferencias fueron disminuyendo aunque todavía hay dudas acerca de su validez debido a discrepancias obtenidas de las observaciones de los rayos cósmicos [91]. Actualmente las últimas versiones son QGSJET02 [92, 93] y Sibyll 2.1 [94].

A pesar de que la física de las interacciones hadrónicas es considerablemente complicada y que contribuye al desarrollo de las lluvias de una manera no trivial, los parámetros observables más básicos dependen de un número limitado de características de las interacciones hadrón-aire. Como ya ha sido mencionado en la sección 2.2.2, X_{max} depende fundamentalmente de la sección eficaz de dispersión hadrón-aire, de la multiplicidad y de la inelasticidad. El número de muones, a su vez, depende tanto de la multiplicidad como de la inelasticidad de las interacciones elementales.

La figura 2.5 muestra la sección eficaz de dispersión inelástica para las interacciones protón-aire, σ^{inel}_{p-aire}, y pion-aire, $\sigma^{inel}_{\pi-aire}$, como función de la energía correspondiente al sistema de referencia del laboratorio para QGSJET02, QGSJET01 (la versión anterior a QGSJET02) y Sibyll 2.1. Lo que se puede ver es que para altas energías σ^{inel}_{p-aire} y $\sigma^{inel}_{\pi-aire}$ son mayores para Sibyll 2.1 que para QGSJET.

El desarrollo de las lluvias depende de cuanta energía es transferida a la componente electromagnética lo cual se da a través de los piones neutros. Dicha transferencia de energía depende fundamentalmente de la inelasticidad y de la multiplici-

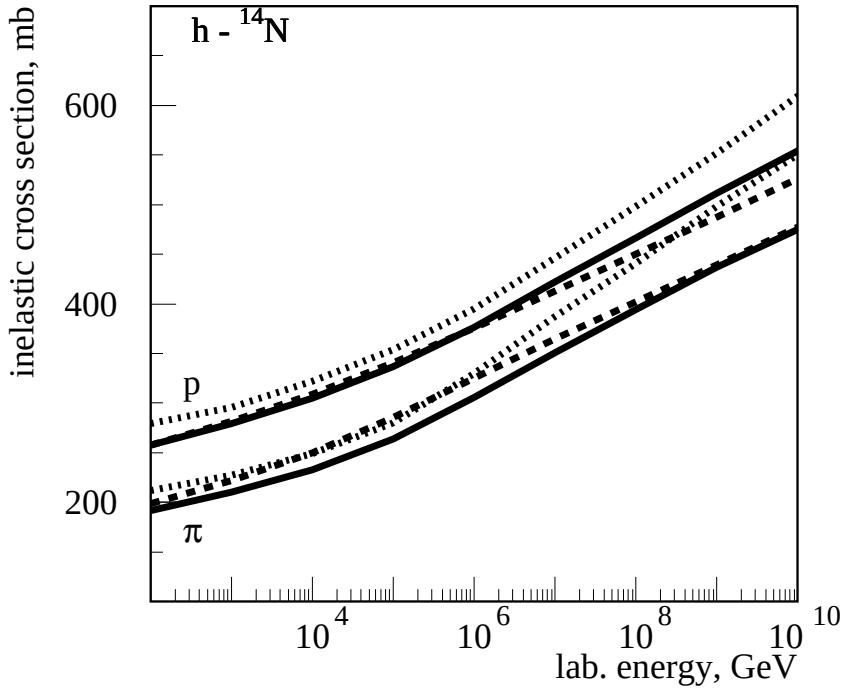

Figura 2.5: Secciones eficaces de dispersión inelástica correspondientes a las interacciones protón-aire y pion-aire como función de la energía para los modelos QGSJET02 (línea sólida), QGSJET01 (línea segmentada) y Sibyll 2.1 (línea punteada). El gráfico fue extraído de la referencia [92].

dad de partículas cargadas. La figura 2.6 muestra la inelasticidad correspondiente a las interacciones protón-aire, K^{inel}_{p-aire}, y pion-aire, $K^{inel}_{\pi-aire}$, como función de la energía para QGSJET02, QGSJET01 y Sibyll 2.1.

La figura 2.7 muestra la multiplicidad de partículas cargadas correspondientes a las interacciones protón-aire, N^{ch}_{p-aire}, y pion-aire, $N^{ch}_{\pi-aire}$, como función de la energía. Para altas energías QGSJET predice una mayor multiplicidad que Sibyll 2.1 pero a su vez, N^{ch}_{h-aire} correspondiente a QGSJET02 es menor que la correspondiente a QGSJET01.

La figura 2.8 muestra la profundidad del máximo, X_{max}, como función de la energía para lluvias iniciadas por protones y núcleos de hierro correspondientes a los modelos QGSJET01 y QGSJET02. También muestra la profundidad del máximo como función de la energía para lluvias iniciadas por protones para Sibyll 2.1. De la figura se puede ver que si bien para bajas energías los valores de X_{max} correspondientes a QGSJET02 y a Sibyll 2.1 son muy parecidos, para valores crecientes de la energía el valor de X_{max} correspondiente a Sibyll 2.1 se hace cada vez mayor que el correspondiente a QGSJET02. Esto se debe fundamentalmente a que en promedio, la inelasticidad correspondiente a Sibyll 2.1 es mayor que la correspondiente a QGSJET02 y que la multiplicidad correspondiente a QGSJET02 es mayor que para Sibyll 2.1 de forma tal que a medida que aumenta la energía también aumenta la diferencia entre ambas. Como resultado de esto Sibyll 2.1 genera menos piones neutros y de mayor energía, no sólo debido a que la energía de los progenitores se reparte en menos partículas, sino también debido a la

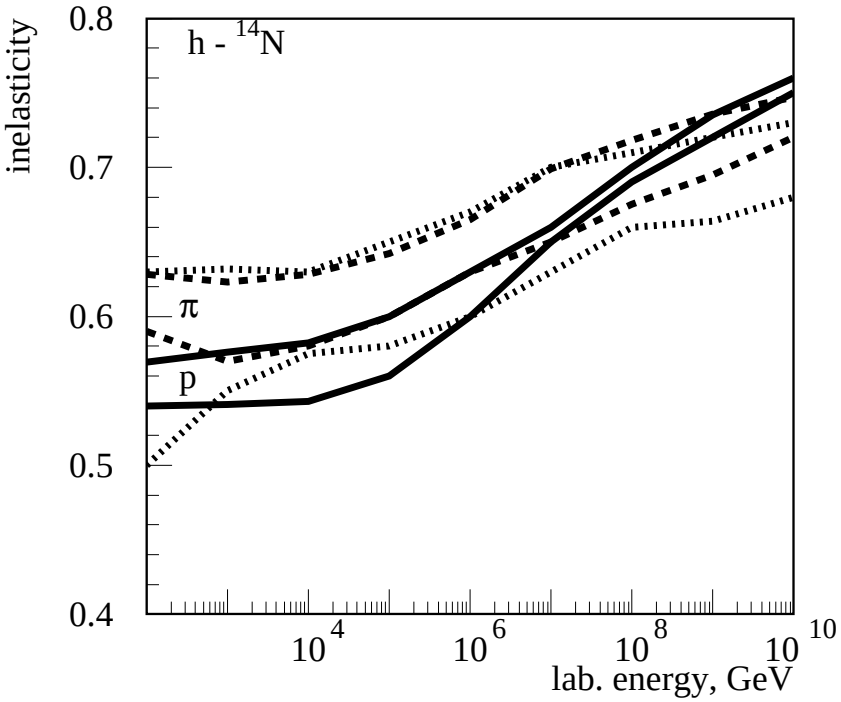

Figura 2.6: Inelasticidades correspondientes a las interacciones protón-aire y pion-aire como función de la energía para los modelos QGSJET02 (línea sólida), QGSJET01 (línea segmentada) y Sibyll 2.1 (línea punteada). El gráfico fue extraído de la referencia [92].

mayor inelasticidad. Finalmente, las lluvias electromagnéticas secundarias correspondientes a Sibyll 2.1 son de mayor energía y por lo tanto alcanzan el máximo a mayores profundidades atmosféricas.

La sección eficaz de dispersión inelástica para Sibyll 2.1 es mayor que para QGSJET02. Esto favorece a que el máximo de las lluvias correspondientes a Sibyll 2.1 se produzca a profundidades menores que para QGSJET02. Sin embargo sucede lo contrario. Esto se debe a que la menor multiplicidad y mayor inelasticidad de Sibyll 2.1 es el efecto dominante, lo cual produce, en promedio, valores mayores de X_{max}.

La figura 2.9 muestra el cociente entre el número de muones de $E_\mu > 10$ GeV al nivel del mar correspondiente a QGSJET02 y a QGSJET01 para lluvias verticales iniciadas por protones y por núcleos de hierro como función de la energía. También se muestra el cociente entre el número de muones de $E_\mu > 10$ GeV al nivel del mar correspondiente a Sibyll 2.1 y a QGSJET01 para lluvias verticales iniciadas por protones. De dicha figura se puede ver que el número de muones para Sibyll 2.1 es menor que para las dos versiones de QGSJET. Sin embargo, la diferencia con QGSJET02 es mucho menor. La diferencia entre el número de muones para los distintos modelos se deben principalmente a la multiplicidad. Si bien las multiplicidades para las dos versiones de QGSJET son mayores que para Sibyll 2.1, la diferencia entre los valores correspondientes a QGSJET02 y Sibyll 2.1 es menor que para QGSJET01 y Sibyll 2.1.

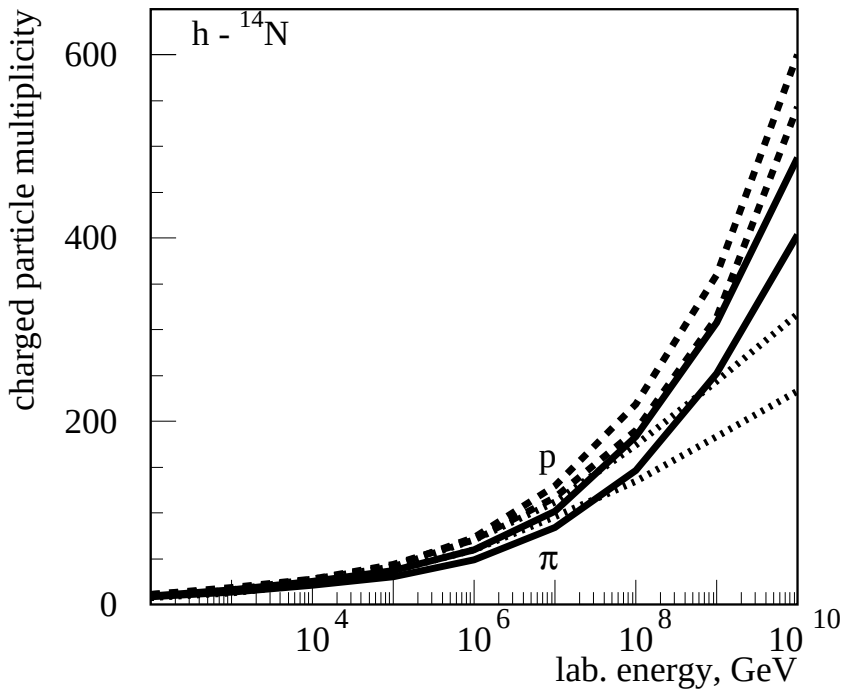

Figura 2.7: Multiplicidades de partículas cargadas correspondientes a las interacciones protón-aire y pion-aire como función de la energía para los modelos QGSJET02 (línea sólida), QGSJET01 (línea segmentada) y Sibyll 2.1 (línea punteada). El gráfico fue extraído de la referencia [92].

2.5.3. Algoritmo de Filtrado de AIRES

El número total de partículas que se producen en una lluvia crece significativamente con la energía del primario. Para rayos cósmicos de ultra alta energía este número puede llegar a ser tan grande que se hace casi imposible propagar a todas las partículas secundarias producidas. En particular, el número total de partículas producidas en una lluvia iniciada por un protón de 10^{20} eV es de aproximadamente 10^{11}, lo cual hace casi imposible guardar la información relevante de cada una de ellas.

Para resolver este problema se desarrolló un método de filtrado mediante el cual sólo se propaga una pequeña fracción representativa del número total de partículas. Básicamente se propagan solamente a las partículas que tienen una energía mayor que una dada energía umbral de filtrado E_{th}. A las partículas propagadas se les asigna un peso estadístico que tiene en cuenta a las partículas rechazadas. El algoritmo del filtrado implementado en el programa AIRES es una modificación del algoritmo introducido por M. Hillas [95, 85].

Consideremos primeramente al algoritmo de filtrado de M. Hillas. Dado el proceso,

$$A \rightarrow B_1\ B_2 \ldots B_n, \tag{2.25}$$

con $n \geq 1$, para el cual la partícula primaria A genera n partículas secundarias $B_1\ B_2 \ldots B_n$. Sean E_A la energía de la partícula A y E_{B_i} la energía de la partícula B_i.

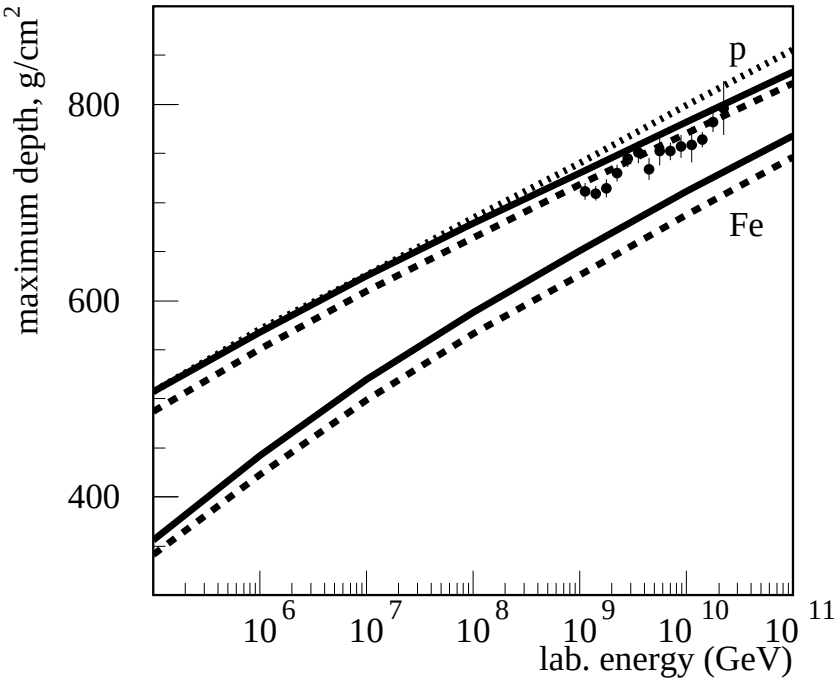

Figura 2.8: X_{max} como función de la energía para lluvias iniciadas por protones para QGSJET02, QGSJET01 y Sibyll 2.1 e iniciadas por núcleos de hierro para QGSJET02 y QGSJET01. Las líneas sólidas corresponden a QGSJET02, las segmentadas a QGSJET01 y la punteada a Sibyll 2.1. Los datos experimentales corresponden al experimento HiRes. El gráfico fue extraído de la referencia [92].

Antes de incorporar a las partículas en la simulación la energía E_A es comparada con la energía umbral de filtrado E_{th} y luego,

- si $E_A \geq E_{th}$, cada partícula secundaria es analizada separadamente y es aceptada con probabilidad,

$$P_i = \begin{cases} 1 & \text{si } E_{B_i} \geq E_{th} \\ \dfrac{E_{B_i}}{E_{th}} & \text{si } E_{B_i} < E_{th} \end{cases} \tag{2.26}$$

- si $E_A < E_{th}$, la "partícula" primaria proviene de una operación de filtrado previa. En este caso solamente uno de los n secundarios es seleccionado con probabilidad,

$$P_i = \frac{E_{B_i}}{\sum_{j=1}^{n} E_{B_j}}. \tag{2.27}$$

  Esto implica que una vez alcanzada la energía de filtrado no aumenta el número de partículas.

En ambos casos, el peso de la partícula aceptada es igual al peso de A multiplicado por P_i^{-1}, lo cual hace que el algoritmo no introduzca ningún sesgo, es decir,

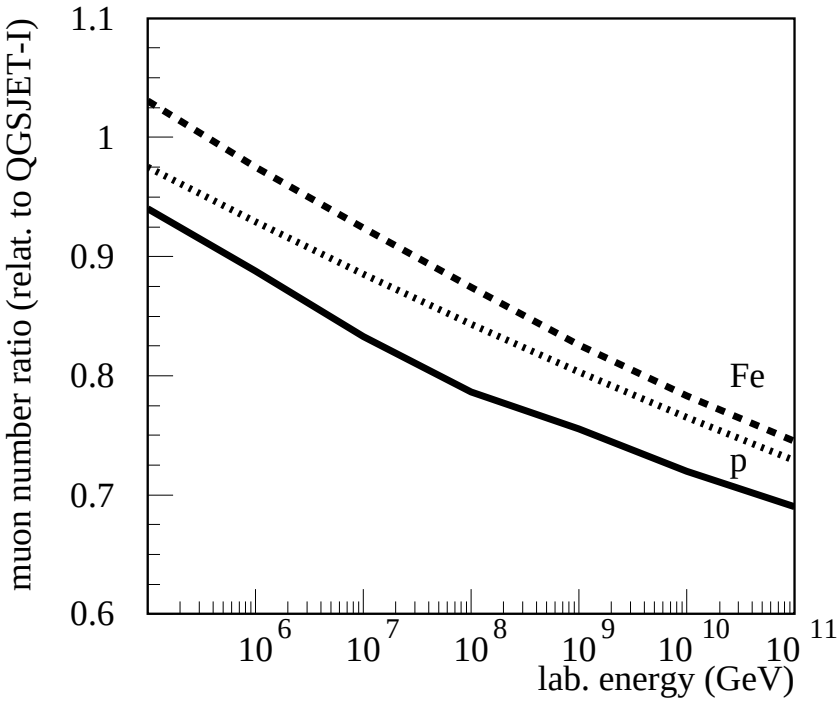

Figura 2.9: Cociente entre el número de muones ($E_\mu > 10$ GeV) al nivel del mar correspondiente a QGSJET02 y a QGSJET01 para lluvias verticales iniciadas por protones (línea sólida) y por núcleos de hierro (línea segmentada) como función de la energía. La línea punteada corresponde al cociente entre el número de muones ($E_\mu > 10$ GeV) al nivel del mar correspondiente a Sibyll 2.1 y a QGSJET01. El gráfico fue extraído de la referencia [92].

que todos los promedios evaluados a partir de las partículas pesadas no dependen de la energía de filtrado. Solamente las fluctuaciones se ven afectadas por el proceso de filtrado, si la energía de filtrado es cercana a la energía del primario el proceso de filtrado comienza antes en el desarrollo de la lluvia, lo cual genera una menor cantidad de partículas con grandes pesos y muy fluctuantes. Para valores chicos de la energía de filtrado se obtiene una mayor cantidad de partículas con pesos más chicos y por lo tanto, menores fluctuaciones artificiales. El efecto que tiene la disminución de la energía de filtrado es el aumento en el tiempo de cálculo y del tamaño de los archivos de salida en donde se guarda la información de las partículas.

El algoritmo de filtrado de AIRES incluye un ingrediente adicional el cual, en muchos casos, es de gran utilidad para disminuir las fluctuaciones artificiales. Esta extensión del algoritmo de M. Hillas consiste en determinar que todos los pesos de las partículas sean siempre menores que una cierta cantidad $W_r > 1$ especificada como un parámetro externo.

El algoritmo extendido de filtrado de AIRES se puede sintetizar de la siguiente forma: sea W_A el peso de la partícula A y $W_y > W_r/2$ una variable interna adicional. Consideremos al número de secundarios del proceso (2.25),

- si $n \leq 3$ entonces,

  - si $W_A > W_y$ o $W_A E_A / min(E_{B_1} \dots E_{B_n}) > W_r$ entonces todas las partículas secundarias son propagadas.
  - si no se aplica el algoritmo de M. Hillas.

- si $n > 3$ se utiliza el algoritmo de M. Hillas en todos los casos, pero si el peso del secundario seleccionado es mayor que W_r se conservan m copias del secundario de pesos W_B/m para su futura propagación. El valor de m se elige de forma tal que $W_y < W_B/m < W_r$.

En la versión 2.8.2 de AIRES $W_y = W_r/8$ y W_r está definido de la siguiente manera,

$$W_r = A_0 E_{th} W_f, \tag{2.28}$$

donde $A_0 = 14$ GeV^{-1} y W_f, llamado factor de peso estadístico, es un parámetro externo el cual puede ser controlado por el usuario. Para el caso en que $W_f \to \infty$ el algoritmo de AIRES se reduce al de M. Hillas.

Capítulo 3

El Observatorio Pierre Auger

3.1. Introducción

El Observatorio Pierre Auger ha sido diseñado originalmente para medir el flujo, las direcciones de arribo y la composición química de los rayos cósmicos desde 3×10^{18} eV hasta las energías más altas con una estadística sin precedentes. Para que la cobertura se extienda sobre todo el cielo estará formado por dos instrumentos, uno situado en el hemisferio Sur y el otro en el Norte. El interés físico de dicho rango de energías se basa en la controversia existente acerca de la existencia del corte de GZK (ver sección 1.5.2).

En Septiembre del año 2006, la Colaboración Internacional Pierre Auger decidió extender los objetivos científicos perseguidos por Auger. De esta manera, se modificó el diseño de base del detector, correspondiente a Observatorio Sur, para poder bajar el umbral de energía hasta 10^{17} eV con el propósito de poder estudiar no sólo la existencia del corte de GZK, sino que también la transición entre los rayos cósmicos de origen Galáctico y extragaláctico (para más detalles ver sección 6.1).

Debido a que el flujo de rayos cósmicos para energías mayores que 10^{20} eV es del orden de ~ 1 km^2 sr^{-1} siglo^{-1}, para obtener una buena estadística, es necesario que los detectores cubran una gran superficie. Es por esta razón que se decidió la construcción de un arreglo de superficie, para cada sitio, de una extensión de 3000 km^2 cada uno. El tiempo necesario durante el cual se mantendrán funcionando es de 20 años. El Observatorio Sur estará formado por 1666 detectores de efecto Čerenkov en agua dispuestos en una grilla formada por triángulos equiláteros de 1.5 km de lado. En cuatro puntos ubicados sobre el perímetro del arreglo de superficie se instalarán cuatro estaciones ópticas en cada una de las cuales se dispondrán seis telescopios de fluorescencia orientados hacia el interior del arreglo de superficie.

Los detectores de superficie son sensibles al contenido de partículas de las lluvia mientras que los telescopios son capaces de detectar la luz de fluorescencia emitida por el nitrógeno de la atmósfera al ser excitado por las partículas cargadas de las lluvias. Estas dos técnicas de detección han sido utilizadas por muchos años para el estudio de las lluvias atmosféricas, en particular los experimentos de Fly's Eye y HiRes utilizaron la técnica de fluorescencia mientras que en Haverah Park se

utilizaron detectores de efecto Čerenkov. Una de las características principales de Auger es su naturaleza híbrida, los detectores de Auger tienen la capacidad de observar al mismo fenómeno a través de dos técnicas de medición completamente diferentes, y es a través de la intercalibración y del estudio de los diferentes errores sistemáticos, correspondientes a las dos técnicas utilizadas, que se espera entender el origen de las diferencias existentes entre los resultados de los experimentos de AGASA y HiRes.

En la actualidad se está finalizando la construcción del Observatorio Sur ubicado en Pampa Amarilla ($35.1° - 35.5°$ S, $69.0° - 69.6°$ O y a una altura entre $1300 - 1400$ m sobre el nivel del mar), en las cercanías de la ciudad de Malargüe ubicada al sur de la provincia de Mendoza, Argentina. La figura 3.1 muestra el estado de avance en que se encuentra la construcción del Observatorio Sur al 27 de Enero de 2007. En dicha figura se pueden ver los tanques que están funcionando correctamente, los que en ese momento por alguna razón no están tomando datos, los que no tienen la electrónica instalada y los que aún no fueron llenados de agua. También se pueden ver a las estaciones ópticas de Los Leones, Los Morados, Coihueco y Loma Amarilla junto con el campo de visión de cada telescopio de fluorescencia. En la actualidad hay más de 1300 tanques instalados y sólo queda por terminar la instalación los telescopios de fluorescencia de Loma Amarilla.

3.2. Detectores de Superficie

La figura 3.2 muestra una foto de uno de los detectores Čerenkov que están en funcionamiento en la actualidad. Los detectores consisten en tanques rotomoldeados de polietileno de 3.6 m de diámetro y 1.6 m de altura. El interior de cada tanque contiene una bolsa de plástico negra laminada de Tyvek® ("liner") la cual es llenada con 12000 litros de agua ultra pura. En el interior de cada tanque y ubicados en la parte superior se colocan tres fotomultiplicadores separados 120° entre sí y ubicados a 1.2 m del centro. Los fotocátodos de cada fotomultiplicador se encuentran mirando el agua contenida en el interior del liner a través de unas ventanas diseñadas especialmente.

Cada estación dispone de una electrónica ubicada en la parte superior y del lado de afuera del tanque, la cual, junto con los fotomultiplicadores, son alimentados mediante baterías conectadas a dos paneles solares de 60 W cada uno. Cada estación está sincronizada temporalmente mediante un receptor de GPS (**G**lobal **P**ositioning **S**ystem) y se comunica en forma independiente con la estación central del Observatorio a través de un sistema de radio frecuencia. De esta forma, cada estación de superficie es una unidad autónoma capaz de detectar y transmitir señales.

El principio de funcionamiento de los detectores de superficie se basa en que las partículas cargadas que se propagan a velocidades mayores que la de la luz en el agua de los tanques emiten fotones (efecto Čerenkov). La luz emitida forma un cono de $\sim 84°$ cuyo eje corresponde a la trayectoria de la partícula incidente. La luz generada adentro del tanque se isotropiza debido a que se dispersa en el Tyvek® de forma tal que una fracción de la misma alcanza a los fotomultipli-

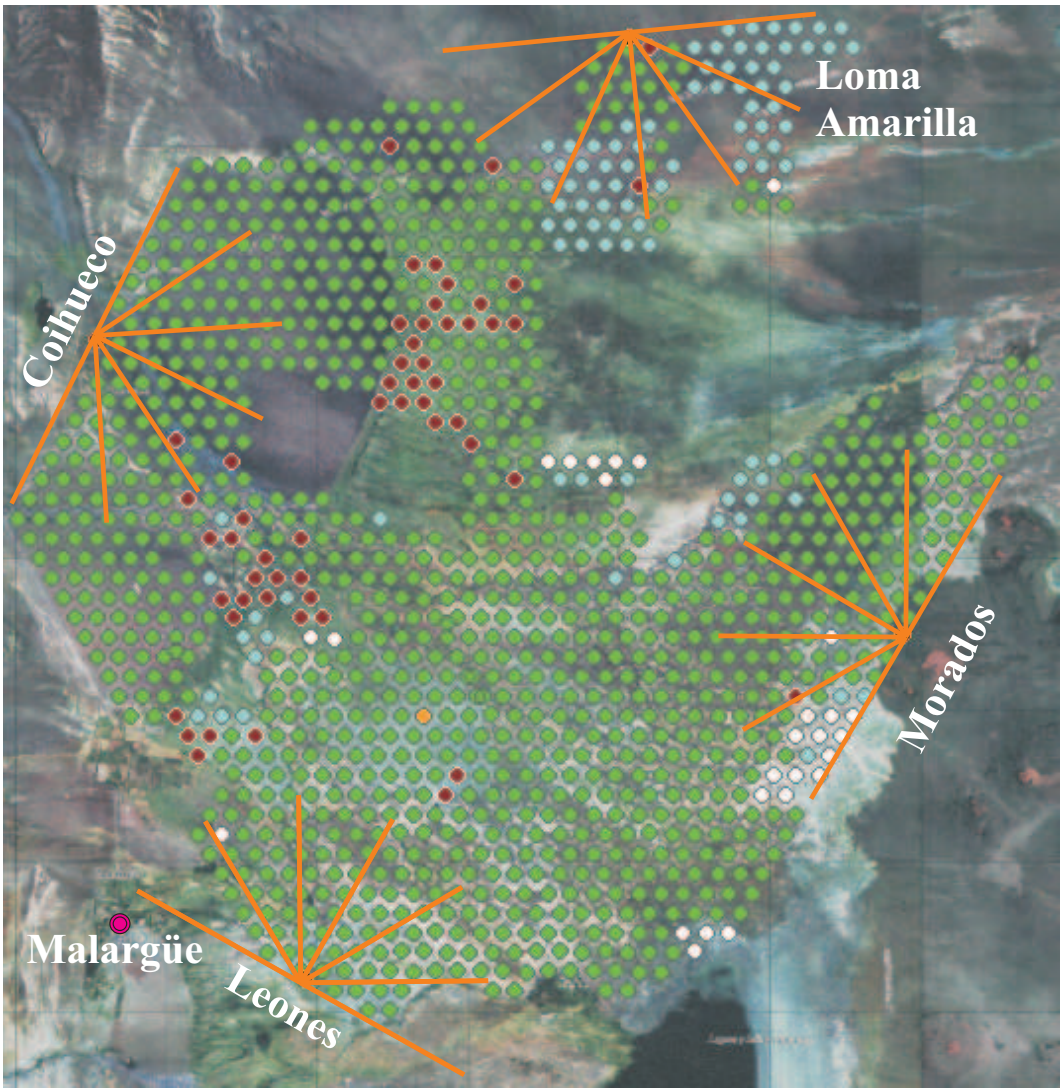

Figura 3.1: Estado de avance del Observatorio Pierre Auger al 27 de Enero de 2007. Los círculos verdes corresponden a los tanques que están funcionando correctamente y tomando datos, los círculos de color rojo oscuro corresponden a los tanques que por alguna razón no están tomando datos en ese momento, los círculos celestes corresponden a los tanques que todavía no tienen la electrónica instalada y los círculos blancos corresponden a los tanques que aún no fueron llenados de agua. Las líneas de color naranja muestran el campo de visión de los telescopios de fluorescencia correspondientes a cada estación óptica.

cadores, generando de esta manera las señales que luego son procesadas por la electrónica. Las partículas de las lluvias están formadas principalmente por fotones, electrones y muones. Si bien los tanques sólo detectan partículas cargadas, son muy sensibles a los fotones ya que estos forman pares electrón-positrón en el agua y es de esta manera que son detectados.

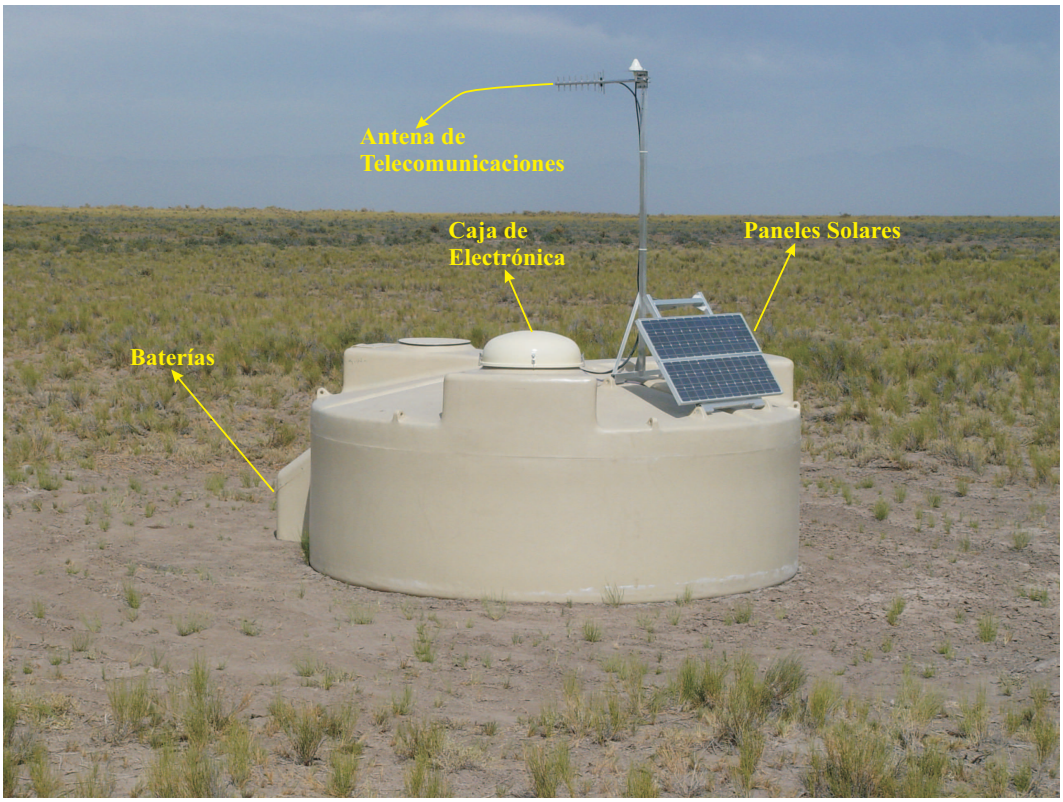

Figura 3.2: Detector de superficie de Auger.

3.2.1. Características de los Tanques

Los tanques de polietileno fueron diseñados para contener un volumen cilíndrico de agua de 1.2 m de alto y 10 m^2 de área. La parte superior del tanque fue diseñada de forma tal de contener a los tres fotomultiplicadores y a su vez darle cierta rigidez ya que tiene que ser capaz de soportar la tensión ejercida por los soportes de los paneles solares, los cuales en muchas ocasiones están expuestos a fuertes vientos, y ocasionalmente al peso de hasta tres personas trabajando. Para tener acceso a los fotomultiplicadores hay tres aberturas, una de las cuales es de mayor diámetro permitiendo el ingreso de una persona al tanque y es sobre la cual se ubica la caja de electrónica.

Los tanques fueron diseñados para ser fabricados por rotomoldeo. Se utilizaron resinas de polietileno Escorene HD 8661 mezcladas por la empresa A. Schulman [96]. Dichas resinas tienen una densidad de 0.942 g cm^{-3}, un índice de fundición de 2 g cada 10 minutos y garantía de uso para productos de larga durabilidad con buenas propiedades de rotomoldeo.

Para garantizar la opacidad de los tanques estos deberían ser de color negro, sin embargo, en la zona de Pampa Amarilla los colores que predominan son el amarillo y el arena. Para reducir el impacto ecológico que tendría la instalación de tanques de color negro y para reducir los efectos de calentamiento durante los días soleados se decidió que estuvieran formados por dos capas, la externa pigmentada de forma tal que su color sea beige y la interna de color negro pigmentada a

través del agregado de un 1 % de carbón. La pared interna tiene un espesor de aproximadamente el doble que la externa de forma tal que el espesor total es de 1.3 cm. A su vez, a la resina se le agrega un aditivo, HALS (**H**indered **A**mine **L**ight **S**tabiliser), para protegerla de la degradación debida a la radiación ultravioleta proveniente del sol.

3.2.2. Características de la Bolsa Contenedora del Agua

El liner es una bolsa cilíndrica hecha de poliolefina utilizada para contener el agua adentro del tanque. Si bien el soporte mecánico necesario debido a la presión del agua se lo da el tanque, dicha bolsa debe reflejar y dispersar la luz Čerenkov en forma eficiente, garantizar la conservación del agua, es decir, garantizar la no contaminación de la misma e inhibir cualquier actividad bacteriológica, y no permitir la entrada de cualquier tipo de luz externa por un período de 20 años. Para cumplir con dichos requerimientos el diseño del liner consiste en tres capas de plástico laminadas. La capa interior está formada por una lámina de Dupont-Tyvek®BL-25 de 140 μm de espesor, la capa intermedia está hecha de polietileno de baja densidad (Dow 722 LDPE) y tiene un espesor de 28 μm y por último la capa externa está formada por una lámina de polietileno negro humo de 170 μm de espesor cuya principal finalidad es la de prevenir el ingreso de luz externa.

A 1.2 m del centro de la tapa superior del liner y formando un ángulo de 120° entre sí se encuentran tres ventanas de polietileno transparente cuya función es la de alojar a los fotocátodos de los fotomultiplicadores. El acople óptico entre la ventana de polietileno y el fotocátodo se realiza mediante una silicona óptica epoxy, RTV (**R**oom **T**emperature **V**ulacanization) 6196 D1, fabricada por General Electric. De esta manera, el fotocátodo de cada fotomultiplicador recibe el 90 % de la luz que incide sobre la cara interior de la ventana transparente.

El llenado de agua de los liners se realiza a través de tres compuertas de llenado ubicadas a los costados de cada ventana. Dichas compuertas están formadas por roscas plásticas de 3.28 cm de diámetro hechas de polietileno de alta densidad las cuales se encuentran soldadas al liner y son selladas a través de un tapón con O-ring a presión y luego una tapa de plástico negro que evita el ingreso de luz al interior del liner.

3.2.3. Producción de Agua

Los tanques de agua son llenados con agua ultra pura la cual debe mantenerse muy limpia durante 20 años. Por tal motivo se construyó una planta purificadora de agua en el predio de la Estación Central en la ciudad de Malargüe. La producción de dicha planta, aproximadamente 36000 litros de agua diarios, permite el llenado de tres tanques por día como máximo. El agua a ser purificada pasa por varias etapas de filtrado, purificación por medio de ósmosis inversa, destrucción de carbono orgánico y de bacterias por medio de luz ultravioleta y electrodeionización. El agua producida es almacenada en un tanque contenedor de 50000 litros de capacidad el cual posee un sistema de recirculación formado por un sistema de resinas de lecho mixto y una lámpara de luz ultravioleta.

Luego de purificada, el agua es transportada hasta los detectores situados en el campo por medio de un tanque de transporte de 12500 litros de capacidad. Dicho tanque está equipado con un sistema de filtro de aire bacteriológico, un sensor de presión, una bomba para extraer el agua y una manguera sanitaria con una bayoneta en su extremo que se ajusta a las compuertas de llenado de los liners. A su vez, el tanque está montado en un trailer el cual es remolcado por medio de un camión.

La calidad del agua producida por la planta es de una resistividad mayor que 15 MΩ×cm. Debido a los sucesivos trasvases, del tanque de almacenamiento al de transporte y luego de este último a los detectores, la calidad del agua se ve degradada. La calidad del agua en cada tanque es monitoreada a través de la evolución del tiempo de caída de los pulsos de los fotomultiplicadores originados por muones atmosféricos que atraviesan los tanques [97].

3.2.4. Los Fotomultiplicadores

Como ya ha sido mencionado anteriormente, cada tanque está equipado con tres fotomultiplicadores Photonis XP1802 de 9 pulgadas de diámetro. Para sujetarlos a las ventanas de los liners se utiliza un cono truncado el cual a su vez cumple con las funciones de proteger la electrónica asociada aislándola de la humedad así como también actuando como sello ante posibles fugas de luz.

En la base de cada fotomultiplicador están conectados tres cables, uno de los mismos tiene como función principal la de proveer las tensiones adecuadas al circuito electrónico que forma la base, mientras que los otros dos, llevan las señales tanto del cátodo como del primer dínodo a la caja de electrónica ubicada en la parte superior del tanque. Para aumentar el rango dinámico de forma tal de poder medir con gran precisión el flujo de partículas tanto lejos ($\sim$ 1 partícula μs^{-1}) como cerca ($\sim$ 1000 partículas μs^{-1}) del punto de impacto de las lluvias, la señal del primer dínodo es amplificada en un factor 32 con respecto a la del ánodo.

3.2.5. Electrónica "Front-End" y Primer Nivel de Disparo

Las seis señales correspondientes a cada detector (dos por cada fotomultiplicador) son enviadas a una placa electrónica llama Front-End donde son digitalizadas por medio de seis FADC (**F**ast **A**nalog to **D**igital **C**onverter) de 10 bits cada uno y una frecuencia de muestreo de 40 MHz. A la salida de los FADC, dichas señales, digitalizadas en intervalos de 25 ns, son enviadas a una placa PLD (**P**rogrammable **L**ogic **D**evice) donde se efectúan las decisiones de disparo. Hay dos modos de disparo implementados en los detectores de Auger. El primero, llamado ST (**S**ingle **T**hreshold), genera una señal de disparo cuando las señales de cada uno de los tres fotomultiplicadores superan una amplitud de 3.2 VEM_A, donde VEM_A es la amplitud correspondiente a un muon que atraviesa al detector en forma vertical y central. El segundo, llamado TOT (**T**ime **O**ver **T**hreshold), genera una señal de disparo cuando las señales, de por lo menos dos fotomultiplicadores, en cada intervalo de 25 ns correspondientes a una ventana temporal de $\sim$ 2.5 μs superan una amplitud de 0.2 VEM_A. El modo de disparo ST fue diseñado

para señales grandes correspondientes a estaciones ubicadas a distancias cercanas al punto de impacto de la lluvia, mientras que el TOT, fue diseñado para señales de poca amplitud pero extendidas en el tiempo, lo cual corresponde a estaciones ubicadas lejos del punto de impacto de la lluvia.

Cuando se realiza un disparo, ya sea en el modo ST o TOT, se almacenan 768 valores de las señales digitalizadas, los cuales corresponden a un tiempo total de 19.2 μs. De los 768 valores almacenados, 256 corresponden a tiempos anteriores al de la señal de disparo mientras que los 512 restantes corresponden a tiempos posteriores. A este nivel de disparo se lo llama T1 y puede operar a una tasa de contaje de aproximadamente 100 Hz.

Además de las memorias de almacenamiento de la información de los eventos, hay otras destinadas al almacenamiento de los datos utilizados para la calibración de los detectores, la cual se lleva a cabo a través de las señales dejadas por muones atmosféricos que los atraviesan (para más detalles acerca del método de calibración ver la referencia [98]).

3.2.6. El Controlador de la Estación

La electrónica local es controlada a través de una placa CPU que contiene un microprocesador Power PC 403GCX de 80 MHz. El controlador de la estación es el encargado de enviar las señales que pasaron el primer nivel de disparo T1 a la central de adquisición de datos llamada CDAS (**C**entral **D**ata **A**cquisition **S**ystem). La tasa de contaje de este segundo nivel de disparo llamado T2 se ve limitada por las telecomunicaciones y es de aproximadamente de 20 Hz.

También se utiliza una placa de control lento como interfase para la programación del PLD y por lo tanto del modo de disparo de las estaciones. De esta manera se pueden ajustar los umbrales de disparo, las tensiones de los fotomultiplicadores así como también se tiene acceso a la información proveniente de los sensores de monitoreo que tiene cada detector. La información de monitoreo consiste por ejemplo en la temperatura de las bases de los fotomultiplicadores, de los paneles solares, de la caja de electrónica, etc.

El tiempo de disparo de las estaciones es de gran importancia para la correcta reconstrucción de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos primarios. Dicho tiempo es medido a través de una placa comercial Motorola UT+GPS.

3.2.7. Suministro de Energía

La electrónica de cada estación fue diseñada de forma tal que la potencia consumida sea menor que 10 W, la cual es obtenida de las baterías de 12 V cargadas por los dos paneles solares de 60 W cada uno. También se utiliza una placa de control de potencia para monitorear las diferentes corrientes y voltajes del sistema, la cual a su vez, provee de los 24 V que necesita la placa madre de la electrónica para funcionar.

3.3. Detectores de Fluorescencia

A diferencia de los detectores de superficie, los cuales pueden tomar datos durante todo el día, los detectores de fluorescencia sólo lo pueden hacer en noches claras y sin luna. Esto hace que el tiempo de toma de datos sea el 10 % del correspondiente al detector superficie. El diseño del Observatorio es tal que aproximadamente todos los eventos detectados por los telescopios de fluorescencia también sean detectados por los detectores de superficie. Es por este hecho que se dice que Auger posee un sistema de detección híbrida.

Los detectores de fluorescencia requieren que la longitud de atenuación de la luz de fluorescencia ($\lambda \in [300,\ 400]$ nm) en la atmósfera sea lo más grande posible. Como consecuencia de una serie de estudios realizados [99] se pudo comprobar que la atmósfera es muy clara en la zona de Pampa Amarilla. Más aún, hay muy poca contaminación de luz producida por el hombre ya que el único lugar poblado cercano al sitio es la ciudad de Malargüe, la cual es una ciudad chica ($\sim$ 100000 habitantes) y de poca actividad industrial.

Cada detector de fluorescencia está formado por seis telescopios, cada uno de los cuales está ubicado en una bahía diferente dispuestas de forma tal que cada telescopio observa volúmenes de aire diferentes. La figura 3.3 muestra un esquema correspondiente a un telescopio de Auger. Cada telescopio está formado por un espejo esférico de 3.4 m de radio y 3.5 m de alto por 3.5 m de ancho. Además, cada uno de ellos, está equipado con una cámara formada por 440 fotomultiplicadores. El campo de visión de cada telescopio es de 30° para el ángulo acimutal y 28.6° para el ángulo cenital. Cada píxel de la cámara tiene un campo de visión de 1.5° aproximadamente. La apertura del sistema óptico está dada por un diafragma ubicado en el centro de curvatura del espejo.

El principio de funcionamiento de los detectores de fluorescencia de Auger se basa en que las partículas cargadas de las lluvias excitan a las moléculas de aire (fundamentalmente a las de nitrógeno) al propagarse en dirección a la superficie de la tierra. Al desexcitarse emiten fotones ultravioleta ($\lambda \in [300,\ 400]$ nm) de forma tal que una fracción de los mismos se propaga hasta llegar a los espejos de los telescopios disparando de esta manera a los fotomultiplicadores de las cámaras. No todos los fotones que se propagan en dirección de los telescopios los alcanzan debido a la atenuación en la atmósfera.

3.3.1. La Optica

La óptica utilizada es de tipo Schmidt la cual tiene la ventaja de eliminar la aberración de coma [100]. La apertura del sistema óptico está dada por un diafragma ubicado en el centro de curvatura del espejo cuyo diámetro es de 1.7 m y es tal que el área efectiva de colección de luz es de 1.5 m^2 (obtenida después de haber descontado la sombra producida por la cámara). Con el propósito de aumentar el cociente entre la señal de fluorescencia y el ruido proveniente de la luz de fondo del cielo, se le agregó al diafragma un filtro ultravioleta, el cual transmite eficientemente la luz de fluorescencia y bloquea a casi todo el espectro de luz visible. Junto con el filtro se encuentra un anillo corrector de 0.85 m de radio

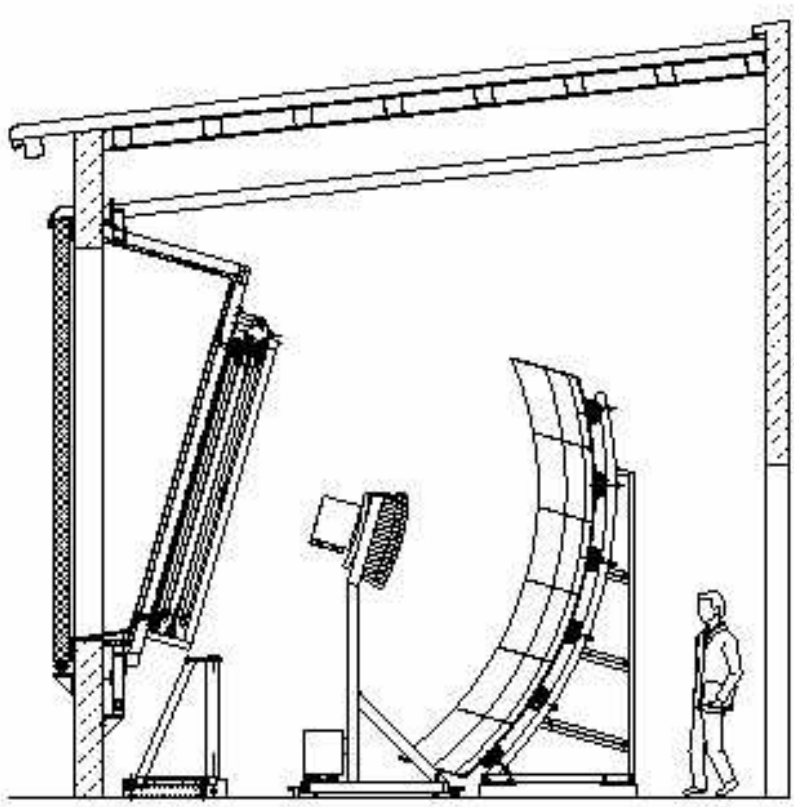

Figura 3.3: Esquema de un telescopio de fluorescencia de Auger.

interior y 1.1 m de radio exterior, el cual permite incrementar en un factor dos la apertura efectiva del telescopio sin aumentar la aberración esférica ni producir coma. Los filtros a su vez, actúan como ventanas para cada bahía aislando a los telescopios del exterior. Cada bahía dispone también de cortinas, las cuales se cierran automáticamente si la intensidad de la luz que incide sobre los telescopios supera un nivel dado. Dichas cortinas permanecen cerradas cuando los telescopios no están tomando datos.

Los espejos esféricos están formados por segmentos más pequeños de forma hexagonal o cuadrada cuya reflectividad promedio es del orden de 90 % para $\lambda \in [300,\ 400]$ nm. Dichos segmentos y la cámara son posicionados de forma tal que el error debido al alineamiento es menor que 0.1°.

3.3.2. La Cámara

Debido a la simetría del sistema óptico, la superficie focal es esférica ubicada en forma concéntrica con el espejo y de 1743 mm de radio. Los 440 píxeles hexagonales de la cámara están posicionados de forma tal de adoptar la forma de dicha superficie [101]. Los píxeles no son hexágonos regulares y su forma varia a lo largo de la superficie focal.

Cada píxel tiene un fotomultiplicador Photonis XP3062 de 40 mm de diámetro.

El arreglo de fotomultiplicadores está formado por 22 filas y 20 columnas. La estructura principal de la cámara consiste en un plato de aluminio casi cuadrado (94 cm de ancho por 86 cm de alto) de 6 cm de espesor y de forma esférica. Los fotomultiplicador están ubicados en orificios cilíndricos hechos en dicho plato.

La forma hexagonal de los fotocátodos de los fotomultiplicadores asegura una cobertura óptima de la superficie focal. Sin embargo, el diseño de la cámara es tal que queda un espacio libre entre los fotomultiplicadores. Más aún, el área efectiva de los fotocátodos es menor que el área del vidrio que los recubre. Por lo tanto, para aumentar la colección de luz y garantizar una transición suave entre píxeles, cada fotomultiplicador está rodeado por una versión simplificada de los clásicos "conos de Winston" [102]. Dichos "conos" están formados por un conjunto hexagonal de superficies reflectantes planas.

Cada fotomultiplicador está equipado con una unidad electrónica central cuya función principal es la de generar, con bajo nivel de ruido, gran rango dinámico y bajo consumo de potencia, una señal proporcional a la luz colectada [103].

3.3.3. Electrónica "Front-End" y Primer Nivel de Disparo

Las señales provenientes de los fotomultiplicadores de una cámara dada son recibidas por 20 placas de electrónica llamadas "Front-End". Cada una de estas recibe las señales de una columna de fotomultiplicadores de la cámara. Luego, las señales de los fotomultiplicadores son digitalizadas a través de FADCs de 12 bits y de una frecuencia de muestreo de 10 MHz.

La parte digital de las placas Front-End es utilizada para implementar todas las funciones correspondientes a la condición de disparo de primer nivel, T1. Para dar la señal de disparo de cada fotomultiplicador se compara la suma de las señales de las 10 últimas muestras correspondientes a cada tiempo de muestreo con un umbral dado, si dicha suma supera el umbral el fotomultiplicador pasa al nivel de disparo de primer nivel. La frecuencia de T1 de cada píxel es mantenida en 100 Hz a través del ajuste automático del umbral de disparo. De esta manera, la frecuencia de disparos de segundo nivel debidos a coincidencias casuales entre los distinto píxeles permanece constante frente a condiciones variables de la luz de fondo.

3.3.4. Segundo Nivel de Disparo

El segundo nivel de disparo, T2, está implementado en una segunda placa lógica la cual es utilizada para leer las señales de disparo de primer nivel de los distintos píxeles. El algoritmo correspondiente al segundo nivel de disparo busca patrones de cinco píxeles que pasaron el primer nivel de disparo. Dicho algoritmo, utiliza cinco patrones fundamentales de forma tal que el número total de patrones de distinta clase suman finalmente 108 [99].

Si un patrón dado en la cámara coincide con alguno de los patrones de disparo, la PC del ojo es informada y los datos de las señales de los fotomultiplicadores de la cámara son transferidos a la misma.

3.3.5. Adquisición de los Datos

La PC del ojo es utilizada para la lectura de los datos y para realizar una selección de los posibles eventos que pasaron el segundo nivel de disparo formando de esta manera un tercer nivel de disparo llamado T3. Este tercer nivel de disparo está basado en la longitud de la traza del segmento que forman los píxeles en la cámara y de requerimientos de compatibilidad espacio-temporales entre los distintos píxeles disparados [99]. Si el candidato a evento pasa a T3, las señales digitalizadas de los fotomultiplicadores son enviadas al CDAS para su almacenamiento.

3.3.6. Monitoreo Atmosférico

Para conocer la cantidad de luz de fluorescencia emitida por una lluvia al desarrollarse en la atmósfera terrestre es necesario conocer la atenuación de la luz al propagarse a través de la misma, lo cual es de suma importancia para la determinación de la energía del rayo cósmico primario.

El programa de monitoreo atmosférico de Auger incluye una variedad complementaria de mediciones [104]. En particular, en las cercanías de cada estación de fluorescencia se halla instalado un sistema LIDAR móvil capaz de tomar datos apuntando a cualquier dirección en el cielo. El LIDAR está formado por un láser que emite fotones en forma intermitente. Una fracción de los mismos es retrodispersada al interactuar con los aerosoles o con las moléculas de la atmósfera. Finalmente, los fotones retrodispersados son recolectados a través de un espejo esférico equipado con un fotomultiplicador en el foco. Es una buena aproximación suponer que la atmósfera es horizontalmente invariante. Bajo dicha suposición, se pueden resolver la ecuaciones para el LIDAR utilizando el método de multi-ángulo y así obtener la profundidad óptica de la atmósfera, τ.

Estudios preliminares hechos con el sistema LIDAR muestran que la atmósfera de La Pampa Amarilla es muy limpia. La longitud de atenuación ($(d\tau/dh)^{-1}$, donde h es la altura) está entre los 12 km y 18 km con variaciones de menos del 2 % sobre 30 km de distancia horizontal [99].

3.4. Los Primeros Resultados

3.4.1. Anisotropías en la Región del Centro Galáctico

La región del Centro Galáctico es una zona de gran interés astrofísico. En particular, los estudios de anisotropía a energías del orden de 10^{18} eV son de gran importancia ya que es probable que a dichas energías la componente Galáctica de los rayos cósmicos aún sea la dominante. Más aún, se cree que en el Centro Galáctico hay un agujero negro muy masivo, el cual estaría asociado con la fuente de radio Sagittarius A* y con el remanente de supernova Sagittarius A Este, con lo cual, la zona del Centro Galáctico contiene objetos astrofísicos que son candidatos a fuentes de rayos cósmicos. La ubicación geográfica del Observatorio Sur de Auger es ideal para la búsqueda de anisotropías en dicha zona ya que el Centro Galáctico está completamente contenido en el campo de visión del experimento. El número

de eventos de energías del orden de 10^{18} eV acumulados hasta el momento excede ampliamente la estadística acumulada por otros experimentos y por lo tanto los resultados obtenidos por Auger son de gran relevancia científica.

Como ya ha sido mencionado en la sección 1.3, los datos de AGASA muestran un exceso con respecto a una distribución isotrópica de direcciones de arribo de 4.5σ. El rango de energías para el cual se observa dicho exceso va desde 10^{18} eV hasta $10^{18.4}$ eV, está situado en $(\alpha, \delta) = (280°, -17°)$ y abarca una región del cielo de un radio de 20°. El cociente entre el número de eventos observados y el esperado para una distribución isotrópica es,

$$F_{AGASA} = \frac{N_{obs}}{N_{iso}} = \frac{506}{413.6} = 1.22 \pm 0.05. \tag{3.1}$$

donde el error es el asociado a la fluctuación Poissoniana del fondo isotrópico.

La anisotropía encontrada por SUGAR consiste en un exceso de 2.9σ para energías entre $10^{17.9}$ eV y $10^{18.5}$ eV en una región de 5.5° de radio centrada en $(\alpha, \delta) = (274°, -22°)$. El cociente entre el número de eventos observados y el esperado para una distribución isotrópica es,

$$F_{SUGAR} = \frac{N_{obs}}{N_{iso}} = \frac{21.8}{11.8} = 1.85 \pm 0.29. \tag{3.2}$$

Con el propósito de verificar dichas anisotropías se analizaron las direcciones de arribo de los eventos detectados por Auger [37]. Se consideraron los eventos correspondientes al arreglo de superficie con tres o más detectores disparados, los cuales a su vez, estaban ubicados formando un configuración compacta. Los eventos considerados para el análisis cumplen con que el detector de mayor señal estaba rodeado por un hexágono de detectores que estaban todos funcionando correctamente en el momento en que fue detectado cada evento. Esta condición asegura la buena calidad y por lo tanto la buena reconstrucción del conjunto de eventos utilizados. Además, se consideraron a los eventos tales que $\theta < 60°$.

La energía de los eventos fue obtenida de la señal interpolada evaluada a 1000 m del eje de la lluvia, $S(1000)$. La conversión entre $S(1000)$ y la energía se realizó a través del método llamado "Corte de Intensidad Contante" (ver referencia [105]) y de la intercalibración con el detector de fluorescencia. La curva de calibración fue obtenida mediante eventos híbridos de buena calidad correspondientes a noches con bajo contenido de aerosoles y la energía real de cada uno de estos eventos fue obtenida a partir del detector de fluorescencia cuya incerteza es del orden del 25 % [106].

La resolución angular para eventos de tres tanques es del orden de 2.2° y mejora al aumentar la cantidad de estaciones.

La cantidad de eventos que pasaron los cortes de calidad tales que sus energías estaban en el intervalo $[10^{17.9},\ 10^{18.5}]$ eV fue de 80000. Para estudiar la posible presencia de excesos en los datos se construyó el mapa del cielo correspondiente a una distribución isotrópica. La figura 3.4 muestra el mapa del cielo correspondiente a los eventos observados en términos de las llamadas significancias Li-Ma [107], calculadas en ventanas angulares de 5° de radio. La significancia Li-Ma es

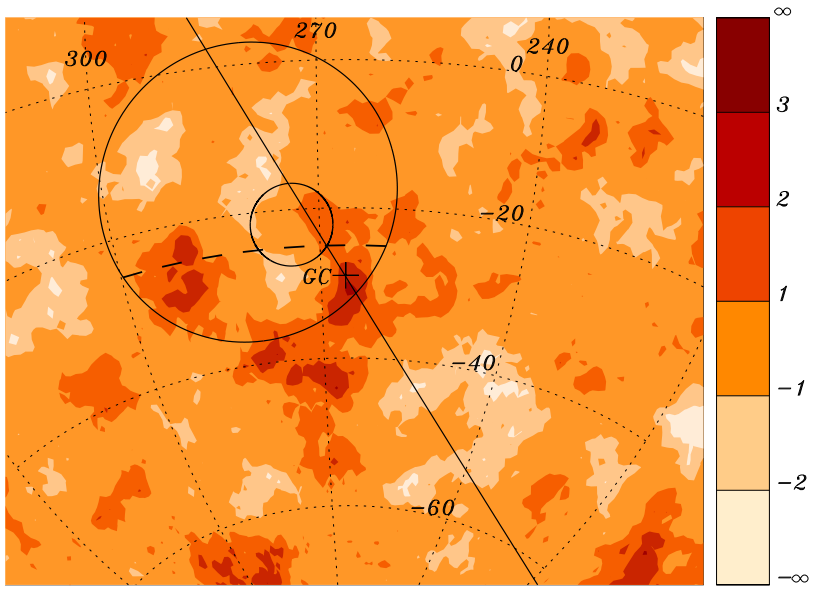

Figura 3.4: Mapa de significancias en la zona del Centro Galáctico realizado para una ventana angular de 5° de radio. La cruz indica la ubicación del Centro Galáctico, la línea sólida que lo contiene corresponde al plano Galáctico, el círculo grande corresponde a la región del exceso de AGASA y el más chico corresponde al exceso de SUGAR. La línea punteada corresponde al límite inferior de la región observada por AGASA.

el número de desviaciones estándar a la que está el número de eventos observados correspondientes a una dada ventana angular con respecto al esperado para una distribución isotrópica. La figura 3.4 también muestra las regiones del cielo para las cuales AGASA y SUGAR reportaron excesos así como también la ubicación del Centro Galáctico y del plano Galáctico.

Los resultados obtenidos son consistentes con lo esperado para las fluctuaciones estadísticas de una distribución isotrópica. Más Aún, para la ventana circular de 20° centrada en la dirección del exceso de AGASA y para $E \in [10^{18},\ 10^{18.4}]$ eV se observan 2116 eventos mientras que los esperados para una distribución isotrópica son 2159.6. Notar que la cantidad de eventos es más que un factor cuatro mayor que la cantidad correspondiente a AGASA, en parte debido a que la zona del Centro Galáctico cae bien adentro del campo de visión de Auger y en parte debido a que la exposición de Auger en la actualidad es más del doble que la de AGASA. La mayor fuente de errores sistemáticos cometidos al comparar los resultados de AGASA y los de Auger viene de los errores sistemáticos cometidos en la determinación de energía. Para estudiar el efecto de dichos errores se trasladó la escala de energías de Auger en $\log(E/\text{eV}) = \pm 0.1$ y se repitió el mismo análisis obteniendose nuevamente mapas compatibles con una distribución isotrópica.

En la región donde SUGAR reportó un exceso y en el mismo rango de energías caen 286 eventos de Auger, mientras que la cantidad esperada para una distribución isotrópica es de 289.7. Por lo tanto, con una estadística de un orden de magnitud mayor los datos de Auger no muestran exceso alguno. Cambiando la escala de energía al igual que lo realizado para el caso de AGASA tampoco se encontraron excesos.

También se utilizaron los datos de Auger para la búsqueda de una fuente puntual ubicada en la posición de Sagittarius A*. En el intervalo de energías $[10^{17.9},\ 10^{18.5}]$ eV y utilizando un filtro Gaussiano de 1.5° se obtienen $N_{obs} = 53.8$ eventos observados contra $N_{iso} = 45.8$ esperados para una distribución isotrópica. Esto permite poner un límite superior en el flujo de los eventos provenientes de la hipotética fuente. Asumiendo que en el rango de energías considerado el espectro de la fuente tiene el mismo índice espectral que el de los rayos cósmicos observados, que las partículas emitidas por la fuente son protones y que el flujo de rayos cósmicos es,

$$\Phi_{CR} = 3 \times 10^{19}\ \xi\ \left(\frac{E}{10^{18}\text{eV}}\right)^{-3}\ \text{eV}^{-1}\ \text{años}^{-1}\ \text{sr}^{-1}, \tag{3.3}$$

donde ξ parametriza la incerteza en el conocimiento del flujo, se obtiene, al 95 % de nivel de confidencia, la siguiente cota,

$$\Phi_s^{95} = \xi\ 0.08\ \text{km}^{-2}\ \text{años}^{-1}. \tag{3.4}$$

Dicha cota superior podría ser un 30 % mayor para el caso en que la fuente emitiera núcleos más pesados, por ejemplo de hierro. Estas cotas obtenidas excluirían los modelos que predicen un flujo de neutrones provenientes de una fuente en el Centro Galáctico [108, 109].

3.4.2. Fracción de Fotones

Como ya ha sido mencionado en 1.5.2, los modelos que atribuyen el origen de los rayos cósmicos de energías mayores que 10^{20} eV a defectos topológicos o al decaimiento de materia oscura super-masiva predicen una fracción dominante de fotones en dicho rango de energías. Discriminar entre lluvias iniciadas por hadrones y por fotones es experimentalmente mucho más sencillo que separar lluvias iniciada por distintos tipos de núcleos.

Los límites obtenidos para la fracción de fotones por distintos experimentos provienen del análisis de los datos correspondientes a detectores de superficie únicamente (ver sección 1.2). Sin embargo, las lluvias iniciadas por fotones se desarrollan bastante más abajo en la atmósfera que las iniciadas por los hadrones, por ejemplo para $E = 10^{19}$ eV el máximo desarrollo de la lluvia para fotones se alcanza, en promedio, a una profundidad de 1000 gcm^{-2} mientras que para protones y núcleos de hierro a 800 gcm^{-2} y 700 gcm^{-2} respectivamente. Por lo tanto, X_{max}, es un parámetro de gran utilidad para discriminar entre hadrones y fotones y es por esta razón que los telescopios de fluorescencia de Auger son ideales para estos análisis.

La razón por la cual las lluvias iniciadas por fotones de $E \sim 10^{19}$ eV alcanzan el máximo más abajo en la atmósfera es la reducida multiplicidad de las interacciones electromagnéticas a diferencia de las interacciones hadrónicas, las cuales generan un gran número de secundarios. Para energías más altas los fotones pueden producir pares en el campo magnético terrestre y de esta manera iniciar una cascada electromagnética, llamada pre-lluvia, formada por electrones y fotones de menor energía. Estas partículas inciden en la atmósfera iniciando, cada una de ellas, una cascada electromagnética. Para la ubicaciíon geográfica de Auger Sur el umbral para la conversión de los fotones es de $\sim 5\times10^{19}$ eV. La probabilidad de conversión y las características de la pre-lluvia dependen de la energía del primario y de la dirección de incidencia.

Con el propósito de encontrar una cota para la fracción de fotones se utilizó un conjunto de eventos híbridos de Auger. Para la reconstrucción de los perfiles longitudinales de los eventos se tuvieron en cuenta los perfiles de densidad de la atmósfera (los cuales varían en función del tiempo), la concentración de aerosoles y la influencia de las nubes. Para obtener el valor de X_{max} correspondiente a cada evento se realizó el ajuste de los perfiles longitudinales de los mismos a través de la función de Gaisser-Hillas [110]. Para seleccionar un conjunto de eventos apropiado se aplicaron una serie de cortes los cuales se detallan en la referencia [32].

Los eventos de $E > 10^{19}$ eV que pasaron los cortes suman 29. La figura 3.5 muestra la distribución de X_{max} de dichos eventos. El punto con la barra de error corresponde al valor de X_{max} junto con su incerteza para un evento típico del conjunto seleccionado. Por cada uno de los eventos se simularon 100 lluvias iniciadas por fotones de energía y dirección de incidencia iguales a las reconstruidas. Las simulaciones se hicieron utilizando CORSIKA junto con el programa PRESHOWER [111] para simular la pre-lluvia. La figura 3.5 muestra la distribución de X_{max} para las lluvias simuladas correspondientes al evento graficado.

Para todos los eventos, el valor de X_{max} está bien por debajo de los valores esperados para los fotones. Las diferencias entre las predicciones para fotones y los datos están entre +2.0 y +3.8 desviaciones estándar.

Teniendo en cuenta la estadística disponible, las diferencias entre los valores de X_{max} correspondientes a los datos y a las predicciones para fotones y los errores sitemáticos de los datos y de las simulaciones se obtuvo una cota superior para la fracción de fotones de 16 %, al 95 % de nivel de confidencia, para $E > 10^{19}$ eV [32]. La figura 3.6 muestra las cotas para la fracción de fotones obtenidas por distintos experimentos y la obtenida por Auger. También se pueden ver las predicciones de algunos modelos teóricos correspondientes a mecanismos que no involucran procesos de aceleración convencionales tales como defectos topológicos, etc.

La cota superior obtenida por Auger es la primera en la historia de los rayos cósmicos derivada a partir de la profundidad a la que se da el máximo desarrollo de las lluvias, X_{max}. El resultado obtenido confirma y a su vez mejora las cotas obtenidas previamente de los arreglos de superficie pertenecientes a otros experimentos.

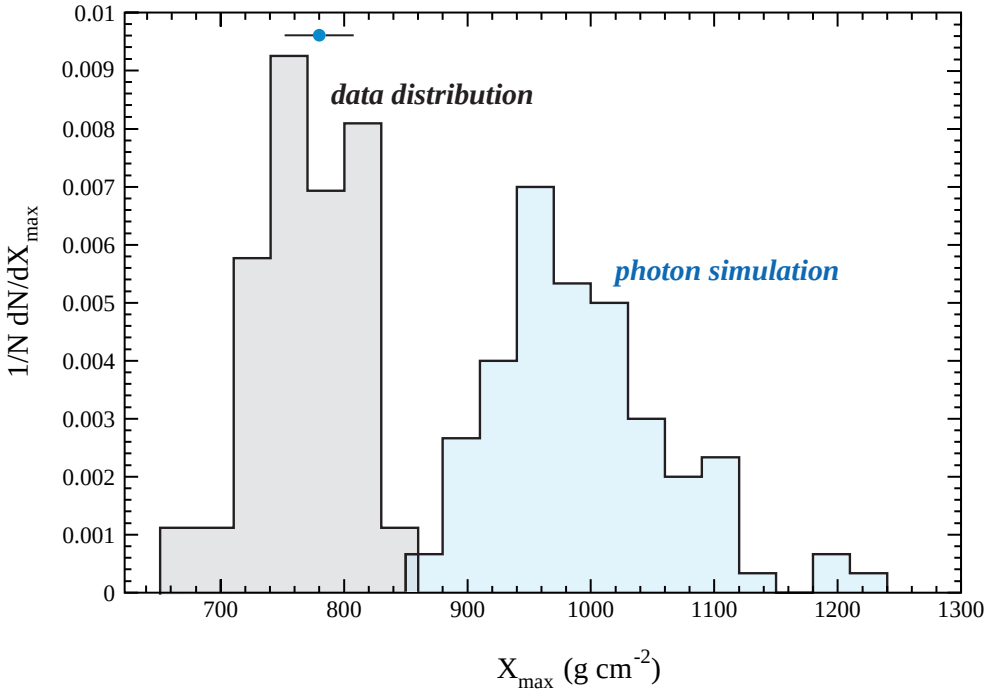

Figura 3.5: El histograma de la derecha corresponde a la distribución de X_{max} obtenida experimentalmente, el punto con su barra de error corresponde a un evento típico y el histograma de la derecha corresponde a la distribución de X_{max} de lluvias simuladas iniciadas por fotones de la misma energía y dirección de incidencia que el evento graficado.

3.4.3. El Espectro

Uno de los objetivos principales de Auger es el de obtener el espectro de energías de los rayos cósmicos hasta energías mayores a la del corte de GZK. La gran apertura de Auger permitirá obtener una estadística sin precedentes a las energías más altas. Más aún, el carácter híbrido del detector permitirá resolver las discrepancias entre los experimentos que utilizan las técnicas de superficie y fluorescencia por separado.

Los eventos utilizados para obtener el espectro preliminar de Auger fueron detectados por el arreglo de superficie en el período que va desde el primero de Enero de 2004 hasta el seis de Mayo de 2005. La exposición correspondiente a este conjunto de eventos es de 1750 km^2 sr años, apenas mayor que la de AGASA y la correspondiente a cuatro meses de toma de datos una vez que Auger Sur sea finalizado.

La energía de los eventos de superficie es obtenida a través de la señal de los detectores Čerenkov interpolada, evaluada a 1000 m de distancia al eje de la lluvia, $S(1000)$. Como ya ha sido mencionado en la sección 3.4.1, se utiliza el método llamado Corte de Intensidad Constante para obtener la curva que relaciona $S_\theta(1000)$ correspondiente a un ángulo cenital θ y a un ángulo cenital de referencia $\theta_{ref} = 38°$. $S_\theta(1000)$ es proporcional a la energía del primario. El factor de conversión que relaciona a $S_{38°}(1000)$ con la energía del primario se lo obtuvo

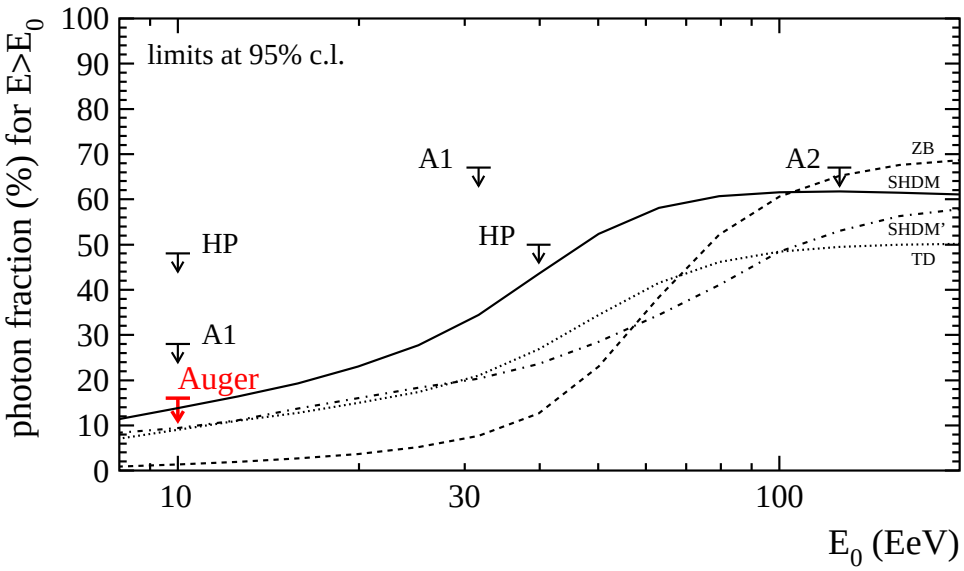

Figura 3.6: Cotas para la fracción de fotones al 95 % de nivel de confidencia para energías mayores que E_0 obtenidas por Auger, AGASA (A1 [27] y A2 [28]) y Haverah Park (HP) [30, 31]. Las líneas corresponden a las predicciones de distintos modelos exóticos descritos detalladamente en la referencia [32].

experimentalmente a partir de un subconjunto de datos híbridos haciendo uso de la muy buena reconstrucción de la energía proveniente de los detectores de fluorescencia. Dado un evento de ángulo de incidencia θ primero se obtiene $S_\theta(1000)$, luego se calcula $S_{38^\circ}(1000)$ y por último se obtiene la energía del primario. La figura 3.7 muestra la curva de calibración, la cual permite obtener la energía del primario a partir de $S_{38^\circ}(1000)$. Si bien estos primeros datos muestran una muy buena correlación, para obtener una curva de calibración más precisa es necesario un conjunto mayor de eventos y además los métodos de reconstrucción aún pueden ser mejorados.

La figura 3.8 muestra el espectro de Auger comparado con los obtenidos por AGASA [11] y HiRes [112]. La forma del espectro de Auger es similar a la de los otros experimentos, sin embargo, teniendo en cuenta los posibles errores sistemáticos el espectro de Auger presenta una menor cantidad de eventos que AGASA a las energías más altas. Con la exposición actual es imposible decidir sobre la existencia del corte de GZK, se necesita una mayor cantidad de eventos y una comprensión más profunda de los sitemáticos presentes tanto en las técnicas experimentales como en los métodos de análisis utilizados.

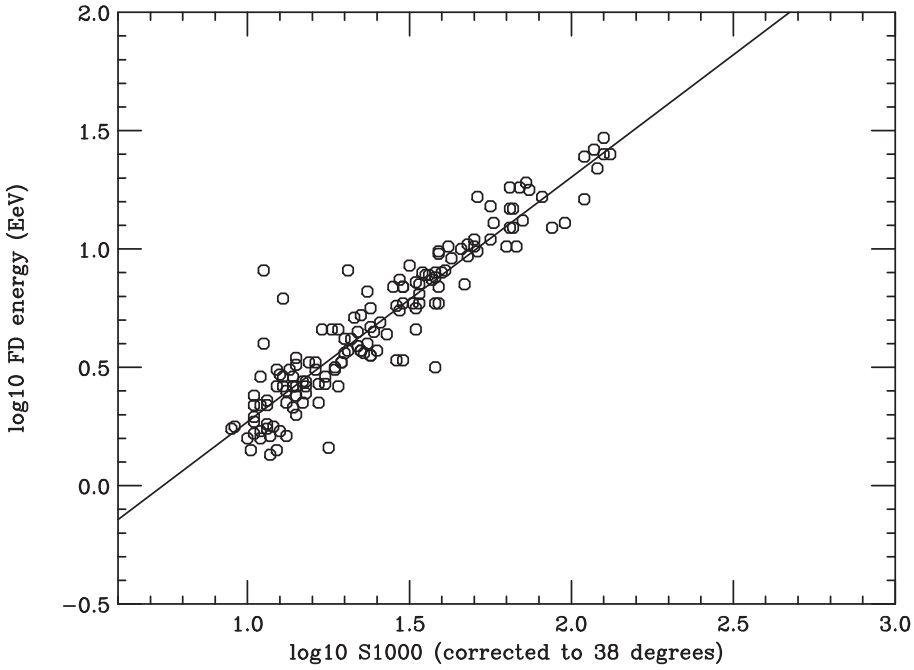

Figura 3.7: Energía obtenida por el detector de fluorescencia como función de $S_{38^\circ}(1000)$ para un subconjunto de eventos híbridos. Los eventos considerados son tales que $\theta < 60^\circ$.

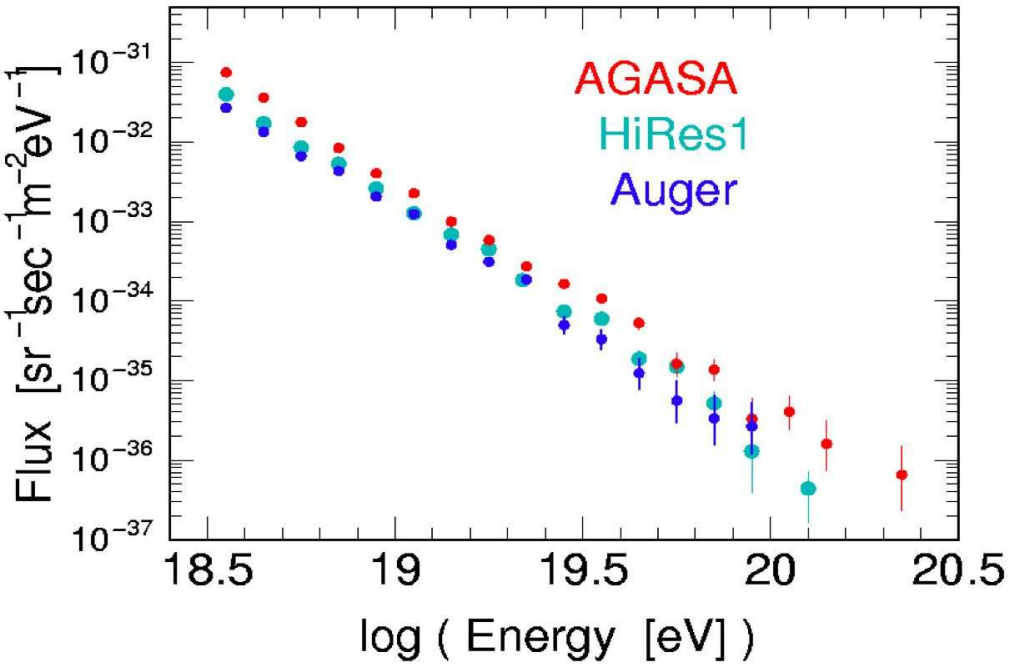

Figura 3.8: Espectro preliminar de Auger comparado con el de los experimentos de AGASA [11] y HiRes [112].

Capítulo 4

Detectores Čerenkov y Muones Atmosféricos

4.1. Introducción

Para reconstruir los parámetros de las lluvias (en particular la energía del primario) que disparan los detectores de superficie de Auger es necesario desarrollar un método de calibración aplicable a cada detector Čerenkov. El principio de funcionamiento de dichos detectores se basa en el hecho de que las partículas cargadas que se propagan en el agua del tanque y que viajan a una velocidad mayor que la de la luz en dicho medio emiten fotones. Una fracción de estos son colectados por los tres fotomultiplicadores ubicados en la parte superior del detector.

La luz Čerenkov depositada en los detectores se mide en unidades de la señal producida por un muon que atraviesa el detector en forma vertical y central llamada VEM (**V**ertical **E**quivalent **M**uon). La manera más directa de obtener el valor del VEM de cada tanque consiste en colocar dos centelladores plásticos ubicados uno arriba y otro abajo del detector, alineados en forma vertical y centrados de forma tal de sólo detectar muones que atraviesan el tanque en esa dirección. Sin embargo y debido a que Auger consta de 1666 detectores de superficie, resulta imposible a los fines prácticos utilizar dicho método.

Actualmente la calibración de los detectores de superficie se realiza en forma remota y automática colectando el espectro de carga depositada, principalmente, por los muones atmosféricos que atraviesan a cada detector [113, 114, 98]. Por esta razón es de suma importancia entender la respuesta de los detectores frente al flujo incidente de muones atmosféricos.

En este capítulo se presentan los estudios experimentales realizados acerca de la respuesta del detector Čerenkov del laboratorio Tandar frente a la incidencia de muones atmosféricos. Se propone y presenta también un modelo semi-analítico [115] basado en cuestiones geométricas el cual reproduce satisfactoriamente los resultados experimentales obtenidos.

4.2. Muones de Fondo

El flujo de muones atmosféricos es producido por la interacción de los rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera. La radiación cósmica que incide sobre las capas superiores de la atmósfera incluye a todas las partículas cargadas estables y núcleos de vida media mayor o del orden de 10^6 años. A bajas energías, los rayos cósmicos se ven afectados por el viento solar, el cual desacelera y excluye parcialmente a las partículas menos energéticas del espectro. Existe una anticorrelación significativa entre la actividad solar y la intensidad de los rayos cósmicos de energías menores que ~ 10 GeV. Asimismo, estos rayos cósmicos poco energéticos también se ven afectados por el campo magnético de la tierra el cual deben atravesar para alcanzar la atmósfera terrestre. Por lo tanto, el espectro de rayos cósmicos de energías del orden del GeV depende tanto de la ubicación geográfica como del tiempo.

El flujo de nucleones primarios desde energías en el rango 1 GeV$-$100 TeV, está dado por [43],

$$J_N(E) \approx 1.8 \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{2.7} \text{Nucleones cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}\ \text{sr}^{-1}\ \text{GeV}^{-1} \tag{4.1}$$

donde E es la energía por nucleón.

La figura 4.1 muestra el flujo de los componentes principales de los rayos cósmicos de bajas energías. Se aprecia que la fracción de núcleos primarios es aproximadamente constante en este rango de energías. Además, el $\sim 79\,\%$ de los nucleones primarios son protones libres mientras que el $\sim 70\,\%$ del resto son nucleones que forman nucleos de helio.

La figura 4.2 muestra las componentes mayoritarias de la radiación cósmica en la atmósfera estimada utilizando el flujo de la ecuación (4.1) [43]. Los símbolos corresponden a mediciones de muones de energías mayores que 1 GeV [117, 118, 119, 120]. Con excepción de los protones y electrones en las capas superiores de la atmósfera, todas las demás partículas son producidas como consecuencia de la interacción de los rayos cósmicos primarios con las moléculas de aire de la atmósfera.

Como se puede ver de la figura 4.2, los muones son las partículas cargadas más numerosas al nivel del mar. Son producidos a través de los decaimientos de piones y kaones producidos en la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera,

$$\begin{aligned} \pi^+ &\to \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\to \mu^- + \overline{\nu_\mu} \\ K^+ &\to \mu^+ + \nu_\mu \\ K^- &\to \mu^- + \overline{\nu_\mu}. \end{aligned}$$

La mayoría de los muones son producidos en lo alto de la atmósfera, a aproximadamente 15 km. Luego, al propagarse hasta llegar a la superficie de la tierra,

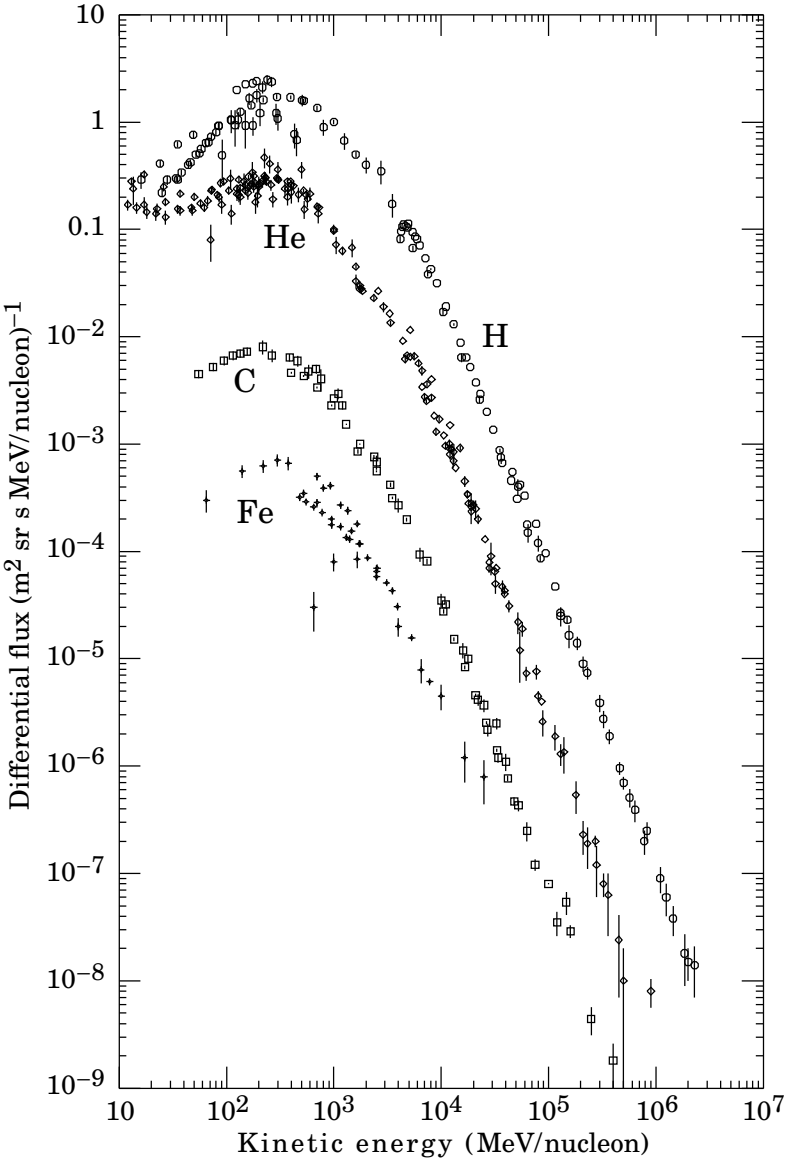

Figura 4.1: Flujo de los componentes principales de los rayos cósmicos de bajas energías como función de la energía por nucleón. El gráfico fue extraído de la referencia [116].

pierden aproximadamente 2 GeV por ionización. La distribución angular y la forma del espectro son el resultado de la forma del espectro de los rayos cósmicos primarios, la pérdida de energía en la atmósfera y el decaimiento. Para energías menores que 1 GeV el espectro de energía es casi plano. A medida que aumenta la energía comienza a decrecer y a parecerse cada vez más al espectro de los rayos cósmicos primarios lo cual sucede para energías entre 10 y 100 GeV. Para energías mayores que $\sim$ 115 GeV los piones tienden a interactuar en la atmósfera antes que decaer lo cual hace que la pendiente del espectro disminuya. El valor medio de la energía de los muones al nivel del mar es de 4 GeV aproximadamente.

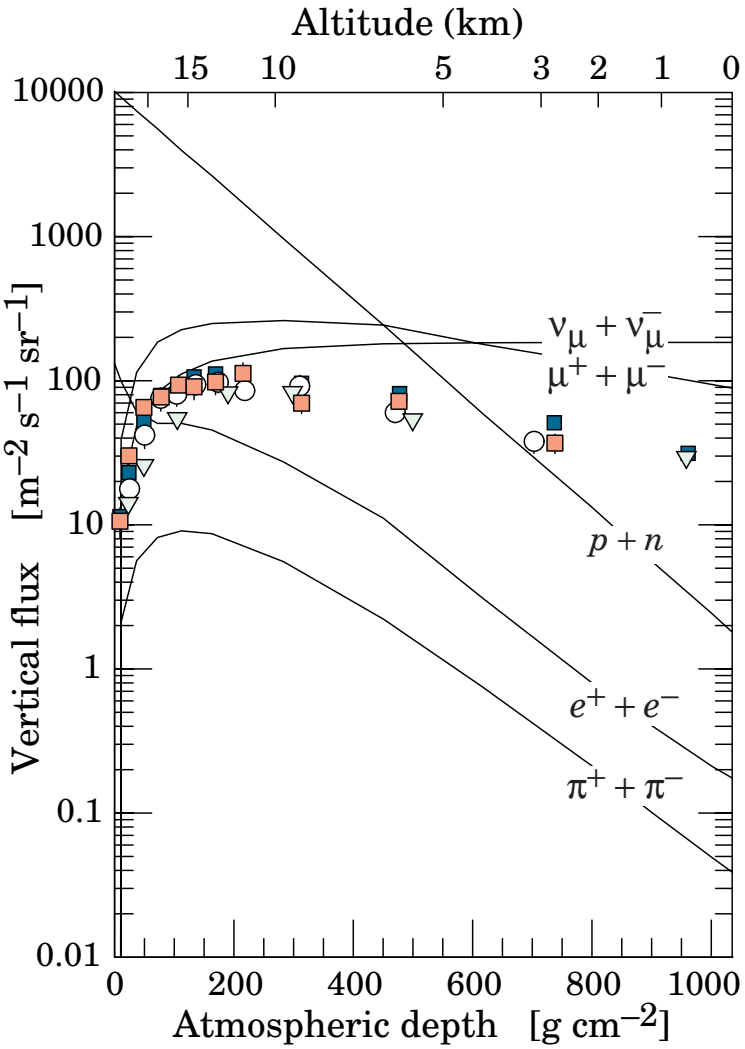

Figura 4.2: Flujo vertical de rayos cósmicos en la atmósfera de energías mayores que 1 GeV. Los símbolos corresponden a mediciones de muones de energías mayores que 1 GeV. El gráfico fue extraído de la referencia [43].

La distribución angular de los muones en el suelo es proporcional a $\cos^2(\theta)$ (donde θ es el ángulo cenital) para muones de energía del orden de 3 GeV [121], mientras que para altas energías, mayores que 115 GeV, se aproxima a $\sec(\theta)$ ($\theta < 70°$).

La figura 4.3 muestra el espectro de muones al nivel del mar para dos ángulos, $\theta = 0°$ y $\theta = 75°$. Para ángulos grandes los muones de menor energía decaen antes de llegar al suelo y los piones de altas energías decaen antes de interactuar, por lo cual, el valor medio de la energía aumenta con el ángulo cenital.

Una expresión aproximada del flujo de muones al nivel del mar está dada por

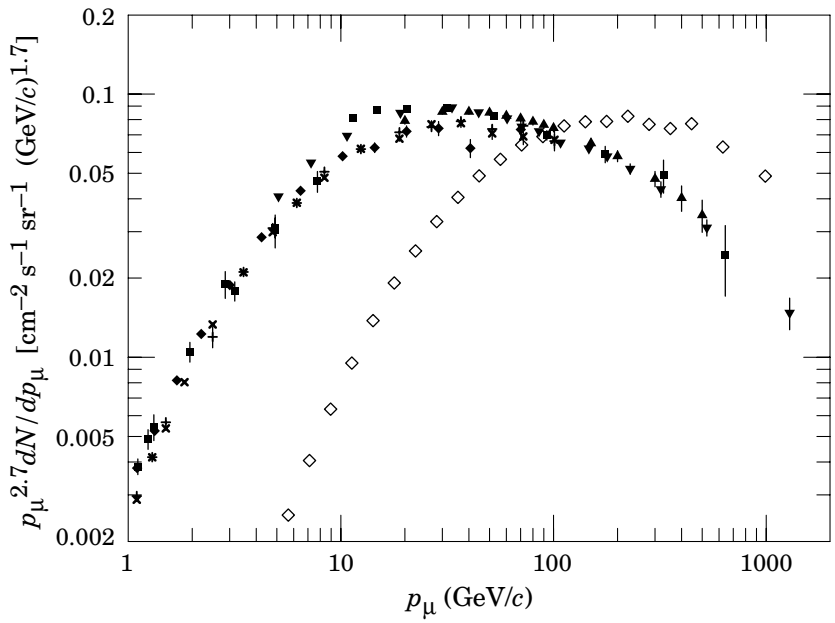

Figura 4.3: Espectro de muones atmosféricos al nivel del mar. Los símbolos $\diamond$ corresponden a mediciones a $\theta = 75°$ mientras que los demás corresponden a $\theta = 0°$. El gráfico fue extraído de la referencia [43].

[41],

$$J_\mu(E_\mu) \approx 0.14 \left(\frac{E_\mu}{\text{GeV}}\right)^{-2.7} \left[\frac{1}{1+\frac{1.1\ E_\mu}{115\ \text{GeV}}} + \frac{0.054}{1+\frac{1.1\ E_\mu}{850\ \text{GeV}}}\right] \times \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}\ \text{sr}^{-1}\ \text{GeV}^{-1}, \quad (4.2)$$

donde E_μ es la energía de los muones y θ es el ángulo cenital. La expresión anterior es válida para $E_\mu > 100\ \text{GeV}/\cos(\theta)$. Los dos términos de la ecuación (4.2) corresponden a la contribución de los piones y kaones respectivamente. Existen parametrizaciones que describen el flujo de muones como función de la energía y del ángulo cenital que ajustan a los datos experimentales en un rango de energías mayor al rango de validez de la ecuación (4.2) [122, 123, 124]. También existen cálculos del flujo de muones atmosféricos utilizando técnicas de Monte Carlo para propagar a los rayos cósmicos en la atmósfera. Por medio de estas técnicas se reproducen los datos experimentales satisfactoriamente [125, 126].

La componente electromagnética está formada por electrones, positrones y fotones provenientes, principalmente, de cascadas electromagnéticas iniciadas por el decaimiento de piones neutros, $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. A su vez, el decaimiento de los muones es la principal fuente de electrones de bajas energías al nivel del mar.

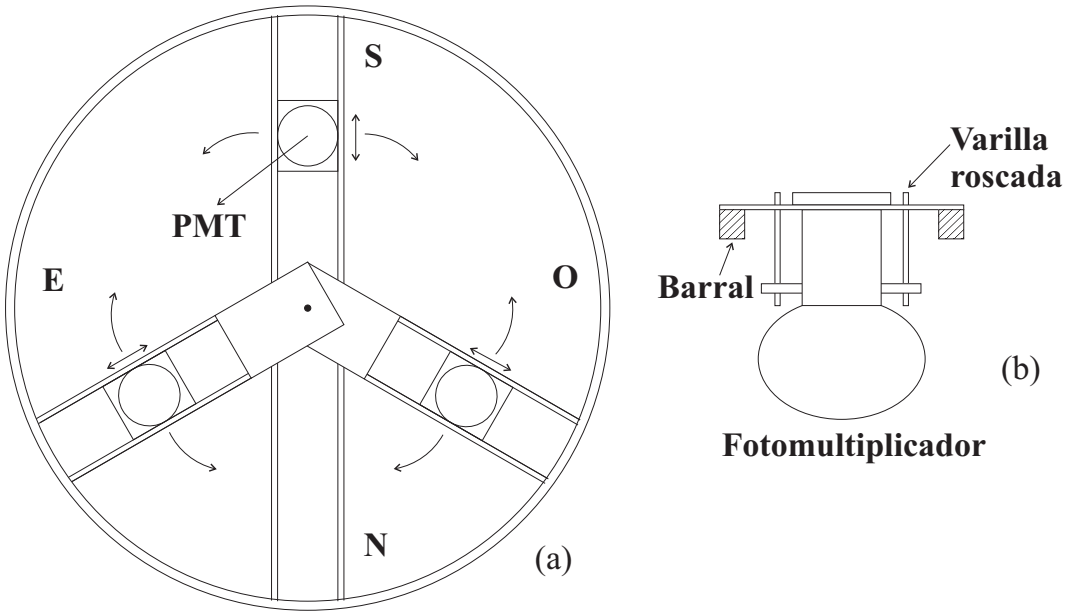

Figura 4.4: (a) Esquema en planta del prototipo Tandar. El esquema muestra los barrales de aluminio que soportan a los PMTs y los movimientos posibles del dispositivo. (b) Esquema del sistema que soporta a los PMTs. Las varillas roscadas permiten variar la profundidad a la que se sumerge el fotocátodo de cada PMT.

4.3. Experimentos con el Prototipo Tandar

4.3.1. Descripción del Detector

En el año 1995 se construyó un prototipo de detector de superficie en escala 1:1 en el laboratorio Tandar [127] con el objetivo de contribuir al diseño de los detectores de superficie de Auger.

El prototipo Tandar es un tanque cilíndrico de 3.62 m de diámetro y 1.85 m de alto hecho de acero inoxidable de 0.68 mm de espesor. En su interior, en la parte superior, se encuentran tres fotomultiplicadores (PMTs) Hamamatsu R1408 de 8 pulgadas montados sobre barrales de aluminio (ver figura 4.4a). Uno de los tres pares de barrales que sostienen a los PMTs está fijo y orientado en la dirección Norte-Sur mientras que los otros dos son móviles, lo cual permite variar las posiciones angulares relativas entre los tres PMTs.

Los PMTs colectan una fracción de la luz generada por las partículas cargadas que se propagan a una velocidad mayor que la velocidad de la luz en el agua, por lo cual, es importante que todo el fotocátodo de los PMTs este sumergido en el agua. Esto se logra por medio de un sistema de varillas roscadas, las cuales permiten variar la profundidad de cada PMT en forma independiente (ver figura 4.4b). El dispositivo mecánico es tal que se puede variar la distancia de cada PMT al centro del tanque.

La pared interior del tanque se encuentra recubierta por una lámina de Tyvek® de acuerdo al diseño de los detectores de superficie de Auger. El Tyvek® se encuentra sujeto a la pared del detector por medio de dos aros de plástico ubicados,

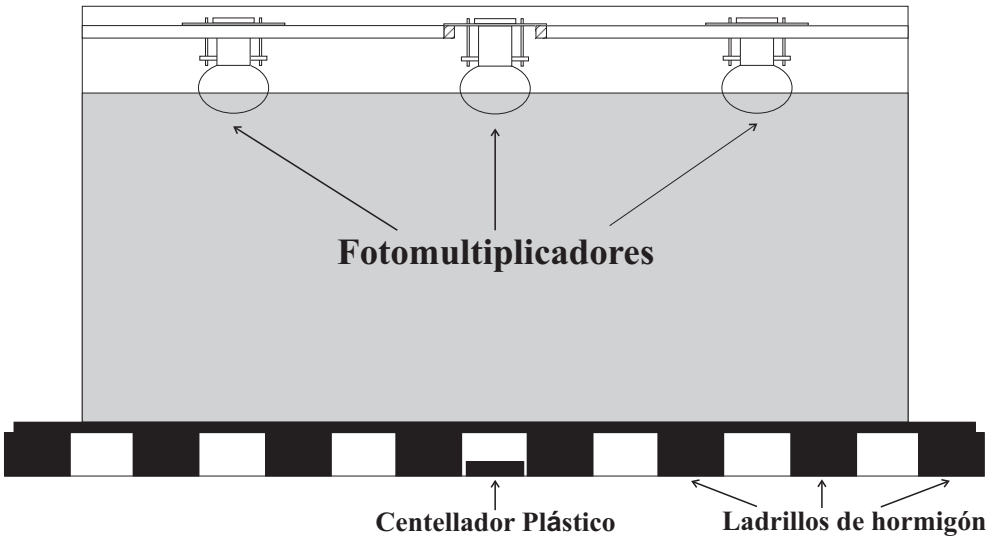

Figura 4.5: Esquema lateral del prototipo Tandar. El tanque se encuentra ubicado sobre una plataforma de ladrillos de hormigón. La disposición de los ladrillos permite la ubicación de centelladores plástios debajo del detector.

uno en la parte superior y el otro en la parte inferior del mismo. También consta de un piso hecho de Tyvek® tensado a una estructura circular de aluminio. Este piso móvil está sujeto a la parte superior del tanque por cuatro hilos de nylon, lo cual permite variar su altura y de esta manera variar la columna de agua que interviene en la generación y propagación de la luz que llega a los PMTs. En la parte superior se encuentra una tapa de Tyvek® con tres orificios, uno para cada PMT, la cual permanece en la parte superior del agua por flotación. La mayor altura de agua que se puede alcanzar con este detector es de 1.6 m.

Para acceder a su interior, el tanque posee una tapa de aluminio con una solapa de $\sim$ 20 cm. Dicha tapa puede ser retirada por medio de una grúa hidráulica. Con el objetivo de que la luz externa no entre al detector la unión entre la solapa de la tapa y la pared del tanque está cubierta con tres capas de cuerina negra, la primera está pegada a la solapa mientras que las otras dos son sujetadas contra el tanque por medio de cuerdas elásticas.

En la parte superior de la pared del tanque, a unos 10 cm de la máxima altura de agua alcanzable, se dispusieron ocho conectores pasantes, cuatro de alta tensión utilizados para alimentar a los PMTs y otros cuatro de señal para adquirir las señales de los mismos.

El tanque se encuentra ubicado sobre una plataforma hecha de ladrillos de hormigón (ver figura 4.5) separados entre sí en aproximadamente 20 cm, lo cual es suficiente para la colocación de centelladores plásticos por debajo del mismo.

Para la realización de los experimentos que se describen a continuación se vació completamente el detector, se realizó la limpieza de su interior, de la tapa de aluminio, del Tyvek® que recubre las paredes, del piso móvil y de la tapa flotante de Tyvek®. La limpieza se realizó con detergente industrial diluido en agua y se realizaron varios enjuagues con agua desionizada tratada en un equipo de

ósmosis inversa. Se tuvieron los cuidados necesarios para no introducir sustancias de ningún tipo, en particular materiales orgánicos los cuales sirven de alimento para la proliferación de bacterias. Después de terminada la limpieza se llenó el tanque con agua desionizada de resistividad del orden de 1 MΩ×cm.

La configuración del detector adoptada para la realización de los experimentos descritos a continuación es la de los detectores de superficie de Auger. Se fijó la altura efectiva del agua en 1.2 m y la separación angular de los PMTs en 120° entre sí.

4.3.2. Ajuste de Ganancias y Determinación del VEM

El ajuste de ganancias y la determinación del valor del VEM se realizaron por medio de un telescopio de muones. Dicho telescopio estaba formado por dos centelladores plásticos unidos, cada uno, a un fotomultiplicador por medio de una guía de luz de vidrio. Los centelladores se dispusieron uno arriba y otro abajo del tanque de forma tal de seleccionar muones que atravesaran el tanque en forma vertical y central. El centellador ubicado debajo del tanque era de 15cm×15cm mientras que el que se encontraba sobre la tapa era de 20cm×40cm.

El ajuste de ganancias consiste en determinar los voltajes de cada PMT para los cuales, los valores medios de las distribuciones de carga de las señales producidas por muones que atraviesan el tanque en forma vertical y central, coincidan dentro de un error determinado. De esta manera se logra que, en promedio, cada PMT colecte 1/3 de la carga total colectada por los tres PMTs.

La figura 4.6 muestra la electrónica utilizada para realizar el ajuste de ganancias de los PMTs y para la determinación del VEM. Cada muon que atravesaba el tanque en forma vertical y central generaba señales en los dos centelladores plásticos, las cuales eran enviadas a un discriminador Octal LeCroy 623B. A este módulo se le fijó un umbral de disparo de 25 mV a partir del cual generaba un pulso lógico cuadrado por cada centellador. Dichos pulsos eran enviados a una unidad de coincidencia lógica LeCroy 365AL, la cual generaba un pulso cuadrado negativo si las señales de entrada llegaban en una ventana temporal fijada en 100 ns. Dicha salida era utilizada como señal de disparo de un osciloscopio Tektronix TDS-3034 de cuatro canales para activar la adquisición de datos correspondientes a las señales del tanque.

Las señales de los tres PMTs del tanque eran enviadas a entradas independientes de un módulo FI/FO (**F**an **I**n/**F**an **O**ut) LeCroy428F el cual genera hasta cuatro salidas iguales por cada entrada. Una de las salidas del FI/FO correspondiente a cada PMT era enviada al osciloscopio mientras que otra era enviada a un discriminador octal LeCroy 623B y luego a un contador CAMAC con el objetivo de monitorear el funcionamiento del detector durante el tiempo de duración de los experimentos. Ambas señales eran almacenadas en una computadora, las analógicas sólo si llegaban en coincidencia temporal dada por los centelladores. Debido a que la transferencia de datos del osciloscopio a la computadora tarda un cierto tiempo hubo que vetar la señal de disparo por 15 s, para cada señal de coincidencia, por medio de un DGG (**Dual G**ate **G**enerator).

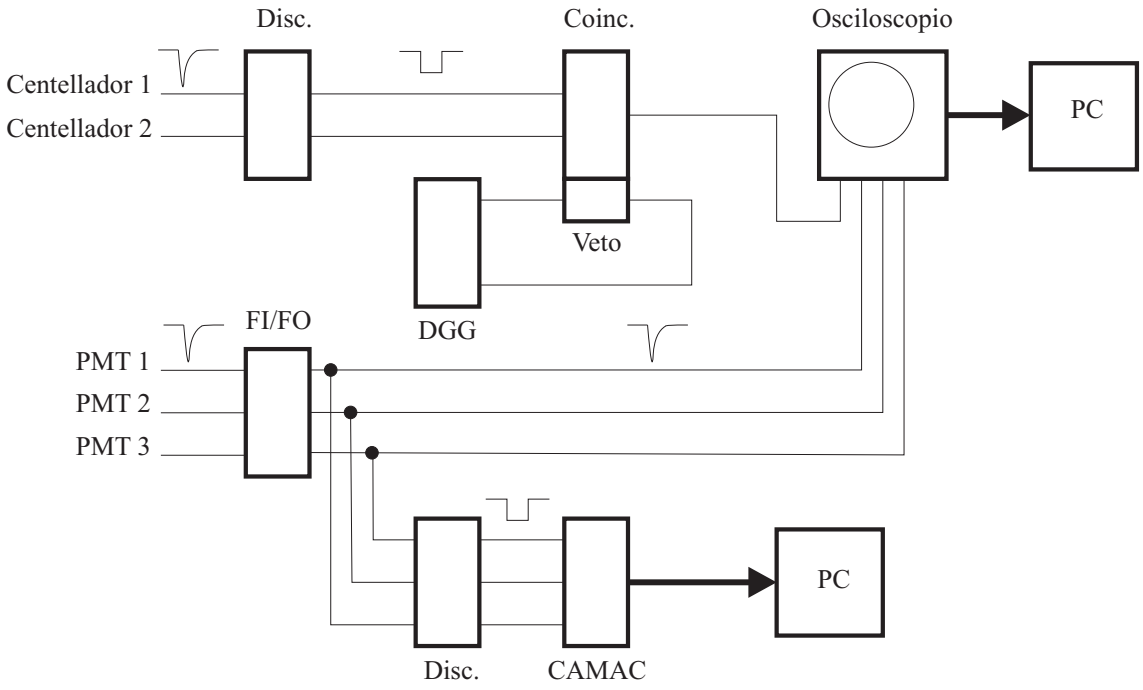

Figura 4.6: Electrónica utilizada para el ajuste de ganancias y la determinación del VEM.

El control del buen funcionamiento del detector se realizaba a través del monitoreo de la tasa de conteo proveniente de las señales lógicas. Típicamente la tasa de conteo es del orden de $2 - 3$ kHz dependiendo del umbral utilizado para discriminar los pulsos, la cual a su vez, es sensible a fugas de luz, fluctuaciones de las ganancias de los PMTs, etc.

Los PMTs de los centelladores fueron alimentados por medio de una fuente ORTEC 556 a una tensión de 1800 V y los del tanque fueron alimentados por medio de tres fuentes distintas, Power Design Pacific Inc., ORTEC 556 y TENNELES TC940 A. La tabla 4.1 muestra los valores de las tensiones para las cuales se logró el ajuste de las ganancias,

	PMT 1	PMT 2	PMT 3
V [Volts]	1200	1220	1250

Tabla 4.1: Tensiones de ajuste de las ganancias de los PMTs.

La figura 4.7 muestra los pulsos promedio para cada PMT y para el VEM. Este último resulta de promediar para cada evento los pulsos de los tres PMTs. A cada pulso se le substrajo previamente la línea de base. Para la adquisición de los datos con el osciloscopio se utilizó una resolución temporal de 2 ns. Los pulsos pueden ser descritos por una exponencial creciente para tiempos mayores que el tiempo para el cual la tensión alcanza su valor mínimo. El tiempo de decaimiento está relacionado con la pureza del agua y la reflectividad del Tyvek®, el cual

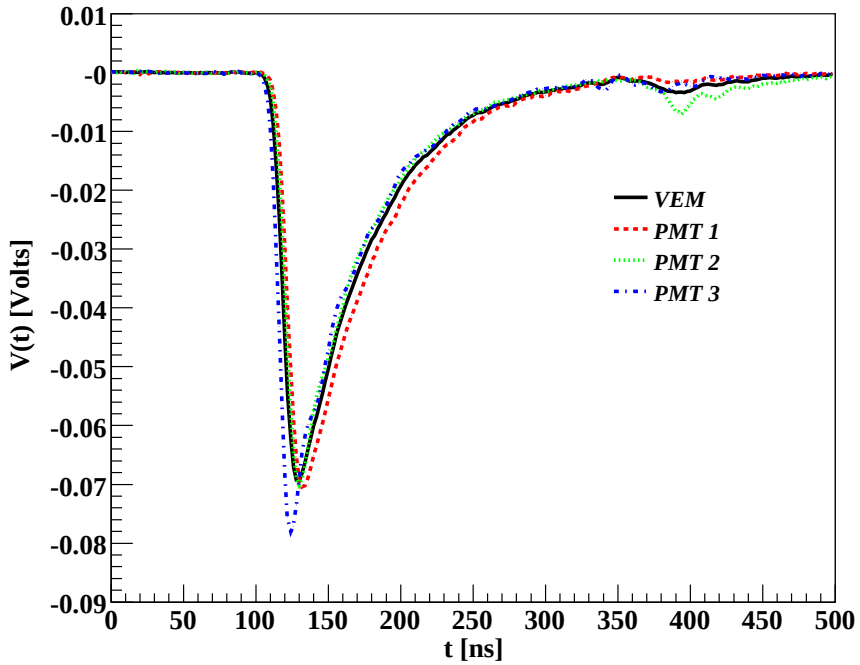

Figura 4.7: Pulsos promedio para cada PMT y para el VEM correspondientes a muones que atraviesan el tanque en forma vertical y central obtenidos mediante la utilización de un telescopio de muones.

disminuye para valores menores de la resistividad del agua (agua más sucia) y menor reflectividad del Tyvek® debido a que la absorción de la luz en el agua y en el Tyvek® es mayor. El tiempo de decaimiento del pulso promedio correspondiente al VEM para el prototipo Tandar es de aproximadamente 53 ns, menor que el correspondiente a los tanques de Auger, el cual es de aproximadamente 60 ns [98], debido fundamentalmente a la mejor calidad de agua producida en la planta purificadora de Auger.

La figura 4.8 muestra las distribuciones de carga para cada PMT y para el VEM (carga promedio de los tres PMTs) obtenidas de la integral con respecto al tiempo de los pulsos previa sustracción de la línea de base.

La tabla 4.2 muestra los valores medios de las distribuciones de carga de la figura 4.8 de donde se puede ver que se lograron ajustar las ganancias de los PMTs con error menor que el 5 %.

	PMT 1	PMT 2	PMT 3	VEM
$\bar{q}$ [pC]	104.6 ± 0.3	105.1 ± 0.3	103.6 ± 0.3	104.3 ± 0.3

Tabla 4.2: Valores medios de las distribuciones de carga de los PMTs y del VEM (ver figura 4.8).

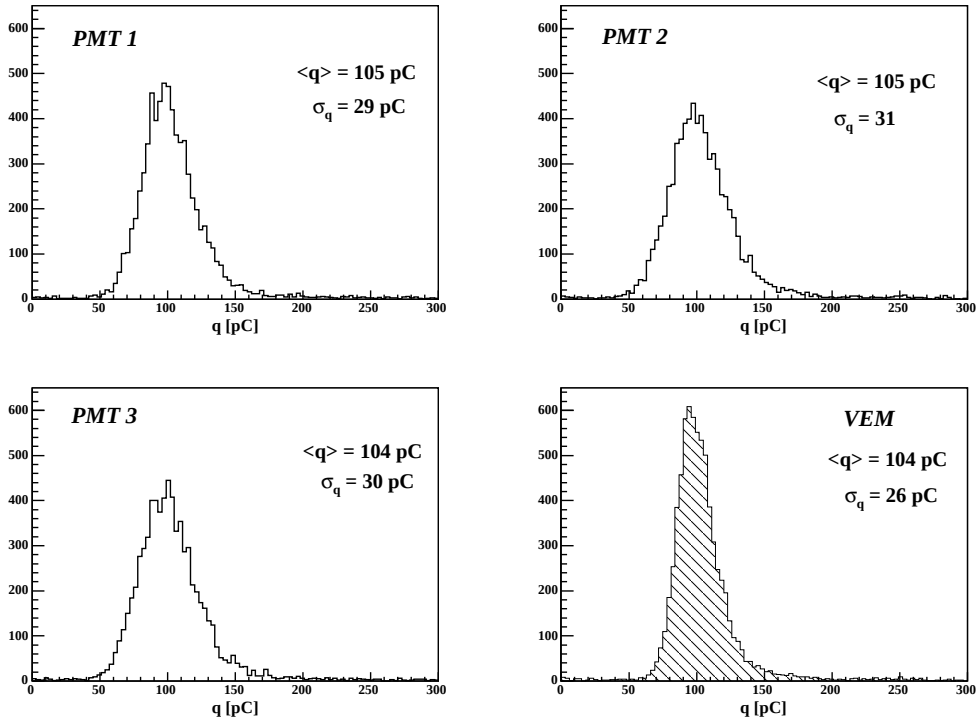

Figura 4.8: Distribuciones de carga correspondientes a los tres PMTs del tanque y al VEM obtenidas mediante un telescopio de muones.

4.3.3. Coincidencia de Tres PMTs

Debido a que no es posible colocar un telescopio de muones en cada detector de superficie de Auger, el valor del VEM correspondiente a cada PMT es obtenido mediante las distribuciones de carga de los mismos obtenidas adquiriendo los pulsos cuya amplitud, en cada uno de ellos, supera un mismo umbral muy bajo (coincidencia de tres PMTs). Estas distribuciones son obtenidas muy rápidamente con el sistema de adquisición local de cada detector de superficie de Auger.

Para el prototipo Tandar se utilizó la electrónica de la figura 4.9. Las señales de los tres PMTs eran enviadas a un FI/FO LeCroy428F. Una de las salidas del FI/FO de cada PMT era enviada al osciloscopio mientras que la otra era enviada al cuarto canal de dicho módulo. De esta manera, a la salida de dicho canal se obtenía la señal suma de las señales de los tres PMTs, la cual era utilizada para disparar el osciloscopio (Tektronix TDS-3034). El umbral de disparo del osciloscopio fue elegido lo más bajo posible compatible con el ruido electrónico. Los datos adquiridos eran transferidos a una computadora para lo cual se tuvo que utilizar un veto igual que el utilizado para el experimento del VEM (ver sección 4.3.2).

Para obtener los histogramas de carga en triple coincidencia primero se integraron los pulsos adquiridos, previa sustracción de la línea de base, y luego se seleccionaron los eventos tales que la señal en cada PMT era mayor que el 5 % del valor medio del VEM obtenido anteriormente. La figura 4.10 muestra los histogramas de carga en coincidencia de tres PMTs obtenidos. Las distribuciones presentan

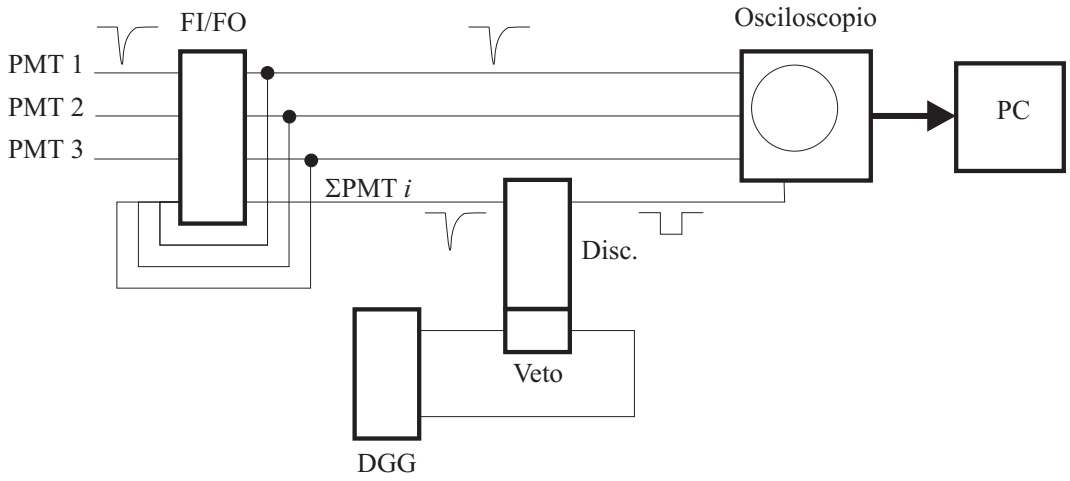

Figura 4.9: Electrónica utilizada para obtener las distribuciones de carga correspondientes a la coincidencia de tres PMTs.

dos picos, el primero es producido por la condición de coincidencia triple, si no estuviera dicha condición el espectro seguiría creciendo para valores de carga cada vez menores debido al ruido electrónico. El segundo pico corresponde a los muones de fondo y está íntimamente relacionado con el VEM. En la región correspondiente al primer pico se encuentra la contribución de la componente electromagnética, electrones y fotones, de los rayos cósmicos atmosféricos. Las partículas electromagnéticas depositan mucha menos señal que los muones debido a que su energía promedio es del orden de los 10 MeV mientras que la de los muones es del orden de 4 GeV. En esta región también se encuentra la contribución de los muones cuya longitud del camino recorrido en el agua del detector es menor que la altura de la columna de agua del tanque, por ejemplo, los que entran cerca del borde de la tapa y salen por la pared lateral del tanque.

La figura 4.10 también muestra las distribuciones obtenidas para el experimento de la determinación del VEM. Se puede ver que los picos de las distribuciones correspondientes al VEM están desplazados hacia valores mayores de carga en aproximadamente un 3 % con respecto al segundo pico de las distribuciones de coincidencia de tres PMTs correspondientes a cada PMT. En esto se basa el método de calibración de Auger; dada la distribución de carga de coincidencia triple de cada PMT se puede inferir el valor del pico del VEM para cada PMT.

La figura 4.11 muestra las distribuciones de la carga promedio de los tres PMTs para el experimento del VEM y para el de triple coincidencia. El segundo pico correspondiente a la distribución obtenida para la triple coincidencia está corrido para valores mayores de carga con respecto al pico del VEM. El corrimiento obtenido para el prototipo tandar es $(14 \pm 2)\,\%$. La diferencia con respecto al corrimiento de $-3\,\%$ correspondiente a los histogramas de carga para cada PMT se basa en el hecho de que la influencia de los muones que recorren longitudes mayores que la altura del tanque, y por lo tanto generan más fotones Čerenkov que el VEM, es más importante para el caso de la carga promedio.

El corrimiento del pico observado para la distribución de carga promedio puede

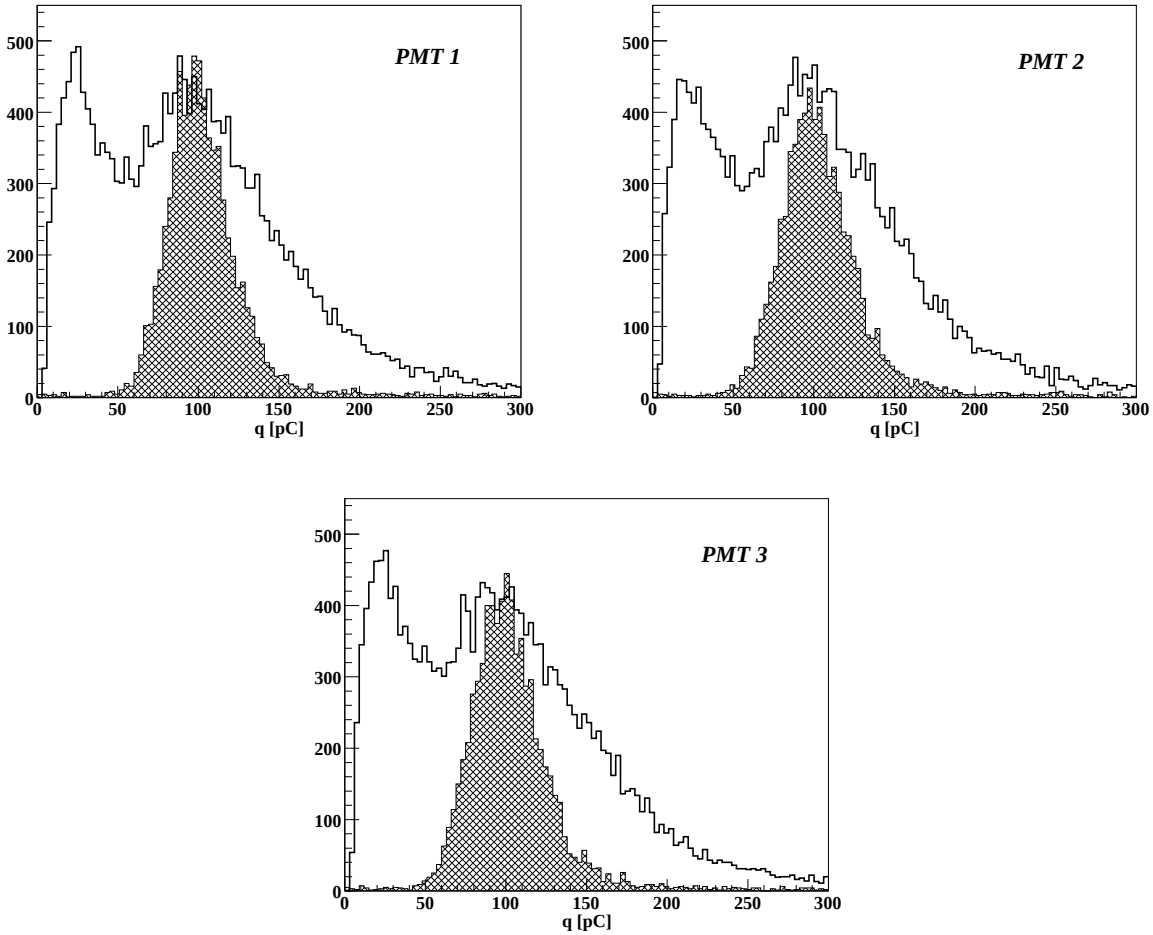

Figura 4.10: Distribuciones de carga para la coincidencia de tres PMTs. Los eventos son tales que la señal en cada PMT es mayor que el 5 % del valor medio del VEM. Los histogramas sombreados corresponden a las distribuciones de carga para cada PMT obtenidas utilizando el telescopio de muones.

ser explicado mediante un modelo semi-analítico sencillo, basado en la distribución de las trazas de los muones que atraviesan el detector y la estadística de la colección de carga el cual se detalla en sección siguiente.

4.4. Modelo Semi-Analítico para la Coincidencia de Tres PMTs

4.4.1. Carga Promedio y Longitud de la Traza

El modelo semi-analítico del espectro de la carga promedio de los tres PMTs desarrollado, se basa en el hecho experimental de que la señal promedio de los tres PMTs es proporcional a la longitud de la traza que recorren las partículas cargadas en el agua del detector, independientemente de los puntos de entrada y

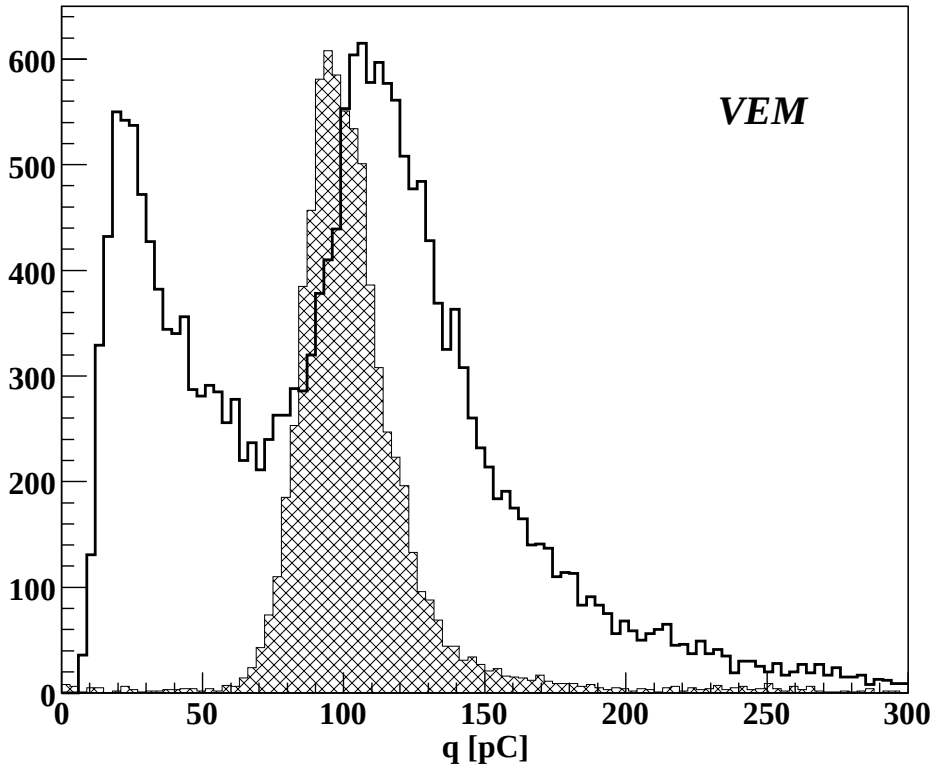

Figura 4.11: Distribución de carga promedio para la coincidencia de tres PMTs. El histograma sombreado corresponde a la distribución del VEM obtenida mediante un telescopio de muones. El segundo pico del histograma correspondiente a la coincidencia de tres se corre hacia la derecha, con respecto al pico del VEM, en $(14 \pm 2)\,\%$.

salida del mismo [127, 128]. Este mismo comportamiento no se observa para la señal correspondiente a cada PMT por separado debido a que, en este caso, la señal colectada por un PMT dado depende del punto de impacto y dirección de incidencia de la partícula. Al promediar las señales de los tres PMTs las inhomogeneidades debidas al punto de impacto de las partículas se ven drásticamente reducidas. Otros factores que contribuyen a la propagación isotrópica de la luz en el detector son las propiedades difusivas del Tyvek® y el ángulo de emisión de la luz Čerenkov que en agua es del orden de 42°. La isotropía de la luz Čerenkov en el detector fue verificada experimentalmente [127, 128].

En la referencia [127] se obtuvieron, por medio de un telescopio de muones formado por dos centelladores plásticos, las distribuciones de carga correspondientes a siete posiciones de entrada verticales, una en el centro del detector y las demás a una distancia de 0.8 y 1.6 m del mismo. En [128] se seleccionaron 32 posiciones oblicuas en distintos conjuntos de igual longitud de la traza pero distintos puntos de impacto. Todos estos experimentos fueron realizados con el prototipo Tandar. Con los datos experimentales de las referencias [127, 128] se obtuvo el gráfico de

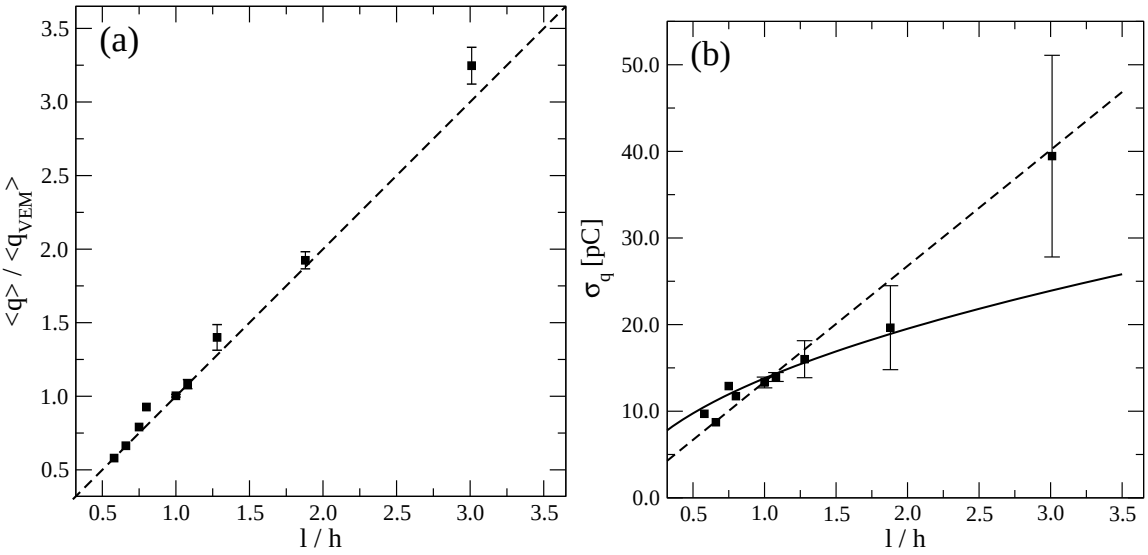

Figura 4.12: (a) Valor medio de las distribuciones de carga normalizados a la carga del VEM como función de la longitud de la traza normalizada a la longitud de la traza del VEM ($h = 1.2$ m). (b) Desviación estándar de las distribuciones de carga como función de la longitud de la traza normalizada a la longitud de la traza del VEM. Tanto el valor medio como la desviación estándar fueron obtenidos por medio de ajustes Gaussianos de las distribuciones de carga. Los datos experimentales fueron obtenidos de [127, 128] y los gráficos de [114].

la figura 4.12a, el cual muestra el valor medio de la carga, obtenido mediante un ajuste de la distribución de carga con una función Gaussiana, como función de la longitud de la traza [114]. El valor medio de la carga del punto correspondiente a la traza más larga está por arriba de la recta que mejor ajusta los datos experimentales, esto podría deberse a que la dirección de incidencia de los muones correspondiente a dicho punto forma un ángulo de 85° con la vertical, con lo cual, el fotocátodo de los PMTs podría haber recibido luz Čerenkov directa (luz que incide sobre el fotocátodo sin haber sufrido ninguna reflexión en el Tyvek®). Debido a que el ángulo de emisión Čerenkov en agua es del orden de 42° el efecto de la luz directa es más importante para ángulos cenitales grandes.

La figura 4.12b muestra la desviación estándar como función de la longitud de la traza correspondiente a las distribuciones de carga consideradas anteriormente [114]. La figura 4.12b muestra también el ajuste de los datos con una función lineal y con la función raíz cuadrada (la cual resultaría de las fluctuaciones Poissonianas de la cantidad de fotoelectrones generados por la luz Čerenkov que llega a los PMTs). Si bien los datos experimentales son consistentes con la variación lineal de la desviación estándar con la longitud de la traza, el ajuste con la función raíz cuadrada se ve favorecido.

4.4.2. Distribución de la Longitud de la Traza

Como ya ha sido mencionado en la sección 4.2 la forma del flujo de muones de fondo es, aproximadamente, $\phi = \phi_0 \cos^2(\theta)$, donde θ es el ángulo cenital y $\phi_0 \approx 80$ $m^{-2}\ s^{-1}\ sr^{-1}$. La traza recorrida por un muon que atraviesa el tanque depende del punto de impacto en la superficie del detector y de su dirección de incidencia. Por lo tanto, la distribución de la longitud de la traza recorrida por los muones en el tanque depende de la forma del flujo. Veamos primero un caso simplificado de la forma de dicha distribución correspondiente al caso en que el radio del tanque es mucho mayor que su altura. Solamente las trazas de los muones que entran por la tapa y salen por el piso contribuyen a dicha distribución.

El número de muones que atraviesan el tanque en un intervalo de tiempo T como función de θ está dada por,

$$dn(\theta) = T\ \phi_0\ 2\pi^2 R^2 \cos^3(\theta)\sin(\theta)d\theta, \tag{4.3}$$

donde R es el radio del tanque.

Para cada muon que atraviesa el tanque con un ángulo cenital θ la longitud de la traza recorrida es, $l = h/\cos(\theta)$, donde h es la altura del tanque y por lo tanto $l \geq h$.

Haciendo el cambio de la variable θ por l, es decir, reemplazando θ como función de l y $d\theta$ como función de l y dl en (4.3) se obtiene la distribución de la longitud de la traza para el este caso simplificado llamado "tanque infinito",

$$\frac{dn(l)}{dl} = \begin{cases} T\ \phi_0\ 2\pi^2 R^2 \dfrac{h^4}{l^5} & l \geq h \\ 0 & l < h. \end{cases}$$

Por lo tanto, para el tanque infinito la distribución decrece como l^{-5} a partir de $l = h$.

La distribución de la longitud de la traza para el tanque infinito es una muy buena aproximación si $R \gg 2h$. Este no es el caso para los tanques de Auger y por lo tanto para el prototipo Tandar. Los tanques de Auger tienen un radio de 1.784 m y una altura de 1.2 m.

La distribución de la longitud de la traza es la suma de cuatro distribuciones correspondientes a los muones que entran por la tapa y salen por el piso, los que entran por la tapa y salen por la pared lateral, los que entran por la pared lateral y salen por el piso y por último los que entran y salen por la pared lateral.

Como en el caso del tanque infinito la longitud de la traza de los muones que entran por la tapa y salen por el piso del tanque está dada por, $l = h/\cos(\theta)$. Haciendo uso de la simetría axial del tanque se obtiene la distribución correspondiente al caso en que los muones entran por la tapa y salen por el piso del detector,

$$\begin{aligned} \frac{dn_{TB}(l)}{dl} &= T\ \phi_0\ 2\pi \frac{h^4}{l^5}\ \left[\pi R^2 - \frac{1}{2}\sqrt{l^2-h^2}\sqrt{4R^2+h^2-l^2} - \right. \\ &\left. -2R^2 \arctan\left(\frac{\sqrt{l^2-h^2}}{\sqrt{4R^2+h^2-l^2}}\right)\right]. \end{aligned} \tag{4.4}$$

Para $R \gg h$ y $R \gg l$ se recupera la expresión obtenida para el tanque infinito.

La distribución correspondiente a los muones que entran por la tapa y salen por el lateral del tanque está dada por,

$$\frac{dn_{TL}(l)}{dl} = T\ \phi_0 4\pi R \begin{cases} \displaystyle\int_0^{\pi/2} f_{TL}(\theta, l)\ \mathrm{d}\theta & 0 < l \leq h \\ \displaystyle\int_{\arccos(h/l)}^{\pi/2} f_{TL}(\theta, l)\ \mathrm{d}\theta & h < l \leq 2R \\ \displaystyle\int_{\arccos(h/l)}^{\arcsin(2R/h)} f_{TL}(\theta, l)\ \mathrm{d}\theta & 2R < l \leq \sqrt{4R^2 + h^2} \end{cases} \tag{4.5}$$

donde,

$$f_{TL}(\theta, l) = \sqrt{1 - \left(\frac{l\sin(\theta)}{2R}\right)^2}\cos^3(\theta)\sin^2(\theta). \tag{4.6}$$

Para el caso en que los muones entran y salen por la pared lateral, la distribución viene dada por,

$$\frac{dn_{LL}(l)}{dl} = T\ \phi_0 \pi \frac{l}{R} \begin{cases} \displaystyle\int_0^{\pi/2} f_{LL}(\theta, l)\ \mathrm{d}\theta & 0 \leq l \leq h \\ \displaystyle\int_{\arccos(h/l)}^{\pi/2} f_{LL}(\theta, l)\ \mathrm{d}\theta & h < l \leq 2R \\ \displaystyle\int_{\arccos(h/l)}^{\arcsin(2R/h)} f_{LL}(\theta, l)\ \mathrm{d}\theta & 2R < l \leq \sqrt{4R^2 + h^2} \end{cases} \tag{4.7}$$

donde,

$$f_{LL}(\theta, l) = \frac{(h - l\cos(\theta))}{\sqrt{1 - \left(\frac{l\sin(\theta)}{2R}\right)^2}}\cos^2(\theta)\sin^4(\theta). \tag{4.8}$$

La figura 4.13 muestra las distribuciones de la longitud de la traza correspondientes a las ecuaciones (4.4), (4.5) y (4.7) y la distribución total, la cual está dada por,

$$\frac{dn(l)}{dl} = \frac{dn_{TB}(l)}{dl} + 2\frac{dn_{TL}(l)}{dl} + \frac{dn_{LL}(l)}{dl}, \tag{4.9}$$

donde se usó el hecho de que la distribución correspondiente a los muones que entran por la tapa y salen por la pared lateral es igual a la de los muones que entran por la pared lateral y salen por el piso.

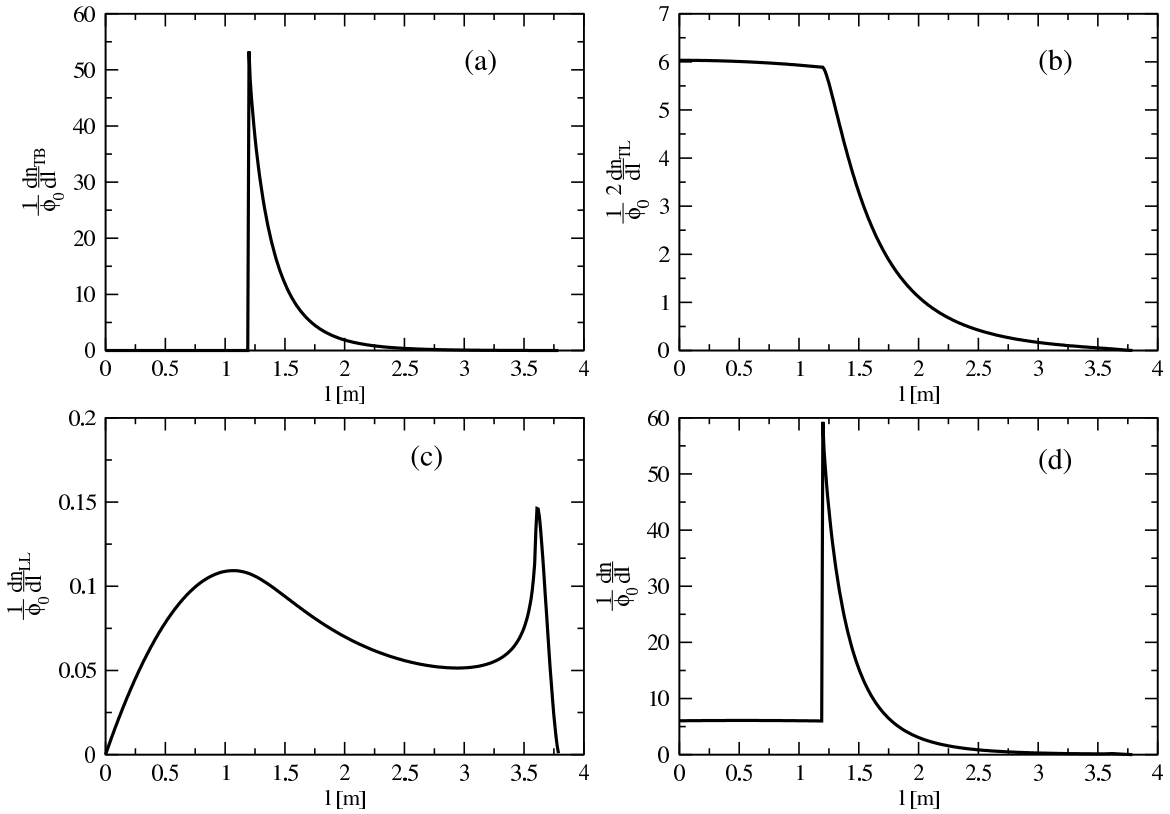

Figura 4.13: Distribución de la longitud de la traza de los muones que (a) entran por la tapa y salen por el piso, (b) entran por la tapa y salen por la pared lateral, (c) entran y salen por la pared lateral y (d) distribución total.

4.4.3. Espectro de la Coincidencia de Tres PMTs

El espectro de la coincidencia de tres PMTs es el resultado de la convolución de la distribución de la longitud de la traza con la distribución de carga. Para obtener el espectro de coincidencia de tres PMTs a partir de la distribución de trazas es necesario conocer la distribución de carga para una longitud de la traza dada. Para tal propósito se suavizó e interpoló la distribución experimental del VEM correspondiente al prototipo Tandar. La figura 4.14 muestra el resultado del suavizado e interpolación de la distribución del VEM.

La distribución del VEM es la distribución de carga correspondiente a un muon cuya longitud de la traza es igual a la altura del tanque, $l = 1.2$ m. El valor medio de la distribución de carga es proporcional a la longitud de la traza y la desviación estándar como función de la longitud de la traza es compatible tanto con una función lineal como con la función raíz cuadrada (ver sección 4.4.1). Por

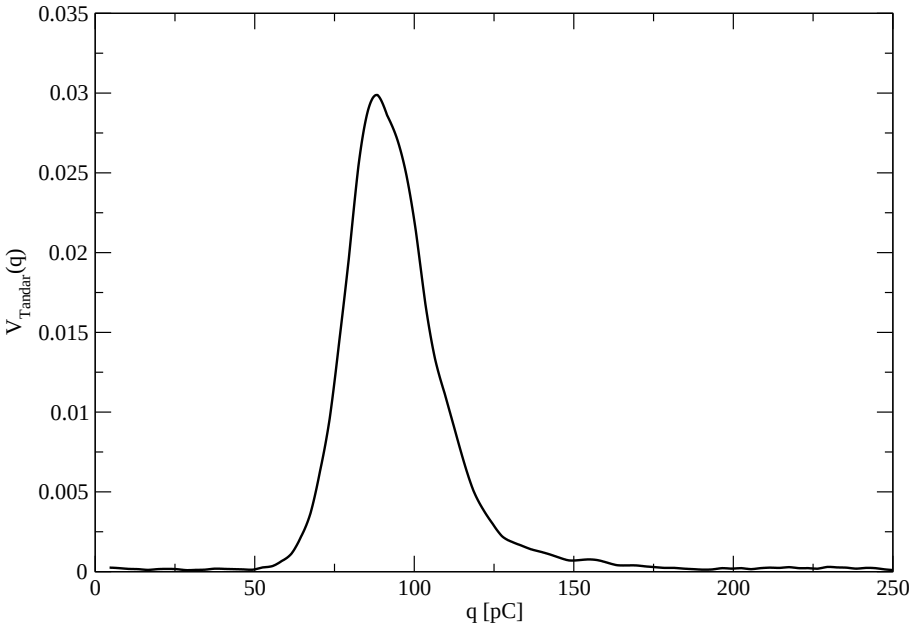

Figura 4.14: Distribución de carga del VEM correspondiente al prototipo Tandar suavizada e interpolada.

lo tanto, existen dos formas posibles de construir las distribuciones de carga para una longitud de la traza dada a partir de la distribución del VEM. La primera es tal que σ es proporcional a la longitud de la traza mientras que para la segunda σ es proporcional a la raíz cuadrada de la longitud de la traza,

$$V_{\propto}(q,l) = \frac{h}{l}\, V\left(q\frac{h}{l}\right) \tag{4.10}$$

$$V_{Rc}(q,l) = \sqrt{\frac{h}{l}}\, V\left(\sqrt{\frac{h}{l}}q - \left(\sqrt{\frac{l}{h}} - 1\right)\langle q(h)\rangle\right), \tag{4.11}$$

donde $V(q)$ es la distribución experimental del VEM suavizada e interpolada, $\langle q(h)\rangle$ es el valor medio de la distribución de carga del VEM y $V_{\propto}(q,l)$ y $V_{Rc}(q,l)$ son las distribuciones de carga con desviación estándar proporcional a la longitud de la traza y a la raíz cuadrada de la longitud de la traza respectivamente.

Las distribuciones de coincidencia de tres PMTs para los dos casos considerados están dadas por,

$$F_{\propto}(q) = \int_0^{\sqrt{4R^2+h^2}} V_{\propto}(q,l)\, \frac{dn(l)}{dl}\, \mathrm{d}l \tag{4.12}$$

$$F_{Rc}(q) = \int_0^{\sqrt{4R^2+h^2}} V_{Rc}(q,l)\, \frac{dn(l)}{dl}\, \mathrm{d}l. \tag{4.13}$$

La figura 4.15 muestra la comparación entre el modelo semi-analítico y la distribución del espectro de coincidencia de tres PMTs obtenido experimentalmente.

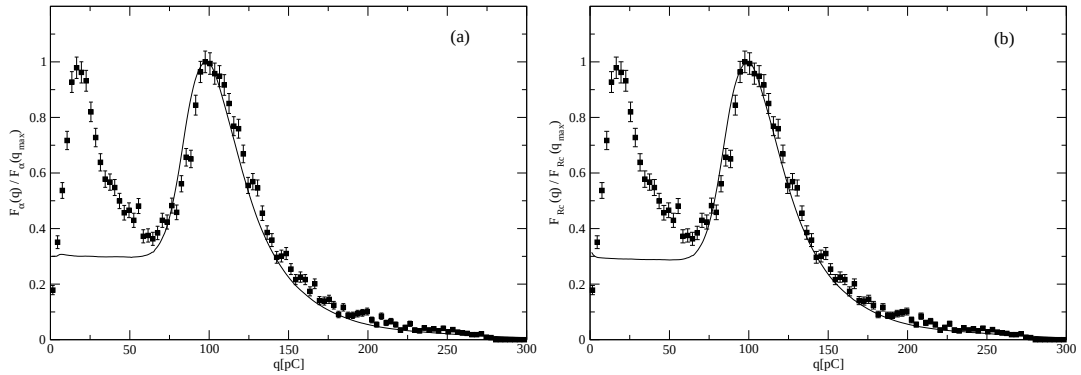

Figura 4.15: Comparacón entre los datos experimentales obtenidos con el prototipo Tandar y el modelo semi-analítico del espectro de coincidencia de tres PMTs. (a) Desviación estándar de la distribución de carga proporcional a la longitud de la traza y (b) proporcional a la raíz cuadrada de la longitud de la traza.

El modelo reproduce satisfactoriamente los datos experimentales, para valores de carga mayores que 70 pC aproximadamente, para las dos dependencias funcionales de la desviación estándar con la longitud de la traza consideradas. El modelo semi-analítico no reproduce la forma del espectro para valores de carga chicos, esto se debe a que en dicha región hay contribución de ruido electrónico, electrones, positrones y fotones atmosféricos la cual no está tenida en cuenta en el modelo. El modelo semi-analítico reproduce solamente la región del espectro dominada por los muones y por lo tanto, reproduce a su vez, el corrimiento del pico con respecto al de la distribución del VEM.

La primera fase de la construcción de Auger Sur consistió en la instalación de un prototipo de detector formado por 32 detectores de superficie y dos telescopios de fluorescencia. Con el objetivo de realizar varios experimentos, principalmente relacionados a la calibración de los detectores de superficie, se instaló un tanque de prueba en las proximidades del edificio de ensamblado de la Estación Central del Observatorio situado en Malargüe. A este detector se lo llamó Laura.

Con el propósito de estudiar la validez del modelo semi-analítico se realizó el mismo análisis hecho para el prototipo Tandar pero ahora con Laura. Con Laura se realizaron experimentos similares a los realizados con el prototipo Tandar, en particular, se obtuvieron las distribuciones correspondientes al VEM (obtenida mediante un telescopio de muones) y la de coincidencia de tres PMTs [129].

La figura 4.16 muestra la distribución de carga del VEM suavizada e interpolada para el detector Laura, la cual, al igual que para el análisis hecho para el prototipo Tandar, fue utilizada para obtener las distribuciones de carga para una dada longitud de la traza.

Como ya ha sido mencionado anteriormente (ver sección 4.2) el flujo de muones de fondo a nivel del mar es aproximadamente, $\phi = \phi_0 \cos^2(\theta)$. El prototipo Tandar está situado al nivel del mar mientras que el detector Laura estaba situado en la ciudad de Malargüe, a 1400 m de altura. La forma del flujo de muones como función del ángulo cenital depende de la profundidad atmosférica. En la referencia [125] se estudió, a través de simulaciones, la variación de la dependencia angular del flujo

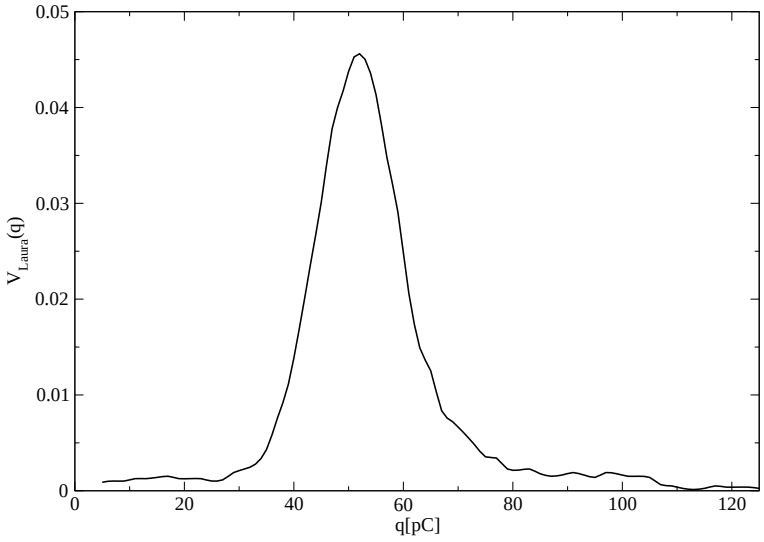

Figura 4.16: Distribución de carga del VEM correspondiente al tanque de Auger Laura suavizada e interpolada.

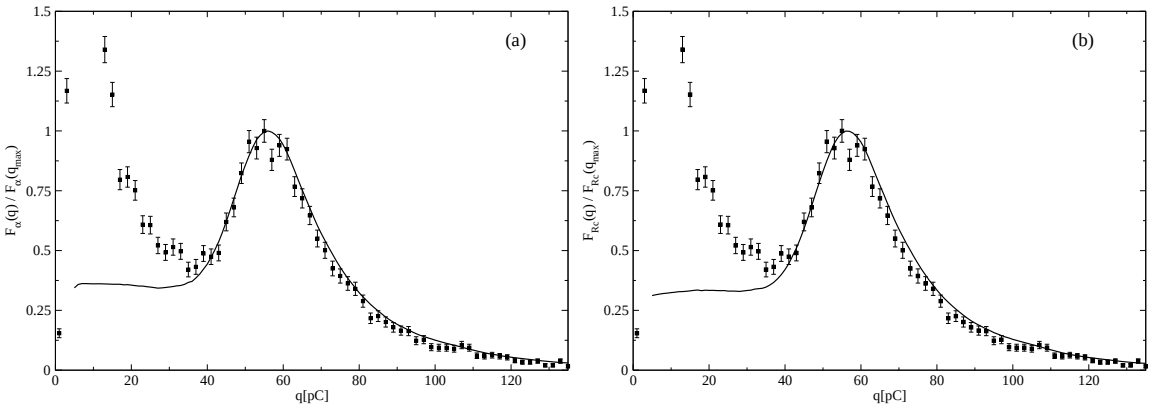

Figura 4.17: Comparación entre los datos experimentales obtenidos con el detector Laura y el modelo semi-analítico del espectro de coincidencia de tres PMTs. (a) Desviación estándar de la distribución de carga proporcional a la longitud de la traza y (b) proporcional a la raíz cuadrada de la longitud de la traza.

de muones con la profundidad atmosférica dando como resultado una variación muy lenta. Por lo tanto, es una buena aproximación asumir que la dependencia angular del flujo de muones en la ciudad de Malargüe también es proporcional a $\cos^2(\theta)$.

La figura 4.17 muestra el modelo semi-analítico comparado con los datos experimentales correspondientes al tanque Laura. Al igual que para el prototipo Tandar, el modelo semi-analítico reproduce satisfactoriamente los datos experimentales en la región del espectro dominada por los muones de fondo.

En resumen, en este capítulo se han presentado los resultados experimentales obtenidos mediante el prototipo Tandar, los cuales contribuyeron para el desarrollo del método de calibración de Auger. Se realizaron experimentos para la determi-

nación de la distribución de carga correspondiente al VEM a través de un telescopio de muones formado por dos centelladores plásticos. También se obtuvieron las distribuciones de carga para la coincidencia de tres PMTs. Finalmente, se desarrolló un modelo semi-analítico basado en la geometría de las trazas correspondientes a los muones que atraviesan los tanques, el cual permite obtener, a partir de la distribución de carga del VEM y de las distribuciones de las trazas, la distribución correspondiente a la coincidencia de tres PMTs. Dicho modelo describe satisfactoriamente a los datos experimentales obtenidos tanto para el prototipo Tandar como para el tanque Laura.

Capítulo 5

Fluctuaciones de la Forma de Pulso

5.1. Introducción

La determinación de la composición química de los rayos cósmicos es uno de los problemas más difíciles ya que los rasgos distintivos de los diferentes tipos de primario presentan fluctuaciones lluvia a lluvia a las cuales se les suman las relacionadas con los sistemas de detección y además dependen en su interpretación de los modelos de interacción hadrónica de altas energías asumidos. Existen varios observables de las lluvias de partículas sensibles a la composición química del primario tal como la estructura temporal del frente de la lluvia (ver sección 2.4). Por ejemplo, la correlación entre el tiempo de subida de la señal en un detector Čerenkov (diferencia entre el tiempo en que se colecta el 50 % y el 10 % de la señal total) y la masa del primario puede ser entendida en términos del desarrollo de las lluvias: una lluvia iniciada por un núcleo pesado se desarrolla a mayor altura en la atmósfera y con mayor número de muones que una lluvia iniciada por un protón. A mayores alturas y número de muones le corresponden menores tiempos de subida ya que, por un lado, la diferencia de trayectorias entre el principio y el final de la lluvia y un detector de superficie es menor y por otro, los muones llegan a la superficie de la tierra antes que las partículas electromagnéticas y con poca dispersión temporal [130], con lo cual, el aumento en el número de muones contribuye a la disminución del tiempo de subida.

Los muones llegan a la superficie de la tierra antes que las partículas electromagnéticas debido a que se propagan casi libremente en la atmósfera. Las partículas electromagnéticas sufren una gran cantidad de interacciones Coulombianas antes de llegar a la superficie de la tierra y es por esto que se retrasan con respecto a los muones. Debido a este hecho la parte inicial de los pulsos en los detectores de superficie (señal como función del tiempo en unidades de VEM) está dominada por la componente muónica mientras que la parte final está dominada por las partículas electromagnéticas. Por lo tanto, haciendo el cociente entre la señal de la parte inicial de los pulsos y la final se puede obtener un parámetro íntimamente relacionado con el cociente entre la componente muónica y la electromagnética de las lluvias, el cual es muy sensible a la composición [131].

A pesar de que los detectores de superficie de Auger son muy sensibles a los

muones no son capaces de medirlos individualmente debido a que la respuesta de los detectores es aproximadamente la misma tanto para los muones como para las partículas electromagnéticas. Este hecho hace muy difícil la separación de la componente muónica de la señal total de los tanques. Lo único que cambia es la señal total colectada por partícula, los muones depositan mucha más señal que las partículas electromagnéticas debido a que la energía promedio de los mismos es de ~ 1 GeV mientras que la de las partículas electromagnéticas es de ~ 10 MeV. Estas últimas, electrones y fotones luego de la producción de pares en el agua de los tanques, son frenadas rápidamente por Bremsstrahlung.

Con el propósito de separar la componente muónica de la señal total se han propuesto varios métodos basados en las propiedades de la estructura temporal de las partículas de las lluvias y en la respuesta de los detectores [132, 133, 134]. Dichos métodos se basan en el hecho de que a distancias suficientemente grandes del eje de la lluvia, la componente muónica domina sobre la electromagnética [135, 136]. En dicho rango de distancias las señales en los tanques están formadas por picos correspondientes a los muones montados en un fondo mas o menos continuo correspondiente a las partículas electromagnéticas. Los métodos estudiados consisten en filtros que intentan extraer los picos de los muones con el objetivo de contarlos. Debido a que las señales correspondientes a las partículas electromagnéticas tienen la misma forma que la de los muones estos métodos cuentan no sólo a los muones sino también a las partículas electromagnéticas muy energéticas, que si bien son pocas, están presentes en las señales de los detectores. Otra dificultad de estos métodos consiste en el hecho de que los muones que recorren distancias cortas en el agua de los detectores, por ejemplo muones que entran cerca del borde de la tapa y salen por la pared lateral, pueden ser confundidos con partículas electromagnéticas.

Se han realizado muchos estudios acerca de la estructura temporal del frente de la lluvia, en 1953 P. Bassi, G. Clark y B. Rossi midieron la separación entre los tiempos de arribo de las partículas de la lluvia con tres centelladores líquidos [137]. Mostraron que la mayor parte de los electrones de las lluvias estaban concentrados en un disco de 60 m de diámetro y ancho entre 1 y 2 m. El disco de las partículas capaces de penetrar 20 cm de plomo tenía la misma dimensión lateral, entre 2 y 3 m de espesor y su frente se encontraba ubicado por delante del frente de los electrones en aproximadamente 3 m. La partículas capaces de penetrar la capa de plomo consistían mayoritariamente en muones.

En 1962 J. Linsley y L. Scarsi midieron la separación temporal de las partículas de las lluvias por medio de un arreglo de 20 detectores situado en la estación Volkano Ranch del MIT [130]. Encontraron que la distribución espacial de las partículas de las lluvias en un instante dado, estaban, en promedio, bien descritas por tres superficies curvadas, la superficie correspondiente a las partículas penetrantes (muones), a los electrones y a las partículas que viajaron más lejos en la dirección del desarrollo de la lluvia. La superficie correspondiente a los muones era aproximadamente un casquete esférico con su centro localizado a una profundidad atmosférica de (320 ± 70) g cm^{-2}. La superficie de los electrones tenía un radio de curvatura de aproximadamente 1 km a una distancia de 450 m del eje de la lluvia.

En 1974 A. Watson y J. Wilson establecieron por primera vez la existencia de

fluctuaciones lluvia a lluvia en los tiempos de subida de las señales, considerando lluvias de energías del orden de 10^{18} eV detectadas por el arreglo de detectores de superficie de Haverah Park [138]. Encontraron que las desviaciones estándar de los tiempos de subida de las señales eran mayores que la esperadas para las incertezas provenientes de la medición y del muestreo de las partículas de la lluvia solamente.

En este capítulo se estudian las fluctuaciones en la forma temporal de los pulsos en los detectores de superficie de Auger generados por lluvias atmosféricas y su posible aplicación al desarrollo de los métodos utilizados en la deteminación de la composición química de los rayos cósmicos [139].

5.2. Modelo Sencillo de las Fluctuaciones

Las fluctuaciones en la forma de pulso dependen del tipo de partículas que entran en el tanque en un dado intervalo de tiempo, en particular dependen del cociente entre el número de muones y el número de partículas electromagnéticas. Para entender las fluctuaciones en la forma de pulso hay que considerar dos características de las lluvias de partículas y de su detección mencionadas anteriormente: por un lado el cociente entre la señal correspondiente a la componente electromagnética y a la muónica decrece y por otro la componente muónica llega a la superficie de la tierra antes que la componente electromagnética. Por lo tanto, se espera que para intervalos de tiempo cercanos al comienzo de la señal en detectores situados cerca del eje de la lluvia, las fluctuaciones en la forma de pulso estén dominadas por la componente electromagnética mientras que para detectores situados lejos del eje por la componente muónica. Para intervalos de tiempo cercanos al final de la señal el cociente entre la señal debida a los muones y a las partículas electromagnéticas es más chico que para intervalos de tiempo cercanos al comienzo del pulso, por lo cual, se espera que las fluctuaciones debidas a la componente muónica dominen a distancias mayores que las correspondientes a la región del comienzo del pulso.

Consideremos en primer lugar a las fluctuaciones debidas a los muones y para simplificar el problema consideremos lluvias verticales. El número de muones por unidad de tiempo correspondiente a una lluvia de energía E_0, a una distancia r del eje de la lluvia como función del tiempo está dado por,

$$\frac{dN_\mu}{dt}(t, r, E_0) = N_\mu(r, E_0)\ T_\mu(t, r, E_0), \tag{5.1}$$

donde $N_\mu(r, E_0)$ es el número total de muones y $T_\mu(t, r, E_0)$ es su distribución temporal.

Si $\xi(t)$ es la distribución temporal de la señal correspondiente a una partícula que entra al detector, la señal depositada por un muon en el intervalo de tiempo $[t, t + \Delta t]$ es $s(t) = s\ \xi(t)\ \Delta t$, donde s es la señal y se distribuye según $P_D(s)$.

Si se divide la señal total en un tanque, $S(t)$, en intervalos de tiempo de longitud Δt_i, la señal total correspondiente a un tiempo dado t_k en el k-ésimo intervalo de

tiempo está dada por,

$$S(t_k) = \sum_{i=1}^{k} \sum_{j=1}^{n_i} s_{ij}\ \xi(t_k - t_i)\ \Delta t_k, \tag{5.2}$$

donde n_i es el número de muones en el i-ésimo intervalo de tiempo y s_{ij} es la señal depositada por el j-ésimo muon del i-ésimo intervalo de tiempo.

Asumiendo que el número de muones de una lluvia, detectados por un tanque ubicado a una distancia dada del eje de la lluvia se distribuye según la distribución de Poisson, la distribución del número de muones en i-ésimo intervalo de tiempo es,

$$P_\mu(n_i) = \frac{\mu(t_i, r, E_0, \Delta t_i)^{n_i}}{n_i!} \exp(-\mu(t_i, r, E_0, \Delta t_i)), \tag{5.3}$$

donde $\mu(t_i, r, E_0, \Delta t_i) = N_\mu(r, E_0)\ T_\mu(t_i, r, E_0)\ \Delta t_i$.

Utilizando las distribuciones $P_D(s)$ y $P_\mu(n_i)$ para calcular el valor medio de la señal y suponiendo que cada muon atraviesa el tanque verticalmente, o sea, $\langle s_{ij} \rangle = \int_0^\infty ds_{ij}\ s_{ij}\ P_D(s_{ij}) = 1$ VEM (ver capítulo 4), se obtiene,

$$\langle S_\mu(t_k) \rangle = \sum_{i=1}^{k} N_\mu(r, E_0)\ T_\mu(t_i, r, E_0)\ \Delta t_i\ \xi(t_k - t_i)\ \Delta t_k \text{ VEM}, \tag{5.4}$$

la cual, tomando límite al continuo resulta,

$$\langle S_\mu(t) \rangle = \int_0^t dt'\ N_\mu(r, E_0)\ T_\mu(t', r, E_0)\ \xi(t - t')\ \Delta t \text{ VEM}. \tag{5.5}$$

Para calcular la varianza de la señal primero hay que calcular el valor medio del cuadrado de la señal. Elevando al cuadrado la expresión de la ecuación (5.2) y utilizando las distribuciones $P_D(s)$ y $P_\mu(n_i)$ se obtiene,

$$\langle S_\mu(t_k)^2 \rangle = \sum_{i=1}^{k} N_\mu(r, E_0)\ T_\mu(t_i, r, E_0)\ \xi^2(t_k - t_i)\ \Delta t_i\ \langle s^2 \rangle\ \Delta t_k^2 + \langle S(t_k) \rangle^2, \tag{5.6}$$

donde $\langle s^2 \rangle = \int_0^\infty ds\ s^2\ P_D(s)$. Por lo tanto, tomando el límite al continuo la varianza de la señal está dada por,

$$V(S_\mu(t)) = \int_0^t dt'\ N_\mu(r, E_0)\ T_\mu(t', r, E_0)\ \xi^2(t - t')\ \langle s^2 \rangle\ \Delta t^2. \tag{5.7}$$

Si $\sigma_s / s << 1$ entonces $\langle s^2 \rangle \approx \langle s \rangle^2 = 1$ VEM^2.

Como había sido mencionado anteriormente, la señal correspondiente a las partículas electromagnéticas depende de su energía. La pérdida de energía de los fotones y electrones es aproximadamente proporcional a la distancia recorrida en el agua, $E(l) = E - \alpha l$, donde E es la energía inicial, α es una constante y l es la longitud de la traza. Por lo tanto, la distancia recorrida por una partícula electromagnética en el agua es $l = E/\alpha$. La distribución de la señal depositada

por una partícula electromagnética que entra al tanque depende de la longitud de la traza y por lo tanto de su energía, $P_D \equiv P_D(s, l(E))$.

El valor medio de la señal correspondiente a una partícula electromagnética de energía E está dado por,

$$\langle s(E) \rangle = \int_0^\infty ds\ s\ P_D(s, l(E)) = \frac{l(E)}{h}\ \text{VEM} = \frac{E}{E_c}\ \text{VEM}. \tag{5.8}$$

donde h es la altura del tanque y $E_c \equiv \alpha h \cong 240$ MeV.

La señal depositada por las partículas electromagnéticas depende de la distribución de energía para una lluvia dada, $P_e(E, r, t)$, la cual a su vez depende de la distancia al eje de la lluvia y del tiempo.

La señal correspondiente a las partículas electromagnéticas está dada también por la ecuación 5.2. Para calcular la señal promedio primero hay que calcular la señal promedio correspondiente a una partícula que llega al detector en el tiempo t_i y a una distancia r del eje de la lluvia,

$$\langle s_{ij}(r,t) \rangle = \int_0^\infty dE \int_0^\infty ds\ s\ P_D(s, l(E))\ P_e(E, r, t) \tag{5.9}$$

$$= \int_0^\infty dE\ \frac{E}{E_c}\ P_e(E, r, t)\ \text{VEM} \tag{5.10}$$

$$= \frac{\langle E(r,t) \rangle}{E_c}\ \text{VEM}. \tag{5.11}$$

En el límite al continuo la señal promedio correspondiente a una partícula electromagnética está dada por,

$$\langle S_{EM}(t) \rangle = \int_0^t dt'\ N_{EM}(r, E_0)\ T_{EM}(t', r, E_0)\ \frac{\langle E(r,t') \rangle}{E_c}\ \xi(t - t')\ \Delta t\ \text{VEM}, \tag{5.12}$$

donde $N_{EM}(r, E_0)$ es el número de partículas electromagnéticas como función de la distancia al eje de la lluvia y de la energía del primario y $T_{EM}(t', r, E_0)$ es la distribución temporal de arribo.

La varianza de la señal para las partículas electromagnéticas se calcula de manera similar al caso de los muones. Teniendo en cuenta la dependencia con la energía de la longitud de la traza se obtiene,

$$V(S_{EM}(t)) = \int_0^t dt'\ N_{EM}(r, E_0)\ T_{EM}(t', r, E_0)\ f(r,t)\ \xi^2(t - t')\ \Delta t^2, \tag{5.13}$$

donde $f(r,t)$ está dada por,

$$f(r,t) = \int_0^\infty dE \int_0^\infty ds\ s^2\ P_D(s, l(E))\ P_e(E, r, t). \tag{5.14}$$

Si $\sigma_s(l)/\langle s(l) \rangle << 1$ entonces $f(r,t) \cong (\langle E^2(r,t) \rangle / E_c^2)\ \text{VEM}^2$.

La señal total es la suma de las señales depositadas por los muones y por las partículas electromagnéticas, $\langle S(t) \rangle = \langle S_\mu(t) \rangle + \langle S_{EM}(t) \rangle$ y la varianza total es

también la suma de las varianzas correspondientes a los muones y a las partículas electromagnéticas, $V(S(t)) = V(S_\mu(t)) + V(S_{EM}(t))$. Finalmente, σ_S está dada por,

$$\sigma_S(t) = \sqrt{V(S_\mu(t)) + V(S_{EM}(t))}\ . \tag{5.15}$$

Existen dos casos extremos, llamemos τ_{tank} a la escala temporal de la distribución temporal de la señal depositada por una partícula que entra al tanque y τ_{sh} a la escala temporal de la distribución temporal de las partículas de la lluvia. Típicamente $\tau_{tank} \cong 60$ ns [98] y τ_{sh} es una función de la distancia al eje de la lluvia, por ejemplo $\tau_{sh}(1000m) = 310$ ns para lluvias tales que $\theta \leq 30°$ y energía del orden de 3×10^{18} eV [140].

El primer límite se obtiene cuando $\tau_{sh} << \tau_{tank}$, lo cual es válido cerca del eje de la lluvia, entonces, $T_\mu(t', r, E_0) \approx \delta(t')$ y $T_{EM}(t', r, E_0) \approx \delta(t')$. Introduciendo estas aproximaciones en (5.5), (5.7), (5.12) y (5.13) se obtiene,

$$\langle S_\mu(t)\rangle = N_\mu(r, E_0)\ \xi(t)\ \Delta t\ \text{VEM} \tag{5.16}$$

$$V(S_\mu(t)) = N_\mu(r, E_0)\ \xi^2(t)\ \Delta t^2\ \text{VEM}^2 \tag{5.17}$$

$$\langle S_{EM}(t)\rangle = N_{EM}(r, E_0)\ \frac{\langle E(r, t=0)\rangle}{E_c}\ \xi(t)\ \Delta t\ \text{VEM} \tag{5.18}$$

$$V(S_{EM}(t)) = N_{EM}(r, E_0)\ \frac{\langle E^2(r, t=0)\rangle}{E_c^2}\ \xi^2(t)\ \Delta t^2\ \text{VEM}^2. \tag{5.19}$$

El segundo límite se obtiene cuando $\tau_{sh} >> \tau_{tank}$, lo cual es válido lejos del eje de la lluvia, entonces $\xi(t - t') \approx \delta(t - t')$. La respuesta temporal del detector puede ser aproximada por $\xi(t) \cong \tau_{tank}^{-1}\ \exp(-t/\tau_{tank})$ [98], si $\tau_{sh} >> \tau_{tank}$ entonces $\xi^2(t-t') \approx 2^{-1}\ \tau_{tank}^{-1}\ \delta(t-t')$. Introduciendo estas aproximaciones en las ecuaciones (5.5), (5.7), (5.12) y (5.13) se obtiene,

$$\langle S_\mu(t)\rangle = N_\mu(r, E_0)\ T_\mu(t, r, E_0)\ \Delta t\ \text{VEM} \tag{5.20}$$

$$V(S_\mu(t)) = N_\mu(r, E_0)\ T_\mu(t, r, E_0)\ \frac{\Delta t^2}{2\ \tau_{tank}}\ \text{VEM}^2 \tag{5.21}$$

$$\langle S_{EM}(t)\rangle = N_{EM}(r, E_0)\ \frac{\langle E(r, t)\rangle}{E_c}\ T_{EM}(t, r, E_0)\ \Delta t\ \text{VEM} \tag{5.22}$$

$$V(S_{EM}(t)) = N_{EM}(r, E_0)\ \frac{\langle E^2(r, t)\rangle}{E_c^2}\ T_{EM}(t, r, E_0)\ \frac{\Delta t^2}{2\ \tau_{tank}}\ \text{VEM}^2. \tag{5.23}$$

De las ecuaciones (5.20), (5.21), (5.22) y (5.23) se puede obtener la relación entre la señal y σ para los muones y las partículas electromagnéticas para el caso en que $\tau_{sh} >> \tau_{tank}$,

$$\sigma_\mu(t) \cong \sqrt{\frac{\Delta t}{2\ \tau_{tank}}}\ \sqrt{\frac{S_\mu(t)}{\text{VEM}}}\ \text{VEM} \tag{5.24}$$

$$\sigma_{EM}(t) \cong \sqrt{\frac{\Delta t}{2\ \tau_{tank}}}\ \sqrt{\frac{\langle E^2(r, t)\rangle}{E_c\ \langle E(r, t)\rangle}}\ \sqrt{\frac{S_{EM}(t)}{\text{VEM}}}\ \text{VEM}. \tag{5.25}$$

Asumiendo que $\langle E^2(r,t)\rangle \approx \langle E(r,t)\rangle^2$, $\langle E(r,t)\rangle \approx 10$ MeV [141], $\tau_{tank} \cong 60$ ns y utilizando el valor de $\Delta t = 25$ ns para cada intervalo temporal (resolución temporal de los detectores de superficie de Auger) se obtienen expresiones aproximada para σ como función de la señal,

$$\sigma_\mu(t) \cong 0.46 \sqrt{\frac{S_\mu(t)}{\text{VEM}}}\ \text{VEM} \tag{5.26}$$

$$\sigma_{EM}(t) \cong 0.09 \sqrt{\frac{S_{EM}(t)}{\text{VEM}}}\ \text{VEM}. \tag{5.27}$$

5.3. Análisis de Datos

Con el propósito de estudiar las fluctuaciones en la forma de los pulsos a partir de los datos experimentales se consideraron los eventos detectados desde Mayo de 2002 hasta Marzo de 2004. Para la reconstrucción de dichos eventos se utilizó la librería Er versión v2r0 del paquete CDAS [142]. El paquete CDAS es un conjunto de librerías y programas escritos en lenguaje de programación C++ específicamente desarrollados para la reconstrucción de los eventos detectados en Auger.

Para la reconstrucción sólo se tuvieron en cuenta eventos con un número de estaciones mayor que cuatro. A su vez, de dichas estaciones se analizaron los pulsos promedio (carga promedio de los tres PMTs como función del tiempo) de sólo aquellas con señal total mayor que 20 VEM y distancia al eje de la lluvia menor que 2000 m. De los eventos que fueron bien reconstruidos se seleccionaron los que cumplían la condición $\theta \leq 30°$, o sea eventos que incidieron en forma casi vertical.

Se obtuvieron 292 eventos y 814 pulsos en total. La figura 5.1 muestra la distribución de energía y la distribución angular de los eventos seleccionados. El valor medio de la energía es 2.2×10^{18} eV y del ángulo cenital es de 20°.

Para ajustar la forma de los pulsos se consideraron tres funciones distintas,

$$f_1(t) = \frac{Q_1}{\tau^2}\, t \exp(-t/\tau) \tag{5.28}$$

$$f_2(t) = \frac{Q_2\ c}{\Gamma(d)}\, (ct)^{d-1} \exp(-tc) \qquad \text{(Distribución } \Gamma\text{)} \tag{5.29}$$

$$f_3(t) = \frac{Q_3}{\sigma\sqrt{2\pi}\ t}\ \exp(-\frac{(\ln(t)-\mu)^2}{2\sigma^2}) \qquad \text{(Distribución Log-Gauss)} \tag{5.30}$$

donde Q_i con $i = 1, 2, 3,\ \tau,\ c,\ d,\ \mu,$ y σ son parámetros a ajustar. Los ajustes fueron hechos con peso igual a uno en cada intervalo de 25 ns en que viene dividida la señal.

La figura 5.2 muestra, a modo de ejemplo, los ajustes de los pulsos correspondientes a un evento de $E_0 \cong 10^{19}$ eV y $\theta \cong 26°$. De dicha figura se puede ver que los ajustes realizados utilizando las tres funciones consideradas son prácticamente equivalentes y que además, los pulsos son mejor ajustados para distancias cortas,

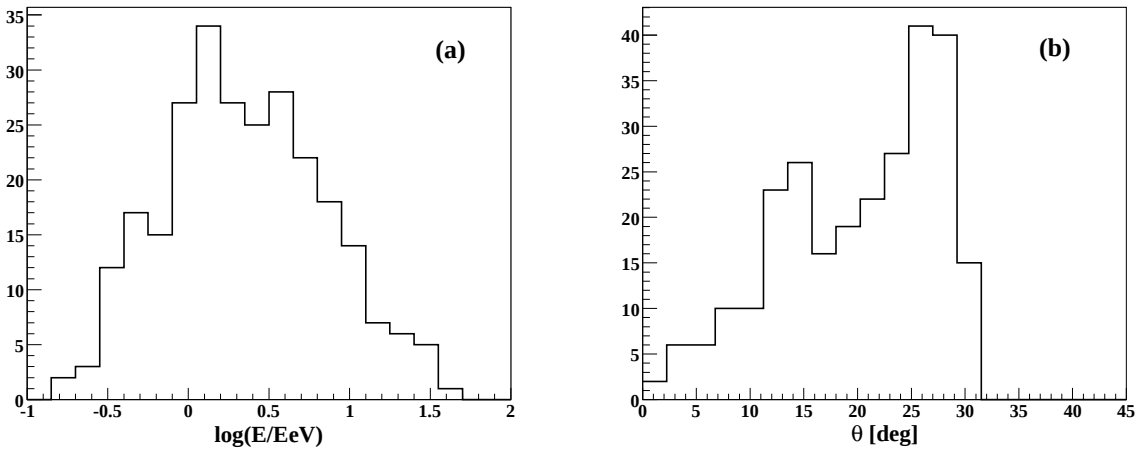

Figura 5.1: Distribuciones (a) del logaritmo de la energía y (b) del ángulo cenital de los eventos seleccionados.

o sea, valores mayores de la señal total. La función (5.28) es la más sencilla de las tres consideradas ya que tiene sólo dos parámetros para ajustar y es por esta razón que se decidió utilizarla para los análisis que siguen a continuación.

Si se define $t_{1/2} = t_{50} - t_{10}$ donde,

$$\int_0^{t_{50}} dt\ f_1(t) \;=\; \frac{1}{2}\ S_0 \tag{5.31}$$

$$\int_0^{t_{10}} dt\ f_1(t) \;=\; \frac{1}{10}\ S_0, \tag{5.32}$$

con $S_0 = \int_0^\infty dt\ f_1(t)$, $t_{1/2}$ es proporcional al parámetro τ. Las siguientes cantidades, $x_{50} = t_{50}/\tau$ y $x_{10} = t_{10}/\tau$, son soluciones de,

$$\exp(x_{50}) \;=\; 2\ (1 + x_{50}) \tag{5.33}$$

$$\exp(x_{10}) \;=\; \frac{10}{9}\ (1 + x_{10}). \tag{5.34}$$

Resolviendo numéricamente las ecuaciones (5.33) y (5.34) se obtiene, $x_{50} = 1.678347 \pm 5 \times 10^{-7}$ y $x_{10} = 0.5318116 \pm 5 \times 10^{-8}$. Por lo tanto, $t_{1/2} = m\tau$, donde $m = 1.146535 \pm 6 \times 10^{-7}$.

La figura 5.3 muestra el parámetro $t_{1/2}$ como función de la distancia al eje de la lluvia. Se ajustaron los datos con una función cuadrática de la forma,

$$t_{1/2}(r) = 40\ \text{ns} + a\ (r/\text{m}) + b\ (r/\text{m})^2, \tag{5.35}$$

donde a y b son parámetros y el valor de $t_{1/2}$ correspondiente a $r = 0$ fue obtenido de la referencia [143]. Los errores utilizados para hacer el ajuste fueron obtenidos del trabajo de H. Buic y A. Watson [140], quienes estudiaron los errores en $t_{1/2}$ como función de la distancia al eje de la lluvia por varios métodos. La figura

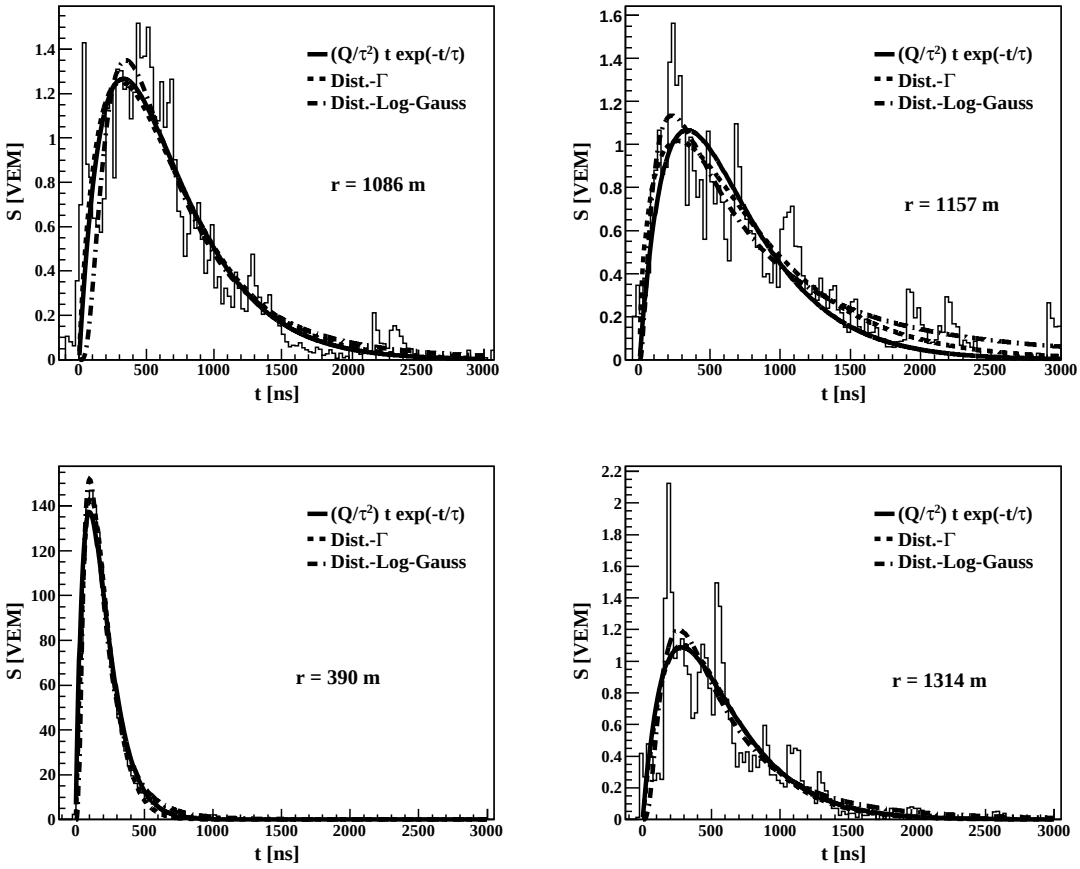

Figura 5.2: Ajuste de los pulsos correspondientes un evento cuya energía es de 10^{19} eV y ángulo de incidencia 26° aproximadamente. Las señales de las estaciones consideradas son mayores que 20 VEM y las distancias al eje de la lluvia son menores que 2000 m. También se muestra la distancia de cada estación al eje de la lluvia.

5.3 también muestra los resultados obtenidos por H. Buic y A. Watson, quienes obtuvieron $t_{1/2}$ directamente de la forma de los pulsos, sin realizar ningún ajuste, pero para pulsos cuya señal era mayor que 10 VEM. La tabla 5.1 muestra los valores de a y b que resultaron del ajuste de $t_{1/2}$ como función de la distancia comparados con los obtenidos por H. Buic y A. Watson.

El ajuste de $t_{1/2}$ como función de la distancia obtenido difiere con respecto al obtenido por H. Buic y A. Watson para valores grandes de distancia. Para esta Tesis se seleccionaron pulsos con señales mayores que 20 VEM mientras que en el trabajo de H. Buic y A. Watson se consideraron pulsos con señales mayores que 10 VEM. Por lo tanto, para esta Tesis se tienen menos datos para valores grandes de la distancia al eje de la lluvia lo cual corresponde a mayores incertezas estadísticas.

El ajuste de la forma de pulso fue hecho tomando todos los pesos de los datos iguales a uno, lo cual no es cierto. Por lo tanto, la determinación del parámetro τ y por ende la determinación de $t_{1/2}$ no debería ser muy precisa. Sin embargo, la diferencia entre los valores de $t_{1/2}$ obtenidos en este trabajo y por H. Buic y A.

	a [ns]	b [ns]
Este trabajo	$(9.5 \pm 0.6)\ 10^{-2}$	$(1.5 \pm 0.1)\ 10^{-5}$
Ref. [140]	$(1.36 \pm 0.06)\ 10^{-1}$	$(1.32 \pm 0.07)\ 10^{-4}$

Tabla 5.1: Coeficientes del ajuste de $t_{1/2}$ comparados con los obtenidos por H. Buic y A. Watson [140].

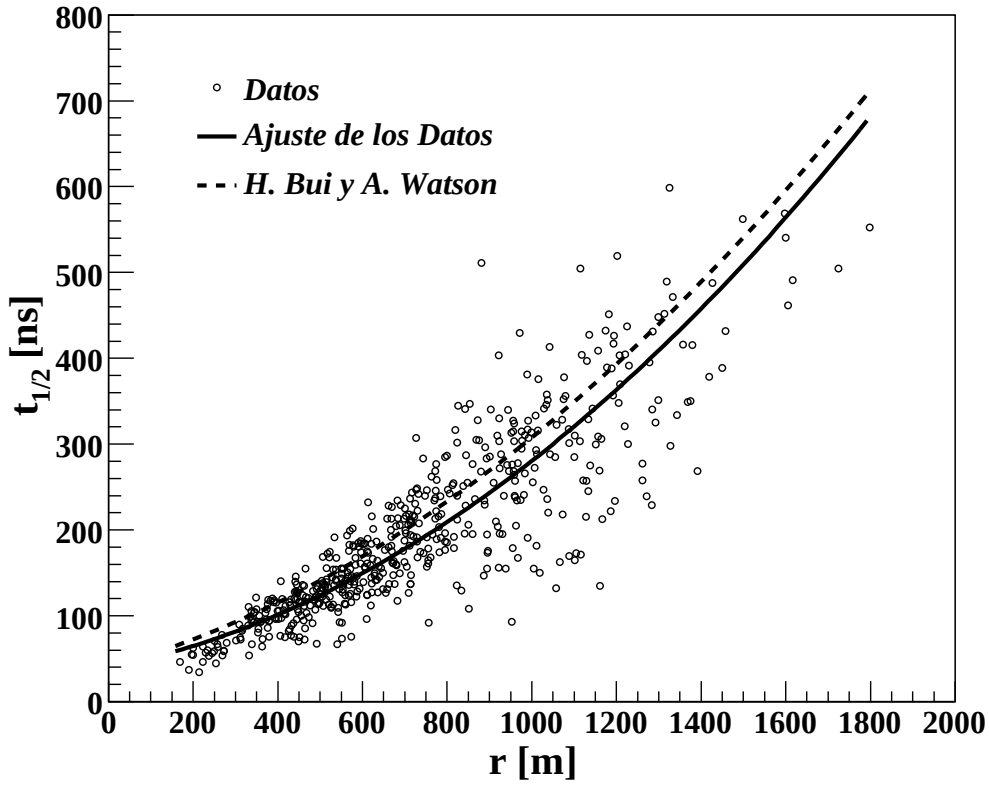

Figura 5.3: $t_{1/2}$ como función de la distancia al eje de la lluvia. También se muestran los resultados obtenidos por H. Buic y A. Watson [140]. Los errores de los puntos (no graficados para mayor claridad) fueron obtenidos de la referencia [140].

Watson es menor que aproximadamente 50 ns.

El estudio de las fluctuaciones en la forma de pulso fue realizado mediante tres métodos diferentes. El primero (método 1) consiste en ajustar el pulso promedio de un detector dado mediante la función (5.28). Luego, σ es calculada en seis intervalos de tiempo diferentes ([0, 200] ns, [200, 400] ns, [400, 600] ns, [600, 800] ns, [0, 150] ns y [250, 400] ns) mediante la siguiente expresión,

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{nof} \sum_i (y_i - f_1(t_i))^2}, \tag{5.36}$$

donde y_i es la señal en la $i-$ésima división temporal en que viene dividida la señal, $f_1(t_i)$ es la función utilizada para el ajuste evaluada en el centro de la $i-$ésima división y $nof = N - n_{par}$ es el número de grados de libertad, donde N es el número de divisiones en el intervalo de tiempo considerado y n_{par} es la cantidad de parámetros libres de la función de ajuste (en este caso $n_{par} = 2$). La ecuación (5.36) se obtiene suponiendo que σ es constante en cada intervalo temporal considerado y que $\chi^2 = 1$ (técnica llamada $\chi^2 = 1$).

El segundo método (método 2) consiste en ajustar la forma de pulso con la función (5.28) en cuatro intervalos de tiempo diferentes, [0, 200] ns, [200, 400] ns, [0, 150] ns y [250, 400] ns. Luego σ es calculada aplicando la técnica $\chi^2 = 1$ en cada intervalo de tiempo considerado utilizando la correspondiente función ajustada.

Para el tercer método (método 3) se asume que la función describe adecuadamente la forma de pulso para todas las distancias al eje de la lluvia consideradas. Para cada pulso se fijó el parámetro Q_1 con el valor de la señal total en VEM correspondiente a la estación considerada. Para calcular el valor de τ se utilizó la expresión de $t_{1/2}$ como función de la distancia al eje de la lluvia obtenida por H. Buic y A. Watson, la cual está dada por la ecuación (5.35) con los valores de a y b dados en la tabla 5.1. El parámetro τ es obtenido de la expresión $t_{1/2} = m\tau$ y σ es calculada por medio de la siguiente expresión,

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(y_i - f_1(t_i))^2}, \tag{5.37}$$

donde y_i es la señal en la $i-$ésima división temporal, $f_1(t_i)$ es la función de la ecuación (5.28) con los parámetros libres fijados de la forma explicada anteriormente, evaluada en el centro de la $i-$ésima división temporal y N es el número de divisiones en cada intervalo de tiempo considerado.

La figura 5.4 muestra el logaritmo de σ (sin aplicarle ningún corte extra en distancia) obtenido mediante la ecuación (5.36) dividido por $\langle s \rangle$, señal promedio en el intervalo de tiempo considerado, como función del logaritmo de la distancia al eje de la lluvia para eventos de energías entre 10^{18} eV y 10^{19} eV.

El tiempo de subida de los pulsos, $t_{1/2}$, crece con la distancia al eje de la lluvia y es tal que a 500 m toma el valor $t_{1/2}(500\text{ m}) \approx 155$ ns. Los intervalos de tiempo considerados para realizar los estudios de las fluctuaciones son de 150 ns y 200 ns, por lo cual, se considerarán únicamente a las estaciones que están a distancias mayores que 500 m del eje de la lluvia. Como ha sido mencionado en la sección 5.2, la distribución temporal de la señal correspondiente a una partícula puede aproximarse por una exponencial de constante de decaimiento del orden de 60 ns, con lo cual, podemos suponer que la respuesta temporal del detector no es muy importante en dicho rango de distancias y por lo tanto, las ecuaciones (5.26) y (5.27) son una buena aproximación de σ para el caso en que los muones dominan la señal y para el caso en que las partículas electromagnéticas dominan la señal, respectivamente.

Debido al hecho de que los muones llegan a la superficie de la tierra antes que las partículas electromagnéticas sólo se considerarán los primeros 400 ns a partir del comienzo de la señal.

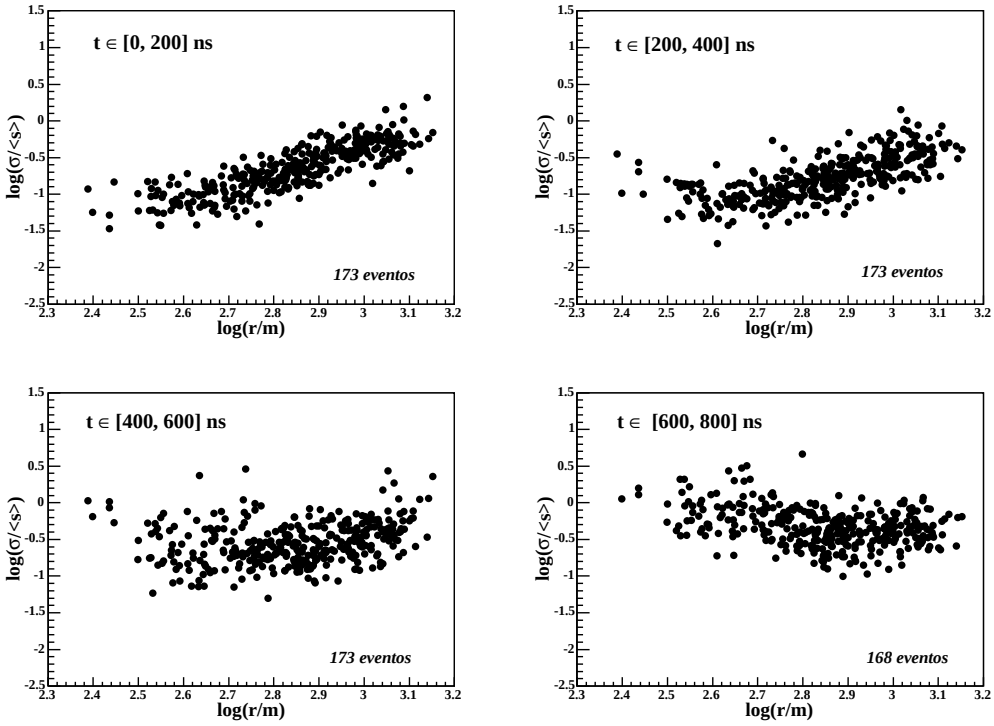

Figura 5.4: Logaritmo del error relativo obtenido mediante el método 1 como función del logaritmo de la distancia al eje de la lluvia. La energía de los eventos está entre 10^{18} eV y 10^{19} eV y el ángulo de incidencia es menor que 30°. Para mayor claridad no se graficaron los errores de los datos.

Las figuras 5.5, 5.6 y 5.7 muestran los resultados obtenidos utilizando los métodos 1, 2 y 3 respectivamente para calcular σ en los intervalos de tiempo [0, 200] ns, [200, 400] ns, [0, 150] ns y [250, 400] ns. También se calculó, mediante el valor medio de la señal en cada intervalo de tiempo, el valor esperado para el caso en que la señal está dominada por los muones (ecuación (5.26)) y para el caso en que la señal está dominada para las partículas electromagnéticas (ecuación (5.27)).

Las figuras 5.5, 5.6 y 5.7 también muestran los ajustes de los datos con funciones lineales. El error de cada punto se calculó mediante la siguiente expresión,

$$\Delta\epsilon = \frac{\epsilon}{\sqrt{nof}} + \frac{\epsilon^2}{\sqrt{N}}. \tag{5.38}$$

donde $\epsilon = \sigma/\langle s\rangle$.

El cociente entre la señal muónica y la proveniente de las partículas electromagnéticas crece con la distancia al eje de la lluvia. Por lo tanto, es de esperar que el error relativo obtenido por los distintos métodos se acerque, al aumentar la distancia al eje de la lluvia, a la recta correspondiente a la señal dominada por los muones. El resultado obtenido mediante el método 1 muestra este comportamiento pero los resultados obtenidos utilizando los métodos 2 y 3 no. La figura 5.8 muestra la comparación de los resultados obtenidos mediante los tres métodos. La región sombreada de la figura corresponde a la región de un σ del ajuste lineal de

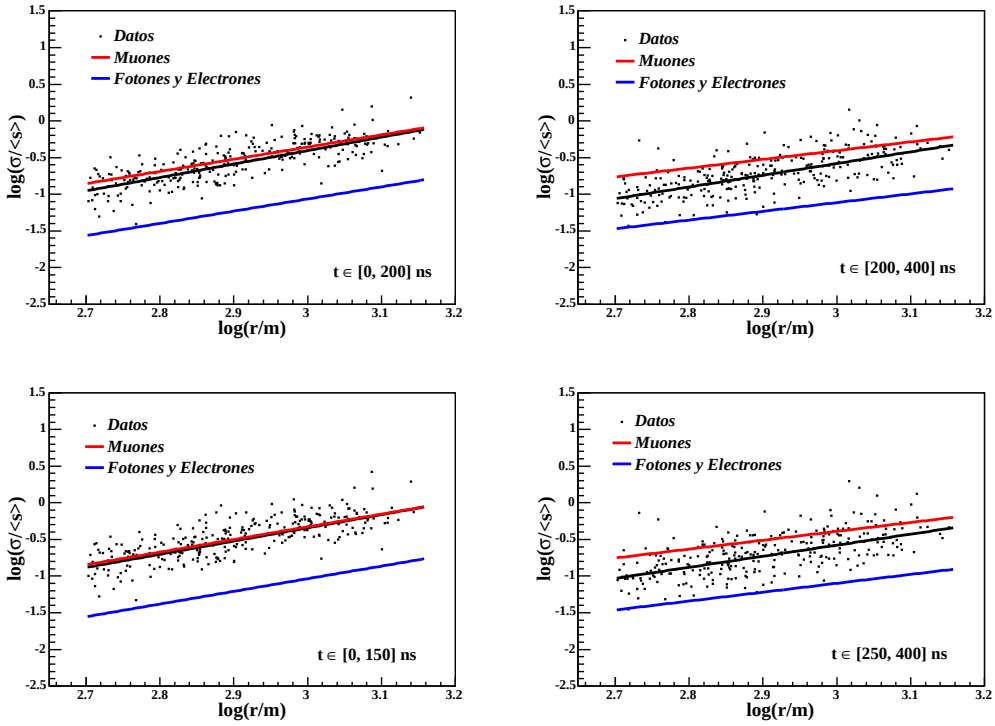

Figura 5.5: Logaritmo del error relativo como función del logaritmo de la distancia al eje de la lluvia correspondiente al método 1 para $r \geq 500$ m. La energía de los eventos está entre 10^{18} eV y 10^{19} eV y $\theta \leq 30°$. Los puntos corresponden a los datos obtenidos mediante el Método 1 y las rectas corresponden a los ajustes de los datos y del error relativo para el caso en que la señal está dominada por los muones o por las partículas electromagnéticas. Para mayor claridad no se graficaron los errores de los datos.

los datos obtenidos mediante el método 1. Por lo tanto, de la figura 5.8 se puede ver que los resultados obtenidos mediante los métodos 2 y 3 están contenidos en la región de un σ correspondiente al ajuste lineal de los resultados obtenidos a través del método 1.

A pesar de que los resultados obtenidos mediante los métodos 2 y 3 no muestran el comportamiento esperado, los valores de los errores relativos obtenidos son consistentes para los tres métodos. Acerca del método 2 se puede decir que los ajustes en cada intervalo temporal no son tan buenos debido a la escasa cantidad de puntos que intervienen en el ajuste de la señal correspondiente a cada intervalo de tiempo y para el método 3 no se realizó ningún ajuste de la forma de pulso.

La figura 5.9 muestra el cociente entre el ajuste correspondiente al error relativo obtenido mediante el método 1 y al ajuste del error relativo esperado para el caso en que los muones dominan la señal en los cuatro intervalos de tiempo considerados. Se puede ver que R crece con la distancia al eje de la lluvia como era de esperar y que es mayor en los intervalos de tiempo [0, 150] ns y [0, 200] ns que en los intervalos [200, 400] ns y [250, 400] ns, lo cual es consistente con el hecho de que los muones llegan a la superficie de la tierra antes que las partícu-

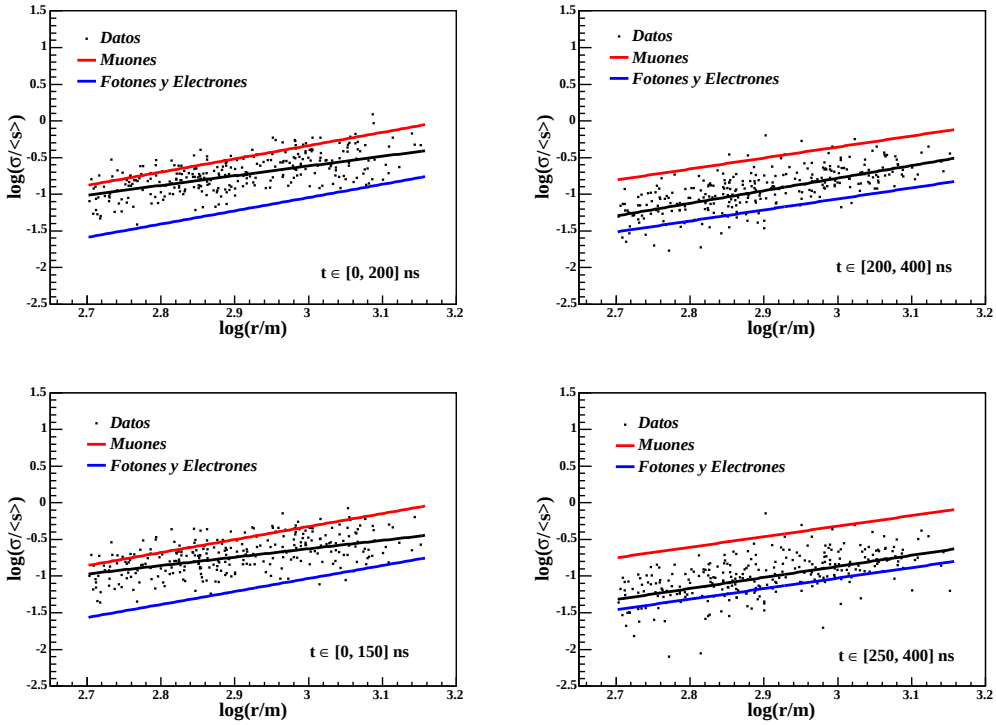

Figura 5.6: Logaritmo del error relativo como función del logaritmo de la distancia al eje de la lluvia correspondiente al método 2 para $r \geq 500$ m. La energía de los eventos está entre 10^{18} eV y 10^{19} eV y $\theta \leq 30°$. Los puntos corresponden a los datos obtenidos mediante el Método 2 y las rectas corresponden a los ajustes de los datos y del error relativo para el caso en que la señal está dominada por los muones o por las partículas electromagnéticas. Para mayor claridad no se graficaron los errores de los datos.

las electromagnéticas. Por lo tanto, el parámetro R puede ser utilizado como un indicador del contenido muónico de las señales, lo cual es relevante para los estudios de composición hechos a través de la utilización de la información acerca de la naturaleza del primario contenida en la estructura temporal del frente de las lluvias.

En resumen, en este capítulo se estudiaron las fluctuaciones en los pulsos correspondientes a un conjunto de datos obtenidos en los primeros tiempos de funcionamiento de Auger. Se desarrolló un modelo simplificado de la fluctuaciones que permitió analizar e interpretar los datos experimentales. Finalmente, se definió un nuevo parámetro el cual podría ser usado como indicador del contenido muónico de los pulsos.

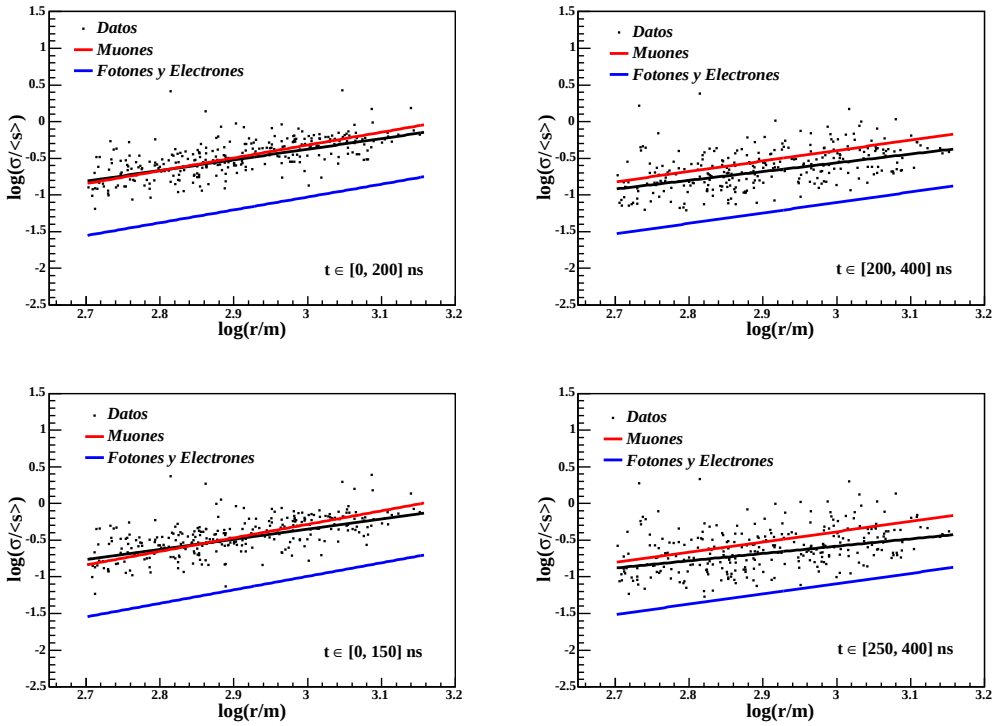

Figura 5.7: Logaritmo del error relativo como función del logaritmo de la distancia al eje de la lluvia correspondiente al método 3 para $r \geq 500$ m. La energía de los eventos está entre 10^{18} eV y 10^{19} eV y $\theta \leq 30°$. Los puntos corresponden a los datos obtenidos mediante el Método 3 y las rectas corresponden a los ajustes de los datos y del error relativo para el caso en que la señal está dominada por los muones o por las partículas electromagnéticas. Para mayor claridad no se graficaron los errores de los datos.

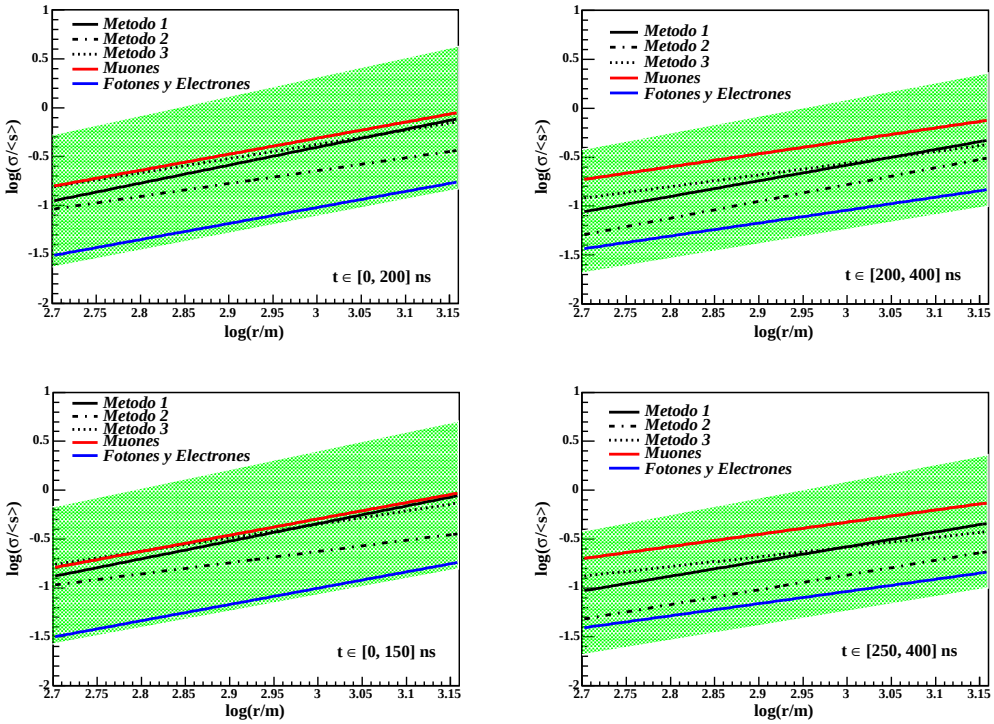

Figura 5.8: Comparación de los resultados obtenidos utilizando los métodos 1, 2 y 3. La región sombreada corresponde a la región de un σ para el ajuste lineal de los datos obtenidos mediante el método 1.

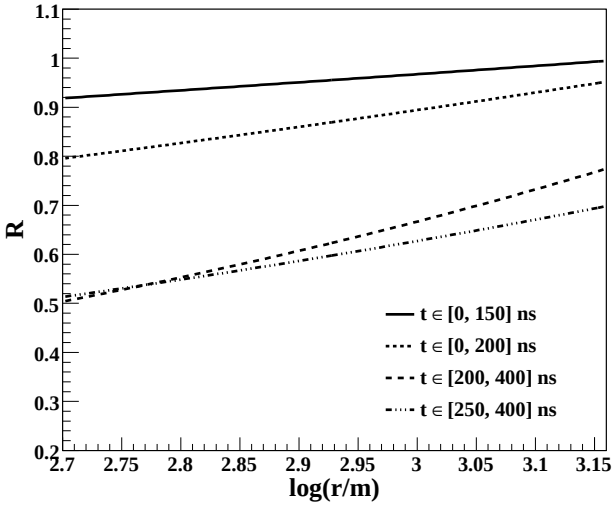

Figura 5.9: Cociente entre el error relativo calculado utilizando el método 1 y el error relativo para el caso en que la señal está dominada por los muones en cada intervalo de tiempo considerado.

Capítulo 6

Detectores de Muones: Simulaciones y Método de Reconstrucción

6.1. Introducción

Se cree que la transición entre la componente galáctica y la extragaláctica de los rayos cósmicos se encuentra en algún lugar entre 10^{17} eV y 10^{19} eV. Existen varios modelos para explicarla pero debido a la carencia de datos experimentales excluyentes, ninguno de ellos puede ser aún confirmado o descartado. Encontrar directamente las fuentes se torna muy difícil en este rango de energías debido al acoplamiento con los campos magnéticos galácticos y extragalácticos y por ende la mejor manera de dilucidar entre los distintos modelos es a través del estudio detallado de la composición química en dicho rango de energías (ver sección 1.5.3).

El detector de superficie de Auger en su diseño original de base, estaba optimizado para altas energías, en particular la separación de 1500 m entre detectores hace que la eficiencia sea del 100 % a partir de una energía de 3×10^{18} eV, por lo cual no es posible estudiar la zona del espectro en donde se cree que se encuentra la transición de la componente galáctica a la extragaláctica ya que para energías menores que 3×10^{18} eV la eficiencia depende fuertemente de la composición química del primario. Adema de contar con un sistema de detección independiente de la naturaleza del primario, es necesario medir los parámetros relevantes para la determinación de la composición. En este sentido cabe destacar que, como ya ha sido mencionado en la sección 2.4, todos los parámetros sensibles a la composición, dada la energía del primario, dependen de dos parámetros más fundamentales: la profundidadad del máximo desarrollo de las lluvias, X_{max}, y el contenido muónico, N_μ. Por lo cual, para realizar estudios detallados de composición ambos son necesarios.

Con el objetivo de extender el rango de energías de Auger dos grupos de la colaboración internacional impulsaron mejoras al diseño original. Una de ellas, liderada por el grupo del laboratorio Tandar, consistía en la construcción de dos arreglos de detectores Čerenkov iguales a los de Auger pero con espaciado de 433 m y de 750 m entre tanques ("Graded Infill", inserción de detectores en arreglos de mayor densidad o inserto denso por brevedad) cuyas áreas ocupadas serían

de 5.9 km^2 y de 23.5 km^2, respectivamente. Con estos dos arreglos el umbral de energía de Auger disminuiría hasta 10^{17} eV. Se propuso además, la instalación de detectores de muones ubicados en las proximidades de cada detector Čerenkov correspondientes a los dos arreglos para realizar estudios detallados de composición. A esta propuesta se la llamó AMIGA (**A**uger **M**uons and **I**nfill for the **G**round **A**rray) [144]. Parte significativa del diseño de los contadores de muones, en particular el área de los detectores y la segmentación, y de los posibles resultados de estudios de composición basados en éstos fueron desarrollados para esta Tesis (ver por ejemplo [145, 146, 147]).

La otra mejora liderada por el grupo alemán del Institut für Kernphysik de Karlsruhe, consistía en la construcción de tres telescopios de fluorescencia adicionales a ser instalados en las proximidades del edificio de telescopios de Cerro Coihueco y cuyo ángulo de elevación sería de $\sim 58°$ (el ángulo de elevación actual de los telescopios de Auger es de 30°) también con el objetivo de bajar el umbral de energía de detección. A esta propuesta se la llamó HEAT (**H**igh **E**levation **A**uger **T**elescope). Los telescopio de fluorescencia son capaces de medir al parámetro X_{max} directamente, el cual, junto con el número de muones al nivel del suelo permitirá la realización de estudios sin precedencia de la composición química de los rayos cósmicos.

En Septiembre de 2006 la colaboración Internacional Pierre Auger aprobó la inclusión de las dos propuestas anteriores al diseño del detector del Obsevatorio Pierre Auger, lo cual, implica una extensión muy importante del objetivo científico perseguido por Auger, el cual, además de consistir en el estudio de los rayos cósmicos de las energías más altas ahora se le suma el estudio de la transición entre los rayos cósmicos galácticos y extragalácticos.

El diseño de AMIGA comenzó en un taller de trabajo realizado en Río de Janeiro, Brasil, en Febrero de 2003. En este capítulo se presentan los estudios realizados desde ese entonces, a través de simulaciones numéricas, sobre el diseño de los detectores de muones tales como su área y segmentación para el arreglo de 750 m así como también los estudios realizados sobre la función de distribución lateral de muones y el método de reconstrucción desarrollado para su obtención a partir de los datos experimentales.

6.2. Detectores de Muones

El detector de muones consiste en un contador de muones segmentado en varillas centelladoras hechas de polietileno estrudado dopado con fluor, PPO (1 %) y POPOP (0.03 %). Cada varilla tiene un surco a lo largo, en el cual se adhiere, con pegamento óptico Bicron 600, una fibra óptica conversora de longitud de onda, Kuraray Y-11 175 ppm de 1.2 mm de diámetro. La fibra se encuentra cubierta por una lámina reflectiva de Mylar aluminizado. Las varillas están co-estrudadas con una capa reflectiva de TiO_2 la cual previene las pérdidas de luz. Este tipo de centelladores son los desarrollados y utilizados por el experimento MINOS [148]. La figura 6.1 muestra un prototipo construido para AMIGA basado en las varillas centelladoras del experimento MINOS.

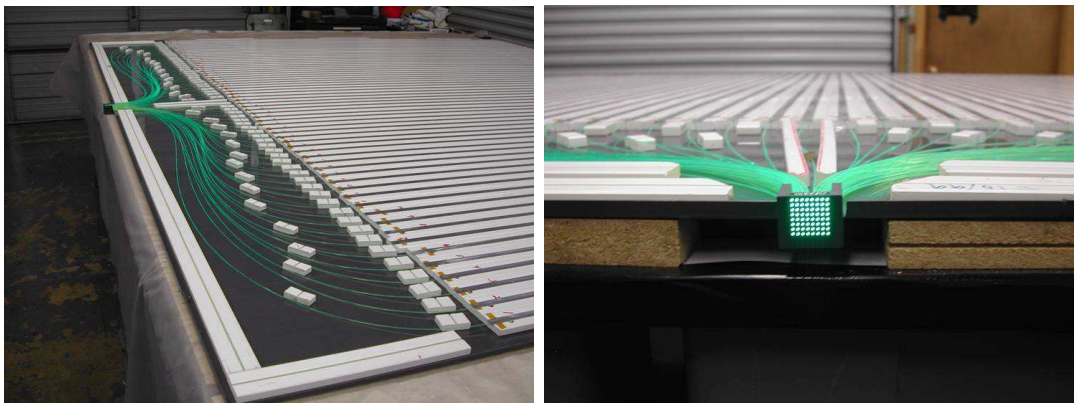

Figura 6.1: Izquierda: varillas centelladoras montadas en un envase de PVC. Derecha: Detalle del conector óptico de 64 píxeles.

Las varillas centelladoras de MINOS tienen un ancho de 4.1 cm y un espesor de 1 cm. El largo de las 64 varillas del prototipo de AMIGA es de 2 m mientras que el largo de las varillas del diseño final del detector será de 4 m. Las fibras son cuidadosamente curvadas y terminan en un conector óptico de PVC preparado para conectarse a un fotomultiplicador de 64 píxeles (ver figura 6.1). Para mayores detalles acerca del las varillas centelladoras ver la referencia [144].

Cuando una partícula cargada atraviesa una de las varillas centelladoras se emiten fotones y una fracción de los mismos entran en la fibra óptica. Estos son absorbidos y reemitidos a una frecuencia diferente. La fibra conduce la luz hasta uno de los píxeles de un fotomultiplicador multicátodo Hamamatsu H7546B de 64 píxeles. A la salida del PMT se encuentra la electrónica capaz de contar pulsos provenientes de cada píxel con una resolución temporal dada por el ancho del pulso (para más detalles ver [144]). Se cuentan los pulsos que tienen una amplitud mayor que un umbral dado, el cual es fijado en un valor mayor que el de la amplitud de los pulsos que forman el ruido. De esta manera, si dos o más muones llegan a la misma varilla en un intervalo de tiempo menor que el ancho característico de un pulso la electrónica los cuenta como una sola partícula. Este efecto de contar menos partículas de las que incidieron sobre el detector limita la superficie máxima de los segmentos que forman al detector siendo éste un parámetro de diseño.

6.3. Simulaciones de Lluvias Atmosféricas

Para realizar los estudios necesarios para el diseño del detector de muones se generó, a través de simulaciones numéricas, una librería de lluvias atmosféricas. Para generar dicha librería se utilizó el programa AIRES versión 2.8.2 (para mayores detalles ver la sección 2.5.1).

La librería de lluvias fue generada utilizando el modelo QGSJET02 (ver sección 2.5.2), energía de filtrado relativa de 10^{-6} ($E_{th}/E_0 = 10^{-6}$ donde E_0 es la energía del primario) y factor de peso estadístico 0.2. Las lluvias fueron simuladas para el sitio de Auger en Malargüe, a 1400 m de altura sobre el nivel del mar, o sea, ~ 850

g cm^{-2}. Se simularon lluvias iniciadas por núcleos de hierro y por protones para dos ángulos de incidencia diferentes, $\theta = 30°$ y $\theta = 45°$ y para 10 valores distintos de la energía de los primarios, entre $\log(E/\text{eV}) = 17.6$ y $\log(E/\text{eV}) = 18.5$ con $\Delta \log(E/\text{eV}) = 0.1$. Para cada valor de energía, ángulo de incidencia y tipo de primario se generaron 50 lluvias, con lo cual, suman un total de 2000.

6.4. La Segmentación

6.4.1. La Estación más Cercana

La segmentación del detector depende de la cantidad de muones que se quiere medir en el intervalo de tiempo dado por la resolución temporal del detector. La función de distribución lateral de muones de las lluvias de partículas decae muy rápidamente con la distancia al eje de la lluvia. Por lo tanto, para determinar la segmentación primero hay que calcular la distancia promedio, en el plano de la lluvia (plano perpendicular a la dirección de incidencia), correspondiente a la estación más cercana al eje de la lluvia.

La distancia a la que se encuentra el detector más cercano depende de la geometría del arreglo que forman los detectores y de la distribución angular de arribo de los rayos cósmicos. El cálculo de dicha distancia para un arreglo triangular de 750 m de separación entre detectores se realizó a través de una simulación numérica utilizando el método de Monte Carlo.

Para obtener la distancia de la primera estación se distribuyeron, en forma uniforme, puntos de impacto en un círculo de 750 m de radio, ubicado en el centro de un arreglo hexagonal de detectores que forman una grilla triangular de 750 m de espaciado (ver figura 6.2c). A cada punto de impacto se asoció una dirección de incidencia cuyo ángulo cenital θ se distribuyó según la distribución $\sin(\theta)\cos(\theta)$ con $\theta \in [0°,\ 60°]$ y cuyo ángulo azimutal ϕ se distribuyó en forma uniforme en el intervalo $[0°,\ 360°]$. La figura 6.2 muestra las distribuciones de los ángulos de incidencia y las posiciones de los puntos de impacto utilizados para obtener la distribución de la distancia de la estación más cercana.

Dada una dirección de incidencia con su correspondiente punto de impacto se puede calcular la distancia r_i de cada estación al eje de la lluvia mediante las siguientes expresiones,

$$\Delta x_i = \cos(\theta)\cos(\phi)(x_i - x_c) + \cos(\theta)\sin(\phi)(y_i - y_c) \tag{6.1}$$

$$\Delta y_i = -\sin(\phi)(x_i - x_c) + \cos(\phi)(y_i - y_c) \tag{6.2}$$

$$r_i = \sqrt{\Delta x_i^2 + \Delta y_i^2}, \tag{6.3}$$

donde (x_c, y_c) son las coordenadas del punto de impacto y (x_i, y_i) son las coordenadas de la i-ésima estación.

La figura 6.3 muestra la distribución de la distancia de la estanción más cercana al eje de la lluvia para un total de 20000 eventos. El valor medio de la distribución se encuentra en 230 m. Por lo tanto, para un arreglo triangular de 750 m de

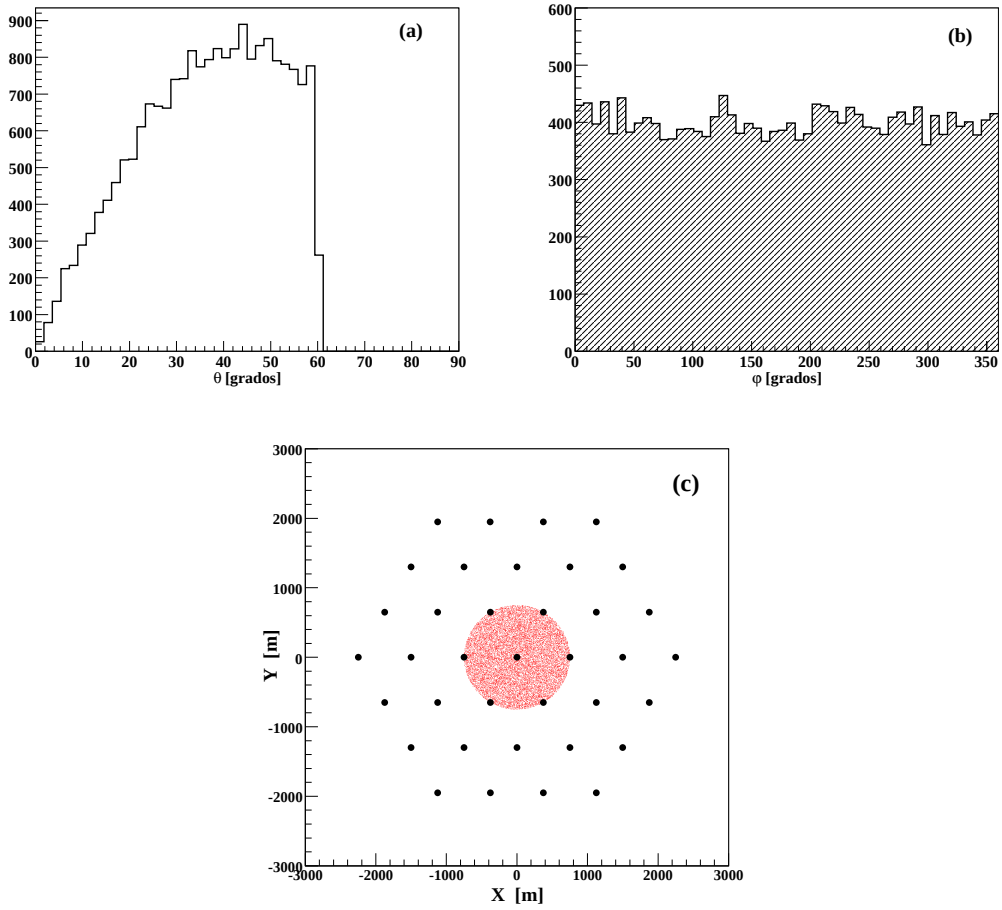

Figura 6.2: Distribuciones (a) del ángulo cenital y (b) del ángulo azimutal correspondientes a la direcciones de incidencia de los eventos utilizados para obtener la distribución de la distancia de la estación más cercana al eje de la lluvia. (c) Puntos de impacto.

distancia entre detectores la estación más cercana al eje de la lluvia se encuentra, en promedio, a 230 m.

6.4.2. Muones en la Estación más Cercana

Para prevenir la contaminación de las partículas electromagnéticas, los detectores de muones van a ser enterrados a una profundidad de ~ 2.5 m bajo tierra [144]. Los muones de las lluvias pierden energía, principalmente por ionización, al propagarse a través de la tierra y por lo tanto sólo una fracción de estos llegan al detector. Suponiendo que la pérdida de energía de los muones en tierra es proporcional a la distancia recorrida, la energía de un muon que recorrió una distancia x está dada por,

$$E_\mu(x) = E_{\mu 0} - \alpha\rho x, \tag{6.4}$$

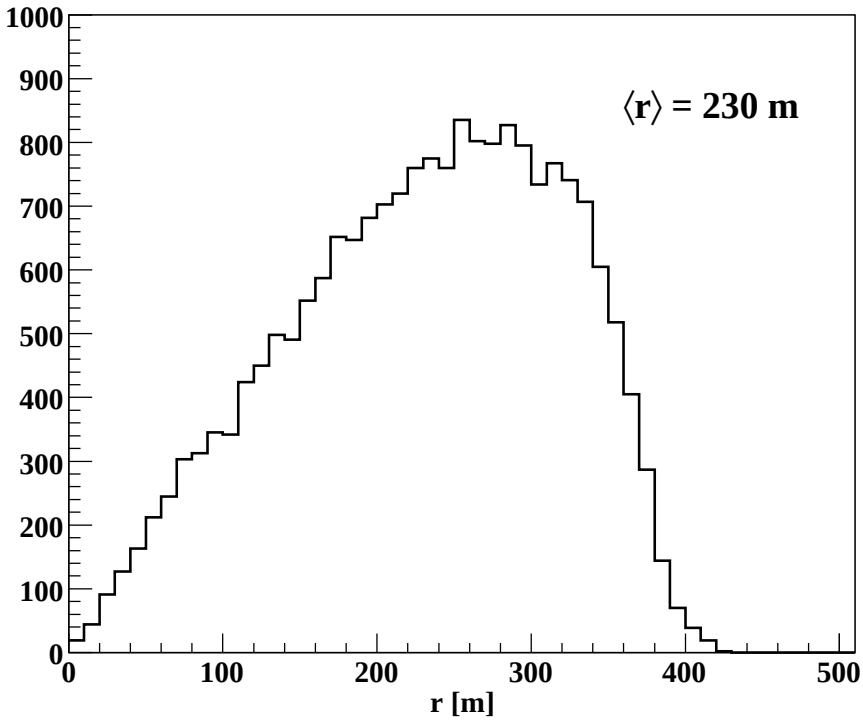

Figura 6.3: Distribución de la distancia de la estación más cercana al eje de la lluvia. El valor medio de la distribución es de 230 m.

donde $E_{\mu 0}$ es la energía inicial de la partícula, $\rho = 1.8$ g cm^{-3} [149] es la densidad de la tierra en el campo donde están instalados lo detectores de Auger y donde se planea instalar a los detectores de muones de AMIGA y $\alpha = 1.808$ MeV cm^2/g [43] es la pérdida de energía por unidad de profundidad del medio correspondiente a roca estándar ($\langle Z \rangle = 11$ y $\langle A/Z \rangle = 1/2$).

Las lluvias iniciadas por núcleos de hierro producen más muones que aquellas iniciadas por protones de la misma energía. Por lo tanto, sobre la estación más cercana al eje de la lluvia van a incidir, como máximo, la cantidad de muones correspondiente a las lluvias iniciadas por núcleos de hierro. La figura 6.4 muestra las distribuciones temporales de muones a 200 m del eje de la lluvia y a 2.5 m de profundidad en un área dada por $A = 30$ m$^2 \times \cos(\theta)$ (área de los detectores de muones proyectada en el plano de la lluvia) correspondientes a núcleos de hierro de energía $E = 10^{18}$ eV, ángulos de incidencia $\theta = 30°$ y $\theta = 45°$ y modelo hadrónico de altas energías QGSJET02.

Para obtener las distribuciones temporales de la figura 6.4 se propagaron los muones en tierra según la ecuación (6.4) y se consideraron a los muones tales que $E_{\mu 0} > \alpha \rho h / \cos(\theta_i) = 0.814 / \cos(\theta_i)$ GeV, donde $h = 2.5$ m es la profundidad a la que se planea enterrar a los detectores y θ_i es el ángulo de incidencia del i-ésimo muon.

De la figura 6.4 se puede ver que a 200 m del eje de la lluvia para $E = 10^{18}$ eV hay como máximo 90 muones considerando intervalos temporales de 20 ns.

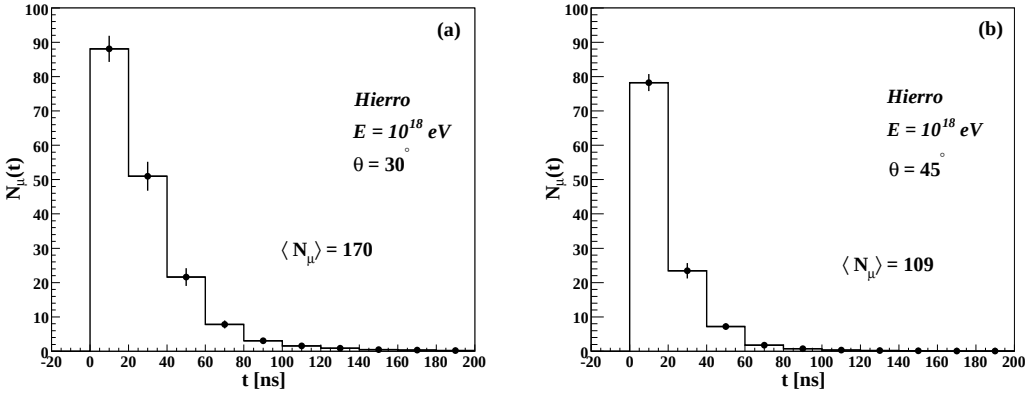

Figura 6.4: Distribuciones temporales de muones a 2.5 m bajo tierra y a 200 m del eje de la lluvia para un área $A = 30\ \mathrm{m}^2 \times \cos(\theta)$ correspondientes a lluvias iniciadas por núcleos de hierro de $E = 10^{18}$ eV y (a) 30° y (b) 45° de ángulo de incidencia. Para cada ángulo cenital se utilizaron 50 lluvias para obtener las distribuciones. Las barras de error muestran las fluctuaciones lluvia a lluvia.

6.4.3. Apilamiento de los Muones

Cuando un flujo de muones incide sobre un detector segmentado hay una probabilidad no nula de que más de un muon caiga en un mismo segmento. Esta probabilidad depende del número de muones incidentes en un intervalo de tiempo dado y del número de segmentos del detector. La distribución correspondiente a una configuración dada para el número total de muones N_μ es multinomial,

$$P(n_1, \ldots, n_{N_{seg}}) = \frac{N_\mu!}{n_1! \ldots n_{N_{seg}}!} \frac{1}{N_{seg}^{N_\mu}}, \tag{6.5}$$

donde N_{seg} es la cantidad de segmentos, n_i es la cantidad de muones correspondientes al i-ésimo segmento y $\sum_{i=1}^{N_{seg}} n_i = N_\mu$. Para obtener la expresión anterior se asumió que la probabilidad de que una dada partícula caiga en el i-ésimo segmento viene dada por $p_i = 1/N_{seg}$ para todo $i = 1 \ldots N_{seg}$.

Conociendo la distribución subyacente al problema se puede calcular el valor medio y la varianza del número de muones contados, N_μ^C, el cual está definido de la siguiente forma,

$$N_\mu^C = \sum_{i=1}^{N_{seg}} \Theta(n_i), \tag{6.6}$$

donde $\Theta(x) = 1$ para $x > 0$ y $\Theta(x) = 0$ en otro caso. El valor medio y la varianza

de N_μ^C están dados por,

$$< N_\mu^C > (N_\mu) = N_{seg}\left(1 - \left(1 - \frac{1}{N_{seg}}\right)^{N_\mu}\right) \quad (6.7)$$

$$Var\left[N_\mu^C\right](N_\mu) = N_{seg}\left(1 - \frac{1}{N_{seg}}\right)^{N_\mu}\left[1 + (N_{seg}-1)\left(1 - \frac{1}{N_{seg}-1}\right)^{N_\mu} - N_{seg}\left(1 - \frac{1}{N_{seg}}\right)^{N_\mu}\right]. \quad (6.8)$$

Dado un flujo incidente de partículas el detector va a contar N_μ^C. Para inferir el número real de partículas incidentes se puede invertir la ecuación (6.7), con lo cual se obtiene,

$$N_\mu^{Corr} = \frac{\ln\left(1 - \frac{N_\mu^C}{N_{seg}}\right)}{\ln\left(1 - \frac{1}{N_{seg}}\right)}. \quad (6.9)$$

La figura 6.5 muestra el número de muones contados, N_μ^C, como función del número de muones incidentes para 192 segmentos lo cual corresponde a 3 PMTs de 64 píxeles cada uno. A medida que aumenta el número de muones incidentes el número de muones contados difiere cada vez más del caso de segmentación infinita ya que a medida que aumenta el número de muones se produce más y más apilamiento.

Dado un número de muones contados se obtiene el número de muones incidentes por medio de la ecuacón (6.9), la cual, se obtuvo invirtiendo la expresión correspondiente al valor medio del número de muones contados. Debido a que el efecto de la segmentación en la determinación del número de muones es un proceso estadístico la utilización de la corrección dada por la ecuación (6.9) tiene asociado un error. Este error se puede calcular resolviendo las siguientes ecuaciones,

$$< N_\mu^C > (N_\mu^{Min}) + \sqrt{Var\left[N_\mu^C\right](N_\mu^{Min})} = N_\mu^C \quad (6.10)$$

$$< N_\mu^C > (N_\mu^{Max}) - \sqrt{Var\left[N_\mu^C\right](N_\mu^{Max})} = N_\mu^C, \quad (6.11)$$

de estas ecuaciones se pueden obtener N_μ^{Min} y N_μ^{Max} como función de N_μ^C. Debido a la forma de N_μ^C como función de N_μ el error en N_μ^{Corr} es asimétrico. Si se define $\sigma_+ = N_\mu^{Max} - N_\mu^{Corr}$ y $\sigma_- = N_\mu^{Corr} - N_\mu^{Min}$ se puede ver que $\sigma_+ > \sigma_-$ y que la diferencia aumenta con N_μ^C.

La importancia del error debido a la segmentación depende de que tan grande es comparado con las fluctuaciones Poissonianas que surgen del proceso de contar a los muones que arriban al detector en un intervalo de tiempo dado. El error total debido a las fluctuaciones Poisoneanas y a la segmentación viene dado por,

$$\Delta N_\mu^{\pm} = \sqrt{\sigma_\pm^2 + \sigma_{Poiss}^2}, \quad (6.12)$$

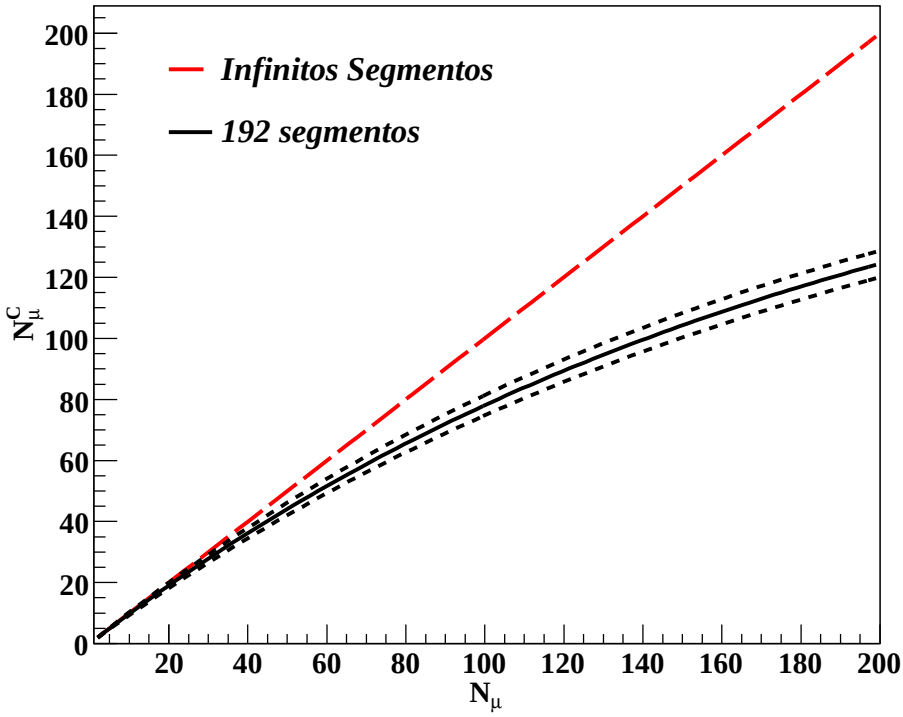

Figura 6.5: Número de muones contados como función del número de muones incidentes para 192 segmentos. La línea recta ($N_\mu^C = N_\mu$) corresponde al caso de segmentación infinita. Las líneas punteadas corresponden a la región de un sigma.

donde $\sigma_{Poiss} = \sqrt{N_\mu^{Corr}}$ es el error debido a las fluctuaciones Poissonianas solamente.

La figura 6.6 muestra el cociente entre el error total, debido a la segmentación y a las fluctuaciones Poissonianas, dividido el error Poissoniano como función del número de muones corregido. Se puede ver que para 90 muones el error total es mayor que el error Poissoniano en menos que el 13 %.

6.5. Simulación del Detector

Para estudiar la importancia de la información proveniente de los muones en la determinación de la composición química se necesita disponer de un programa que simule la respuesta de los detectores de Auger incluyendo los detectores de muones. Para esto se modificó el programa SDSim versión v3r0 [150], escrito en lenguaje de programación C++, mediante el cual se puede simular el arreglo de detectores Čerenkov de Auger. Al nuevo programa se lo llamo SDSim+MuonSim.

El programa SDSim tiene como entrada a las lluvias simuladas que pudieron haber sido generadas tanto por AIRES como por CORSIKA. La salida tiene el formato en que son almacenados los eventos de Auger, con lo cual, los eventos simulados pueden ser reconstruidos como si fueran datos reales y por lo tanto,

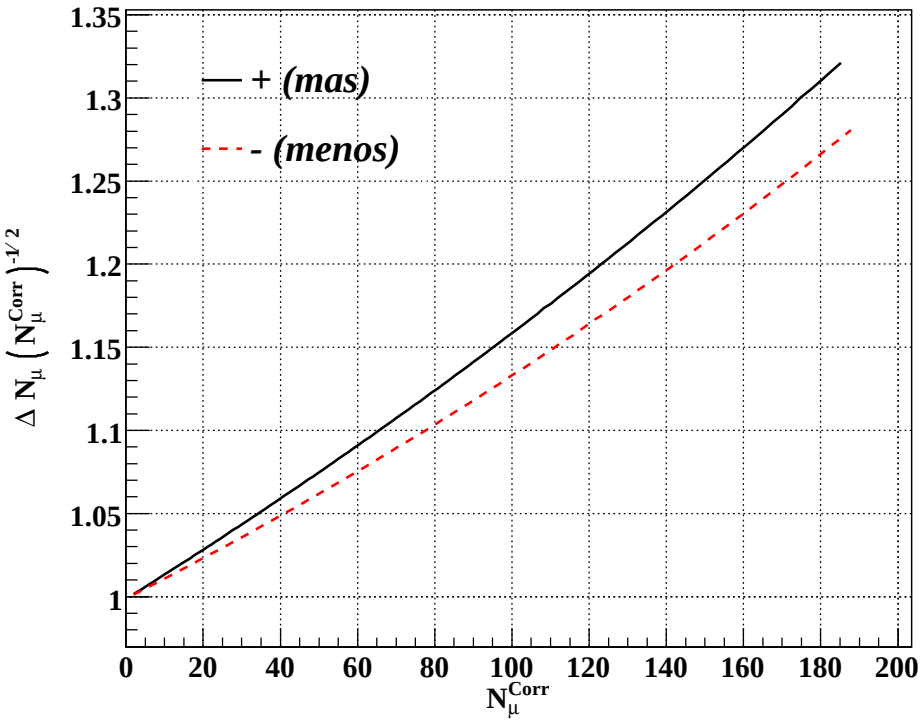

Figura 6.6: Cociente entre el error total y el error debido a las fluctuaciones Poissonianas como función del número de muones corregido correspondiente a 192 segmentos. Las dos curvas corresponden al error total calculado utilizando σ_+ y σ_-.

utilizando los programas desarrollados para tal fin.

Además de la inclusión de la simulación de los detectores de muones, se desarrolló una estructura de datos para guardar la información proveniente de los detectores de muones equivalente a la desarrollada para guardar los datos de Auger.

El procedimiento de filtrado (ver sección 2.5.3), utilizado para simular cascadas atmosféricas, introduce fluctuaciones artificiales, en particular en el número de partículas que incide sobre un detector. La incerteza estadística del número de partículas en un área dada es,

$$\sigma_N = \sqrt{\langle N^2\rangle - \langle N\rangle^2} = \sqrt{\langle \left(\sum_{i=1}^{n} w_i\right)^2 \rangle - \langle \sum_{i=1}^{n} w_i\rangle^2}, \tag{6.13}$$

para n partículas de pesos individuales w_i y $N = \sum_{i=1}^{n} w_i$. Si $W = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} w_i$ la ecuación (6.13) se escribe,

$$\sigma_N = \sqrt{\langle n^2W^2\rangle - \langle nW\rangle^2}. \tag{6.14}$$

La ecuación (6.14) toma una forma muy sencilla si se supone que $W \approx cte.$ y asumiendo que las fluctuaciones de las partículas pesadas siguen la estadística de

Poisson, o sea, $\sigma = \sqrt{\langle n \rangle}$,

$$\sigma_N = W\sqrt{\langle n \rangle} = \sqrt{W\langle N \rangle}. \tag{6.15}$$

Por lo tanto, valores grandes de los pesos de las partículas se traducen en fluctuaciones artificiales también grandes las cuales superan a las naturales o físicas (fluctuaciones lluvia a lluvia y Poissonianas). Notar que las fluctuaciones artificiales se reducen a las fluctuaciones Poissonianas físicas en el número de partículas N, $\sigma_N \to \sqrt{\langle N \rangle}$, solamente para el caso en que $W \to 1$.

Por lo cual, no es posible considerar sólo a las partículas, con sus pesos estadísticos, que atravesaron al detector ya que dichas fluctuaciones artificiales dominarían sobres la fluctuaciones físicas. Para resolver este problema, P. Billoir desarrolló un método llamado "UnThinning" [151] mediante el cual se consideran a las partículas, con sus pesos estadísticos, en un área de muestreo, A_M, alrededor de un dado detector. El tamaño de dicha zona es mucho más grande que el área del detector. Los pesos de las partículas son luego modificados según, $w_i^n = w_i A_{Det}/A_M$. Las limitaciones de este método vienen del efecto del suavizado en el área de colección, la cual contiene gradientes laterales de las densidades de partículas, gradientes de los tiempos de llegada de las partículas al la superficie de la tierra, correlaciones entre las partículas pertenecientes a sublluvias, etc. Para mantener el área de colección chica y así reducir dichos efectos es muy importante utilizar la energía de filtrado óptima ya que pesos de las partículas más grandes requieren áreas de muestreo también más grandes.

El área de muestreo es elegida de forma tal que, $A_M = w_{max} A_{Det}$ y por lo tanto, $w_i^n \leq 1$. De ésta manera, los nuevos pesos w_i^n son interpretados como la probabilidad de que una dada partícula sea tenida en cuenta en la simulación del detector.

El programa SDSim utiliza el método de UnThinning de P. Billor para inyectar partículas en los tanque de Auger. Para la simulación de los detectores de muones también se implementó dicho método, el cual se detalla a continuación.

Dado el punto de impacto de una lluvia simulada se define la zona de muestreo correspondiente a la i-ésima estación de forma tal que,

$$\frac{|r - r_k|}{r_k} < \delta \tag{6.16}$$

$$|\varphi - \varphi_k| < \alpha, \tag{6.17}$$

donde (r, φ) son las coordenadas polares en el plano de la lluvia, (r_k, φ_k) son las coordenadas polares de la k-ésima estación en el plano de la lluvia y los parámetros δ y α definen el tamaño de la zona de muestreo, los cuales se eligen de acuerdo a la energía de filtrado de la lluvia utilizada. Los valores óptimos de δ y α para lluvias de energía de filtrado relativa de 10^{-6} son 0.1 y 10° respectivamente. La figura 6.7 muestra la definición de la zona de muestreo para una dada estación.

El área de la zona de muestreo el está dada por, $A_M = 4\ \alpha\ \delta\ r_k^2/\cos(\theta)$ donde θ es el ángulo de incidencia de la lluvia.

Los pesos de las partículas que caen en la zona correspondiente al k-ésimo detector son modificados de la manera descrita anteriormente, $w_i^n = w_i A_{Det}/A_M$.

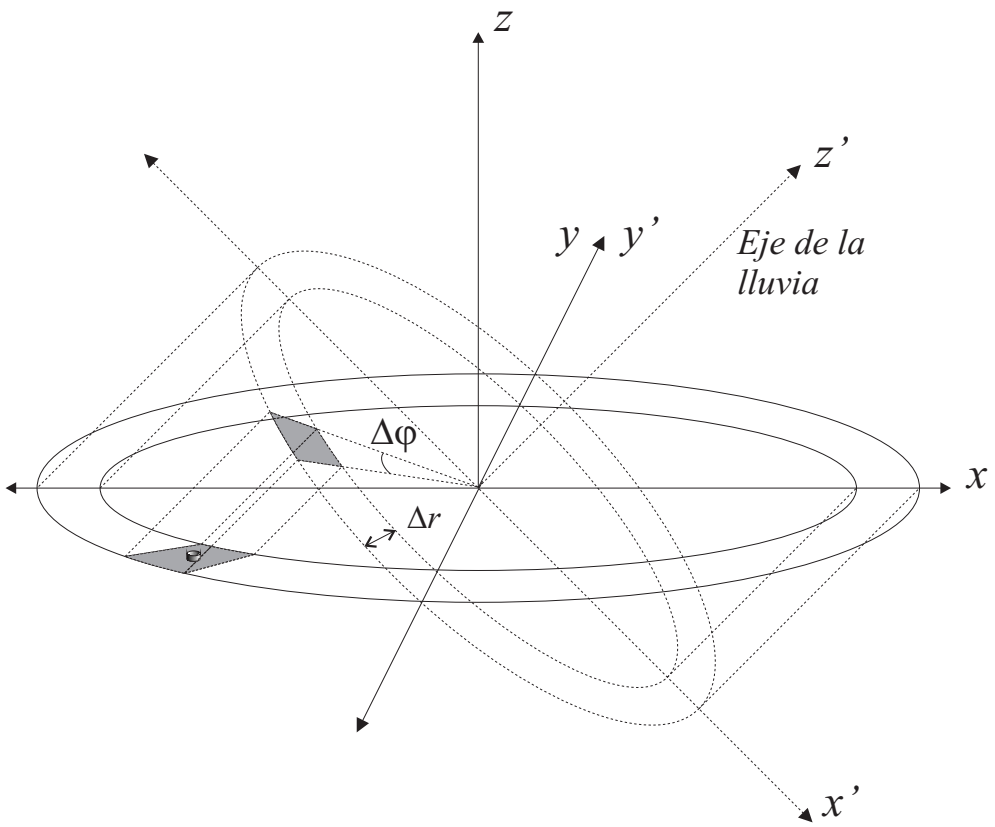

Figura 6.7: Area de muestreo asociada a una dada estación. $\Delta\varphi = 2\alpha$ y $\Delta r = 2\delta r_k$
.

Para cada partícula de la zona de muestreo se genera un número entero n_i, el cual, se distribuye según la distribución de Poisson cuyo valor medio está dado por w_i^n. Luego esta partícula es inyectada n_i veces en el detector de muones si su energía es tal que le permite alcanzarlo al atravesar la columna de 2.5 m de tierra. La pérdida de energía de los muones en la tierra viene dada por (6.4) con lo cual, solamente se inyectan en el detector de muones a los muones cuya energía es tal que, $E_{\mu 0} > \alpha\rho h/\cos(\theta_i) = 0.814/\cos(\theta_i)$ GeV donde θ_i es el ángulo cenital del i-ésimo muon y $h = 2.5$ m.

La simulación de la eficiencia del detector se realiza por medio de la distribución de Bernoulli (si m se distribuye según Bernoulli entonces m toma el valor 1 con probabilidad ϵ_f y 0 con probabilidad $1-\epsilon_f$). Por cada muon que es inyectado en el detector se genera un número m que se distribuye según Bernoulli con probabilidad ϵ_f (eficiencia del detector), si $m = 1$ el muon es detectado y si $m = 0$ no.

El tiempo de arribo de los muones al detector está dado por,

$$\begin{aligned} t_i^D &= t_i + [\sin(\theta)(\cos(\varphi)(x_i - x_k^{det}) + \sin(\varphi)(y_i - y_k^{det})) + \\ &\quad \cos(\theta)(z_i - z_k^{det})]/c, \end{aligned} \tag{6.18}$$

donde t_i es el tiempo de arribo de la i-ésima partícula, $(x_k^{det}, y_k^{det}, z_k^{det})$ son las coordenadas del k-ésimo detector, (x_i, y_i, z_i) son las coordenadas de la i-ésima

partícula y θ y φ son los ángulos correspondientes a la dirección de incidencia de la lluvia.

Los muones que tienen energía suficiente para atravesar la tierra y llegar al detector y que luego son detectados, en un intervalo de tiempo Δt (resolución temporal), son inyectados uniformemente en los segmentos que forman al detector. Finalmente, el número de muones en cada intervalo de tiempo Δt está dado por el número de segmentos en los cuales impactó por lo menos un muon. De esta manera se simula el efecto del apilamiento de los muones discutido en 6.4.3.

En resumen, el programa SDSim+MuonSim tiene como entrada a las lluvias de partículas simuladas con AIRES o CORSIKA. Las partículas que llegan al suelo son inyectadas en los detectores Čerenkov de Auger y, sólo los muones, en lo detectores de muones asociados a cada tanque. La salida del programa consiste en dos archivos tales que uno de ellos contiene la información de los detectores Čerenkov, en el formato en que se guardan los eventos de Auger, mientras que el otro contiene la información de los detectores de muones en un formato desarrollado especialmente.

6.6. Método de Reconstrucción

6.6.1. Función de Distribución Lateral de Muones

A diferencia de los electrones y fotones, los muones no sufren prácticamente desvíos en su trayectoria debidos a la interacción Coulombiana. Por esta razón, la función de distribución lateral de muones (FDLM) contiene información acerca de las trayectorias de sus progenitores los piones.

Una de las primeras parametrizaciones de FDLM para lluvias verticales fue propuesta por K. Greisen [80],

$$\rho_\mu(r) = N_\mu(t) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{-2.5}, \tag{6.19}$$

donde $r_0 = 320$ m y $N_\mu(t)$ es una constante de normalización que depende de la profundidad t.

Algunos años más tarde, S. Vernov y colaboradores propusieron una FDLM semi-analítica [152],

$$\rho_\mu(r) = N_\mu(t) \left(\frac{r}{r_v}\right)^{-\Gamma} \exp\left(\frac{r}{r_v}\right), \tag{6.20}$$

donde $\Gamma = 0.4$ y $r_v = 80$ m. Enfoques similares fueron propuestos por el grupo de M. Hillas [153] y por la Colaboración SUGAR [154]. Las pendientes de las funciones (6.19) y (6.20) son muy similares para distancias intermedias, pero la pendiente de la función (6.20) es menor para distancias cercanas al punto de impacto de la lluvia y además decae más fuertemente a distancias grandes. Estas FDLMs han sido usadas para ajustar los datos experimentales pero ninguna de ellas son capaces de reproducir a la FDLM en todo el rango de distancias de las lluvias atmosféricas.

Recientemente la Colaboración KASCADE propuso una nueva forma para la FDLM [155], la cual es una modificación de la de Greisen,

$$\rho_\mu(r) = N_\mu \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\alpha} \left(1+\frac{r}{r_0}\right)^{-\beta} \left(1+\left(\frac{r}{10\ r_0}\right)^2\right)^{-\gamma}, \qquad (6.21)$$

donde N_μ, r_0, α, β y γ son parámetros. Esta FDLM se utiliza actualmente para ajustar los datos de KASCADE-Grande, la cual, describe satisfactoriamente a las FDLM en todo el rango de distancias de las lluvias.

Para el método desarrollado para la reconstrucción de la FDLM de AMIGA se decidió utilizar la FDLM del tipo de KASCADE-Grande. La figura 6.8 muestra las FDLMs a 2.5 m bajo tierra correspondientes a protones y a núcleos de hierro de ángulos cenitales $\theta = 30°$ y $\theta = 45°$ y para energías de $10^{17.6}$ eV, 10^{18} eV y $10^{18.4}$ eV. Para calcular la pérdida de energía de los muones en la tierra se utilizó la ecuación (6.4). La figura 6.8 también muestra los ajustes de las FDLMs hechos utilizando la FDLM tipo KASCADE-Grande dada por la ecuación (6.21). Para realizar dichos ajustes se fijaron los parámetros $r_0 = 320$ m y $\alpha = 0.75$. Los valores de los parámetros libres, N_μ, β y γ fueron obtenidos del ajuste de las simulaciones.

Los ajustes hechos utlilizando la FDLM tipo KASCADE-Grande son muy buenos en todo el rango de distancias considerado. Los ajustes de las funciones de distribución lateral de muones mostrados en la figura 6.8 se realizaron para todos los valores de energía, ángulo cenital y primarios de la librería de lluvias. Como resultado se obtuvo que el parámetro γ varia muy lentamente con la energía, con el ángulo cenital y con la naturaleza del primario. Por lo cual, para la reconstrucción de la FDLM de AMIGA (ver sección siguiente) se lo fijó en $\gamma = 3$, dejando solamente a los parámetros N_μ y β libres.

6.6.2. Reconstrucción de la FDLM

El único fin de los detectores de muones es el de obtener el contenido muónico de las lluvias. No se han realizado estudios de su posible utilización en la señal de disparo para distinguir lluvias de ruido, la cual será dada por los detectores de superficie y de fluorescencia de Auger al igual que la reconstrucción de la dirección de incidencia y del punto de impacto de las lluvias. La energía se obtendrá de los detectores de fluorescencia o de la calibración de los detectores de superficie por estos últimos.

Si bien la información de los detectores de muones será utilizada para mejorar la reconstrucción de la energía obtenida a partir de lo tanques [147] y tal vez la reconstrucción de las direcciones de arribo de las lluvias, en esta Tesis nos centraremos en la importancia de la información aportada para el estudio de la composición química del primario y de los modelos hadrónicos de altas energías.

Dado un evento, la información de los muones que se quiere reconstruir es la función de distribución lateral. Se necesita entonces conocer el número de muones incidentes en cada detector. La figura 6.9 muestra la distribución temporal de muones, correspondiente a la estación más cercana al eje de la lluvia, para un

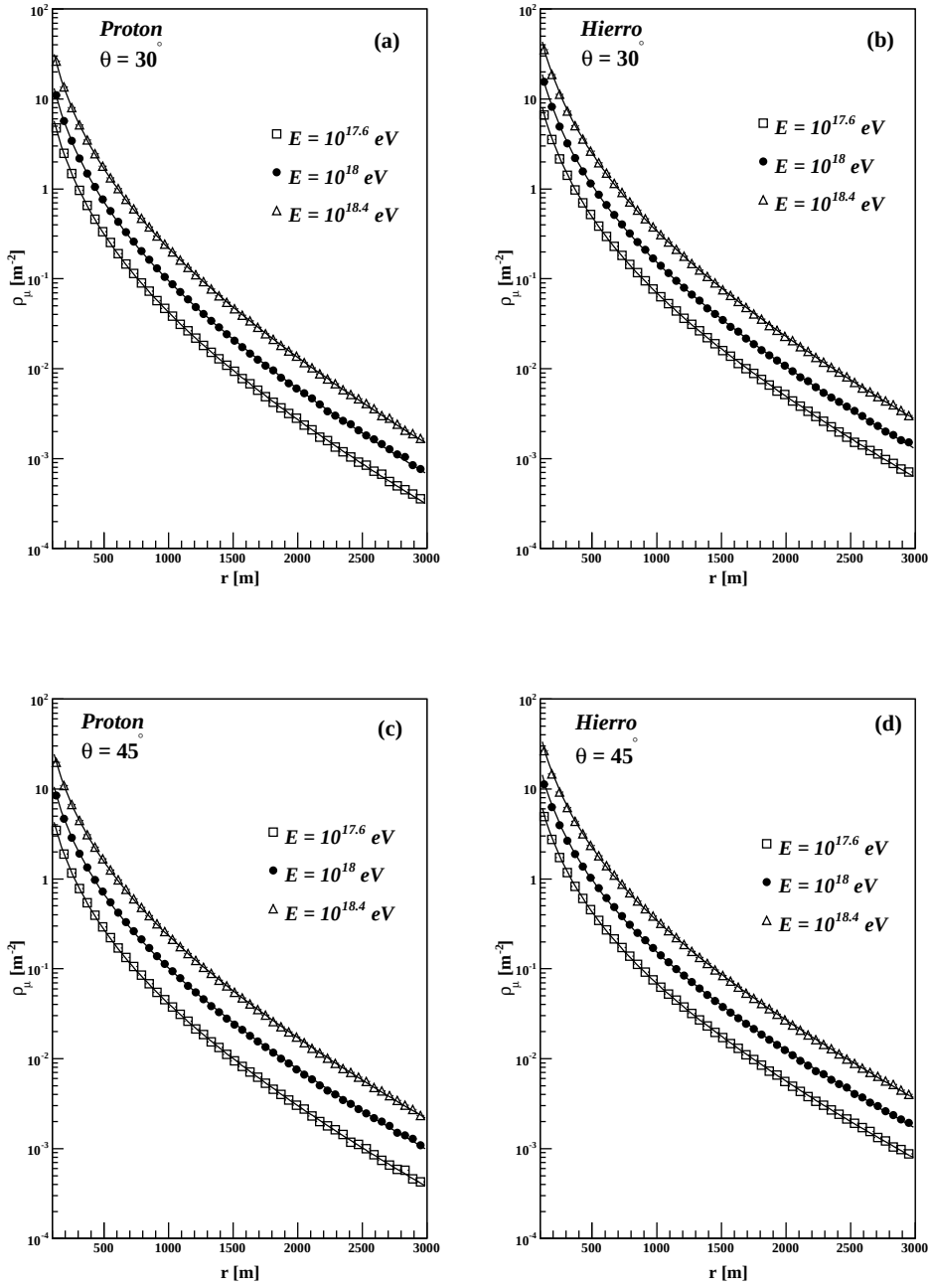

Figura 6.8: Funciones de distribución lateral de muones para tres energías diferentes correspondientes a lluvias iniciadas por (a) protones de $\theta = 30°$, (b) núcleos de hierro de $\theta = 30°$, (c) protones de $\theta = 45°$ y (d) núcleos de hierro de $\theta = 45°$. El modelo hadrónico utilizado es QGSJET02 y se utilizaron 50 lluvias para obtener cada FDLM. Las líneas continuas son los ajustes hechos con la FDLM tipo KASCADE-Grande.

evento simulado iniciado por un núcleo de hierro de $E = 10^{18}$ eV y 30° de ángulo de

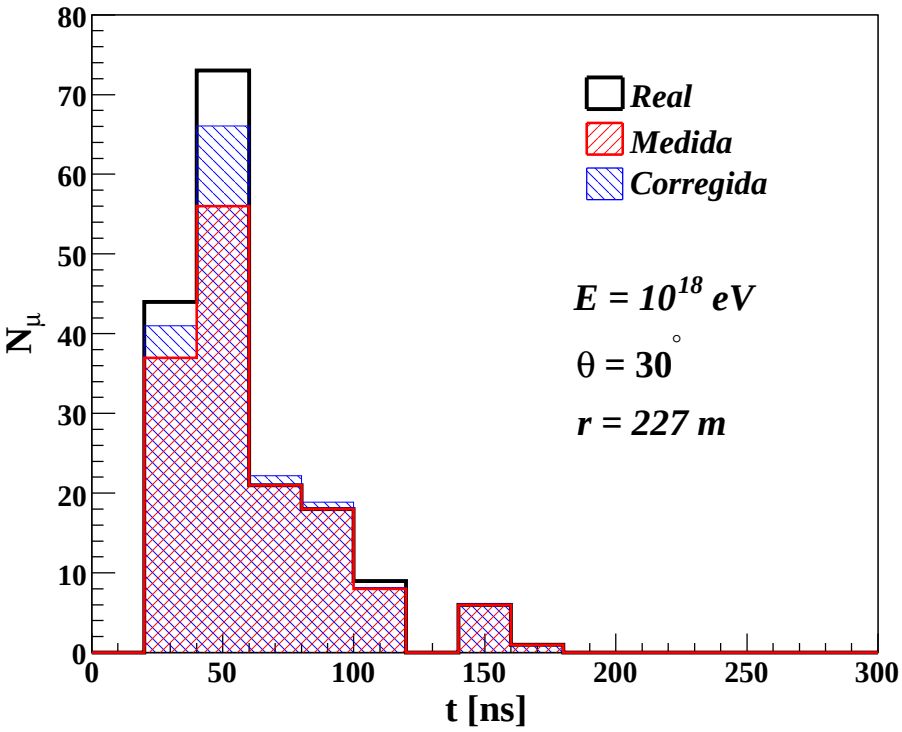

Figura 6.9: Distribución temporal de muones correspondiente a la estación más cercana al eje de la lluvia para un evento simulado de $E = 10^{18}$ eV y $\theta = 30°$. Se muestra también la distribución temporal medida y a la corregida. Se consideraron detectores de muones de 30 m^2 de área, 192 segmentos, resolución temporal de 20 ns y eficiencia igual a uno.

incidencia. Se consideraron detectores de muones de 30 m^2 de área, 192 segmentos, resolución temporal de 20 ns y eficiencia igual a uno. La figura 6.9 muestra la distribución real de muones, a la medida (que incluye el efecto del apilamiento debido a la segmentación) y a la corregida, obtenida corrigiendo el número de muones medido en cada intervalo de 20 ns mediante la ecuación (6.9). El número total de muones correspondiente a la distribución real es $n_\mu^{real} = 172$ y el número total de muones medido es $n_\mu^{med} = 147$, aproximadamente un 15 % menos que el valor real. Finalmente, el número total de muones para la distribución corregida es $n_\mu^{corr} = 163$, aproximadamente un 5 % menos que el valor real, lo cual muestra la importancia de la corrección en la determinación del número total de muones.

Debido al efecto producido por la segmentación del detector no se puede medir con precisión el número de muones a distancias muy cercanas al eje de la lluvia. Por lo tanto, para realizar el ajuste de la FDLM hay que tratar de una manera distinta a las estaciones cuyo contenido muónico sea muy grande. El efecto del error debido a la segmentación sobre el error total (debido a la segmentación y a las fluctuaciones Poissonianas) no supera el 13 % para $N_\mu^C \leq 72$, lo cual, se traduce, por medio de la ecuación (6.9), en $N_\mu^{Corr} \leq 90$ (ver sección 6.4.3). Por lo tanto, se van a considerar como estaciones saturadas a las cuales $N_\mu^C \geq 72$ en

algún intervalo de tiempo (dado por la resolución temporal) de la distribución temporal de muones medidos.

Las estaciones con 0, 1 o 2 muones son tratadas como estaciones silenciosas para evitar los posibles errores provenientes de disparos (o de no-disparos) casuales de los contadores. Para el ajuste de la FDLM se tienen en cuenta a todas las estaciones silenciosas que están a una distancia menor que 5000 m del eje de la lluvia.

La distancia de cada detector de muones al eje de la lluvia se obtiene de la información dada por los tanque Čerenkov ya que la misma se obtiene utilizando la posición del punto de impacto de la lluvia.

Asumiendo que el efecto de la segmentación es despreciable para las estaciones no saturadas, el número de muones para dichas estaciones se distribuye según la distribución de Poisson. Para realizar el ajuste de la FDLM, o sea, $\rho_\mu(r;\vec{p})$ con $\vec{p} = (N_\mu, \beta)$ (ver (6.21)), se minimiza la función de verosimilitud, $\mathcal{L} = -\ln(P)$, donde P está dada por,

$$P = \prod_{i=1}^{N_{sat}} \frac{1}{2}\left(1 - \mathrm{Erf}\left(\frac{n_{\mu i}^{med} - \rho_\mu(r_i;\vec{p})}{\sqrt{2\ \rho_\mu(r_i;\vec{p})}}\right)\right) \times \prod_{i=1}^{N} \exp(-\rho_\mu(r_i;\vec{p}))\frac{\rho_\mu(r_i;\vec{p})^{n_{\mu i}^{corr}}}{n_{\mu i}^{corr}!} \times$$

$$\prod_{i=1}^{N_{sil}} \exp(-\rho_\mu(r_i;\vec{p}))\left(1 + \rho_\mu(r_i;\vec{p}) + \frac{1}{2}\rho_\mu(r_i;\vec{p})^2\right), \tag{6.22}$$

donde la primer productoria corresponde a las estaciones saturadas, la segunda a las estaciones "buenas", no saturadas ni silenciosas y la tercera a las silenciosas. Además, r_i es la distancia de la i-ésima estación al eje de la lluvia, N_{sat} es el número de estaciones saturadas, N es el número de estaciones "buenas", N_{sil} es el número de estaciones silenciosas, $n_{\mu i}^{med}$ es la cantidad total de muones medidos correspondiente a la i-ésima estación y $n_{\mu i}^{corr}$ es la cantidad total de muones para la i-ésima estación después de haber aplicado la correción en cada intervalo temporal de la distribución temporal de muones medida.

La expresión correspondiente a las estaciones saturadas, proviene del hecho de que para valores medios grandes la distribución de Poisson se puede aproximar por una Gaussiana de valor medio μ, igual al de la Poissoniana y $\sigma = \sqrt{\mu}$, $P(n;\mu) \cong \exp(-(n-\mu)^2/2\mu)/\sqrt{2\pi\mu}$. Entonces, la probabilidad de que n sea mayor o igual que un n_0 dado viene dada por,

$$P(n \geq n_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\mu}} \int_{n_0}^{\infty} dn \exp\left(-\frac{(n-\mu)^2}{2\mu}\right) = \frac{1}{2}\left(1 - \mathrm{Erf}\left(\frac{n_0 - \mu}{\sqrt{2\ \mu}}\right)\right), \tag{6.23}$$

donde la función,

$$\mathrm{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x dt \exp(-t^2). \tag{6.24}$$

La expresión correspondiente a las estaciones silenciosas corresponde a la probabilidad de que un dado n, que se distribuye según Poisson sea menor o igual que dos,

$$P(n \leq 2) = \sum_{n=0}^{2} \exp(-\mu)\ \frac{\mu^n}{n!} = \exp(-\mu)(1 + \mu + \frac{\mu^2}{2}). \tag{6.25}$$

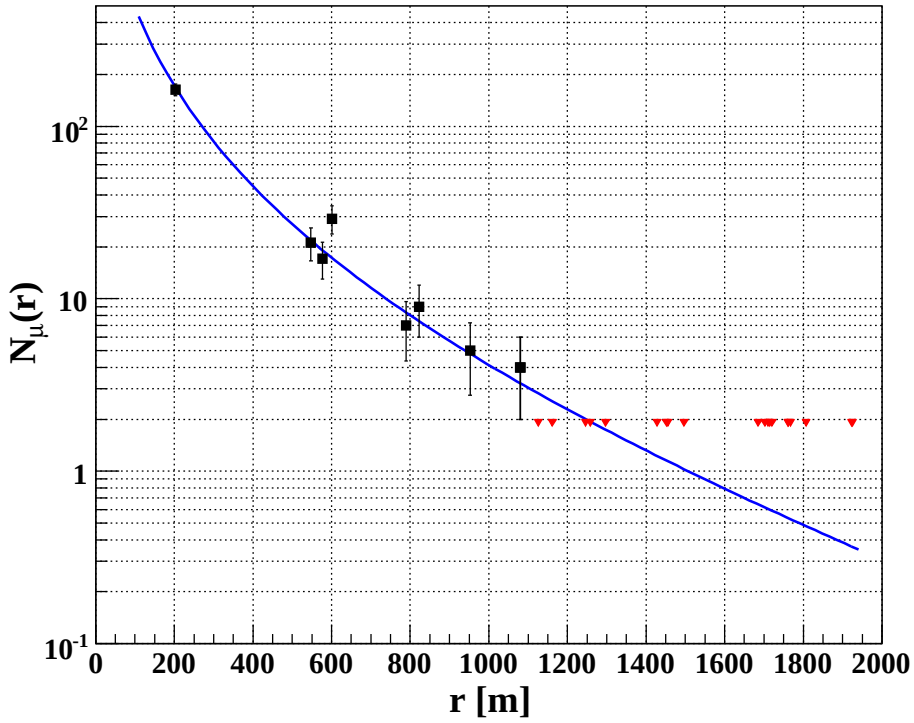

Figura 6.10: Ajuste de la FDLM para el mismo evento de la figura 6.9. Las flechas indican las posiciones de las estaciones silenciosas.

La figura 6.10 muestra el ajuste de FDLM para el evento simulado correspondiente a la figura 6.9. Para la reconstrucción de la dirección, del punto de impacto y de la energía se utilizó el paquete de reconstrucción estándar de Auger, CDAS Er-v3r4 [142]. Las flechas corresponden a las estaciones silenciosas.

6.6.3. Muones a 600 m del Eje de la Lluvia

Para realizar estudios de composición se suele utilizar como parámetro al número de muones a una distancia dada del eje de la lluvia. Debido a la separación entre detectores del arreglo de mayor superficie de AMIGA, 750 m, es conveniente utilizar como parámetro al número de muones a 600 m del eje de la lluvia, $N_\mu(600)$, [17].

La incerteza en la determinación de $N_\mu(600)$ debida al método de reconstrucción de la FDLM tiene una gran influencia en la determinación de la composición y es por esto que el diseño del contador se realizó de forma tal de optimizarla. Las distribuciones de $N_\mu(600)$ son el resultado de la convolución de la distribución real de muones a 600 m del eje de la lluvia ($N_\mu^{Real}(600)$) con la distribución que tiene en cuenta a las fluctuaciones debidas a la medición y al método de reconstrucción. Por lo tanto, el efecto de dicha convolución es el ensanchamiento de la distribución de $N_\mu^{Real}(600)$ y por consiguiente, el aumento del área de superposición de las distribuciones correspondientes a primarios distintos. Para estudiar la insetreza en

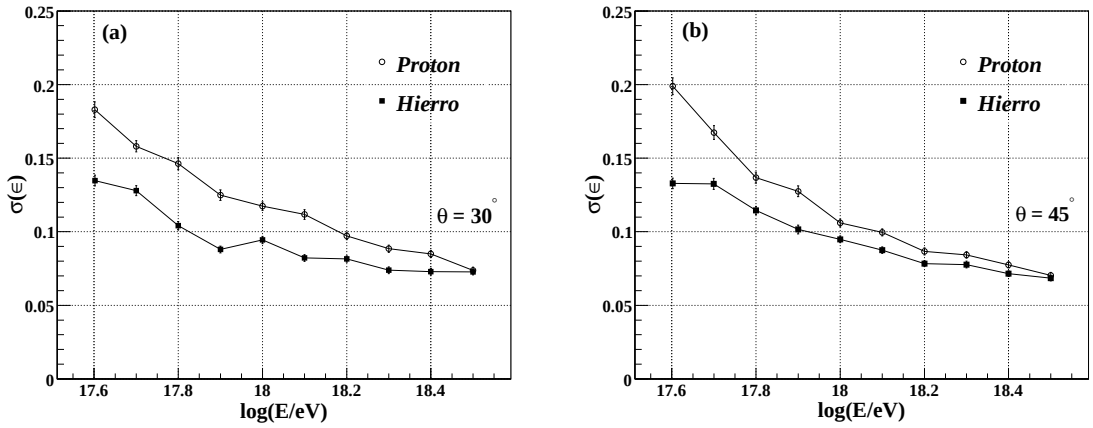

Figura 6.11: Incerteza en la determinación de $N_\mu(600)$ como función de la energía para protones y núcleos de hierro de ángulos cenitales (a) $\theta = 30°$ y (b) $\theta = 45°$. Se consideraron detectores de muones de 30 m^2 de área, 192 segmentos, resolución temporal de 20 ns y eficiencia igual a uno.

la determinación de $N_\mu(600)$ se define,

$$\epsilon = \frac{N_\mu^{Rec}(600)}{N_\mu^{Real}(600)} - 1, \tag{6.26}$$

donde $N_\mu^{Rec}(600)$ es el número de muones a 600 m del eje de la lluvia obtenido del ajuste de la FDLM. La figura 6.11 muestra el error relativo, $\sigma(\epsilon)$, obtenido del ajuste Gaussiano de las distribuciones de ϵ, como función del logaritmo de la energía para lluvias iniciadas por protones y núcleos de hierro de ángulos de incidencia $\theta = 30°$ y $\theta = 45°$. Se consideraron detectores de muones de 30 m^2 de área, 192 segmentos, resolución temporal de 20 ns y eficiencia igual a uno.

De la figura 6.11 se puede ver que el error en la determinación de $N_\mu(600)$ es menor para núcleos de hierro que para protones. Esto se debe a que las lluvias producidas por los hierros tienen más muones y por lo tanto, el número de detectores de muones que intervienen en la reconstrucción es mayor. También se puede ver que el error en $N_\mu(600)$ decrece con la energía como era de esperar y que, en particular, para energías del orden de 10^{18} eV es menor que el 13 % tanto para protones como para núcleos de hierro.

Para estudiar la robustez del método de reconstrucción desarrollado se realizó el mismo análisis pero asumiendo una resolución temporal mucho más grande que el ancho de las distribuciones temporales de muones, lo cual corresponde al peor de los casos. La figura 6.12 muestra los resultados obtenidos para este límite. Se puede ver que el error aumentó muy poco con respecto al caso de resolución temporal de 20 ns, menos que el 2 %, lo cual muestra la robustez del método de reconstrucción.

La incerteza en la determinación de $N_\mu(600)$ (menor que el $\sim 20\,\%$) obtenida para el rango de energías considerado es muy buena ya que la incerteza en la determinación de la energía de las lluvias es de, típicamente el 25 %, por lo cual es

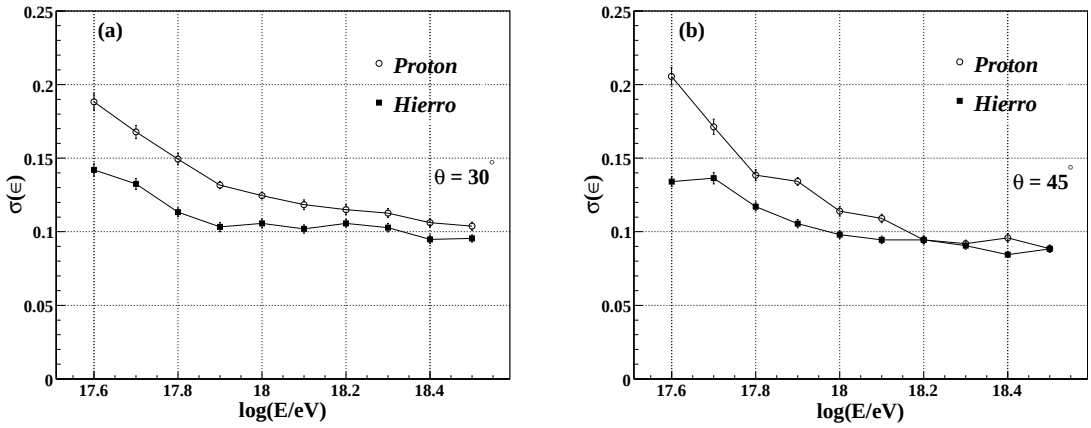

Figura 6.12: Incerteza en la determinación de $N_\mu(600)$ como función de la energía para protones y núcleos de hierro de ángulos cenitales (a) $\theta = 30°$ y (b) $\theta = 45°$. Se consideraron detectores de muones de 30 m^2 de área, 192 segmentos, resolución temporal mucho mayor que el ancho de las distribuciones temporales de muones (caso más desfavorable) y eficiencia igual a uno.

la incerteza que va a dominar en la determinación de $N_\mu(600)$ ya que el número de muones es aproximadamente proporcional a la energía del primario. Por lo tanto, el área de 30 m^2 para los detectores de muones y el número de segmentos igual a 192 optimizan los parámetros de diseño en cuanto a la determinación de $N_\mu(600)$ y a los costos de los detectores.

6.7. Parámetros Sensibles a la Composición Química

Los distintos tipos de primarios pueden ser clasificados fundamentalmente en tres grupos: fotones, núcleos pesados y núcleos livianos. Los fotones son más fáciles de individualizar debido a que se desarrollan más abajo en la atmósfera [32] y tienen muchos menos muones [18]. Por lo tanto, la separación entre fotones y hadrones es significativamente más sencilla de hacer que entre núcleos pesados y livianos. Es por esta razón que en esta Tesis se estudiará sólo la separación entre hadrones pesados y livianos.

Para la determinación de la composición química del primario se utilizan varios parámetros, obtenidos tanto de los detectores de superficie como de los telescopios de fluorescencia. La diferencia entre los parámetros sensibles a la composición correspondientes a distintos primarios se basa en el hecho de que las lluvias iniciadas por núcleos pesados se desarrollan más rápido, a mayor altura y tienen un mayor contenido muónico que las iniciadas por núcleos livianos.

Como ha sido mencionado anteriormente, todos los parámetros sensibles a la composición dependen de dos fundamentales, el número de muones, N_μ, y la profundidad del máximo de la lluvia, X_{max}. Cuando se termine la construcción de

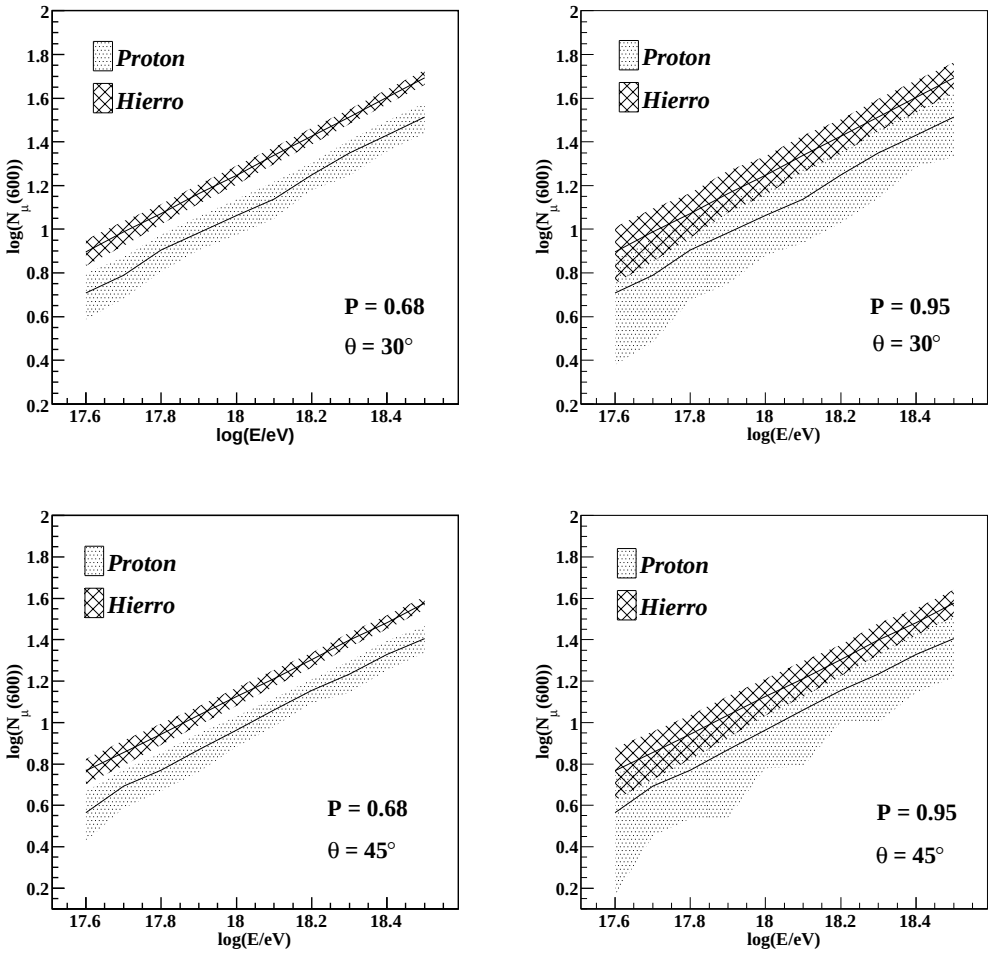

Figura 6.13: $\log(N_\mu(600))$ como función del logaritmo de la energía para núcleos de hierro y protones de ángulos de incidencia 30° y 45°. P indica la probabilidad de que un evento caiga en las regiones sombreadas.

Auger y por consiguiente la de AMIGA y HEAT, Auger va a ser capaz de medir a estos dos parámetros directamente y con gran precisión para energías entre 10^{17} eV y 10^{19} eV.

La figura 6.13 muestra el logaritmo de $N_\mu(600)$ como función del logaritmo de la energía para protones y núcleos de hierro obtenido mediante el método de reconstrucción descrito en la sección anterior. Se puede ver que, si bien las distribuciones para protones y núcleos de hierro se solapan, la separación es muy buena. Cabe recalcar que un cambio en composición, por ejemplo de primarios pesados a livianos como se espera en la transición de fuentes Galácticas a extragalácticas, implicará un cambio en la pendiente de $N_\mu(600)$ como función de la energía el cual, en principio, podrá ser detectado en forma independiente del modelo hadrónico.

Algunos de los parámetros más importantes utilizados para determinar la composición son (ver sección 2.4):

- El tiempo de subida de las señales en los detectores Čerenkov, $t_{1/2}$ (ver

capítulo 5), el cual es menor para lluvias iniciadas por núcleos pesados.

- El radio de curvatura del frente de la lluvias, R, el cual es mayor para núcleos pesados.
- La pendiente de la función de distribución lateral de la señal en los detectores Čerenkov, β, la cual es mayor para núcleos pesados.

En cada evento del detector de superficie participan una cantidad determinada de detectores Čerenkov para cada uno de los cuales se puede calcular $t^i_{1/2}$. Con el propósito de obtener un único parámetro por evento relacionado a los valores individuales $t^i_{1/2}$ correspondientes a cada estación se construyó el parámetro,

$$t_{1/2} = \frac{1}{N_T}\sum_{i=1}^{N_T}(t^i_{50} - t^i_{10}) \times \left(\frac{400\text{ m}}{r_i}\right)^2, \tag{6.27}$$

donde N_T es el número de estaciones con señal mayor que 10 VEM y distancia al eje de la lluvia mayor que 400 m, t^i_{10} y t^i_{50} son los tiempos para los cuales se colecta el 10 % y el 50 % respectivamente, de la señal total correspondiente a la i-ésima estación y r_i es la distancia al eje de la lluvia de la i-ésima estación. La construcción de este parámetro se realizó de forma tal de maximizar la diferencia entre el valor medio de $t_{1/2}$ correspondiente a lluvias iniciadas por núcleos de hierro y por protones. De manera análoga se construyó el parámetro t_F correspondiente al tiempo de caída de la señal en los detectores Čerenkov, el cual se obtiene reemplazando $t^i_{1/2} = t^i_{50} - t^i_{10}$ por $t^i_F = t^i_{90} - t^i_{50}$ en la ecuación (6.27).

En el rango de energías de AMIGA también van a funcionar los telescopios de HEAT. Se planea situar a los detectores de superficie de AMIGA a unos ~ 6 km del ojo ubicado en Cerro Coihueco donde se instalarán los telescopios de HEAT de forma tal de que los eventos de fluorescencia también sean híbridos. La figura 6.14 muestra el error en la determinación de X_{max} como función de la energía, obtenido de la reconstrucción del perfil longitudinal de eventos híbridos simulados para los telescopios de Auger+HEAT (los datos fueron obtenidos de la referencia [156]). Para energías del orden de 10^{18} eV el error en la determinación de X_{max} es menor que 24 g cm^{-2}, lo cual es muy bueno, ya que la diferencia de los valores medios de X_{max} para protones y núcleos de hierro para dichas energías es del orden de los 90 g cm^{-2}. Se realizó un ajuste lineal de los datos el cual dió como resultado,

$$\sigma(X_{max})(E) = [(-5.9 \pm 0.5)\ln(E/eV) + (129 \pm 9)]\text{ g cm}^{-2}. \tag{6.28}$$

Para obtener el parámetro X_{max} de las lluvias simuladas e incluir la respuesta de los detectores de fluorescencia y los efectos introducidos por el método de reconstrucción, se utilizó por cada lluvia, el valor de X_{max} calculado internamente por AIRES, el cual, es el resultado del ajuste del perfil longitudinal de la lluvia con la función de Gaiser-Hillas. Se generarón valores de X_{max} tomados al azar de una distribución Gaussiana cuyo valor medio estaba dado por el valor de X_{max} dado por AIRES y cuya desviación estándar estaba dada por la ecuación (6.28).

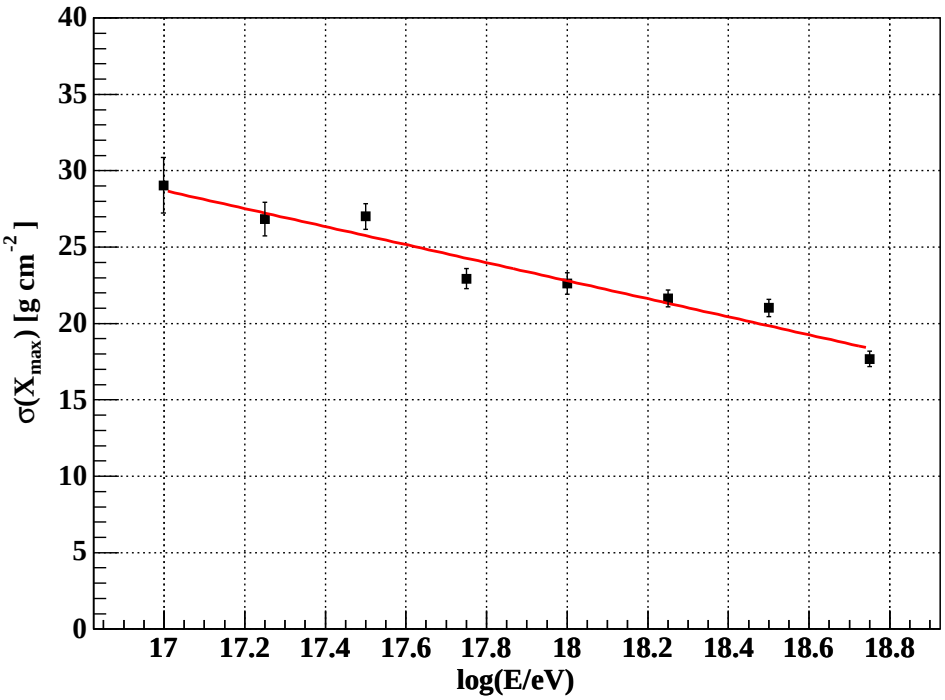

Figura 6.14: Incerteza en la determinación de X_{max} para Auger+HEAT. Los datos fueron obtenidos de la referencia [156]. La línea recta corresponde al ajuste lineal de los datos.

La cantidad definida por,

$$\eta(q) = \frac{|\langle q_{pr}\rangle - \langle q_{fe}\rangle|}{\sqrt{\sigma^2(q_{pr}) + \sigma^2(q_{fe})}}, \tag{6.29}$$

donde q_A es un parámetro dado correspondiente al núcleo A, $\langle q_A\rangle$ es el valor medio y $\sigma(q_A)$ la desviación estándar de la distribución correspondiente a dicho parámetro, da una idea o mide el poder de discriminación entre hierro y protón correspondiente al parámetro q_A. Si consideramos a la variable aleatoria $x = q_{pr} - q_{fe}$, el valor medio de x viene dado por, $\langle x\rangle = \langle q_{pr}\rangle - \langle q_{fe}\rangle$, y la desviación estándar, si q_{pr} y q_{fe} son independientes, está dada por $\sigma^2(x) = \sigma^2(q_{pr}) + \sigma^2(q_{fe})$. Por lo tanto, la variable $\eta(q)$ estima, en valor absoluto, a cuantas veces $\sigma(x)$ está el cero de la diferencia entre los valores medios de q_{pr} y q_{fe}. Por lo cual, a parámetros con muy poco poder de discriminación le corresponden valores muy chicos de η.

La figura 6.15 muestra los ajustes, a través de funciones lineales, de la variable η como función del logaritmo de la energía para los distintos parámetros discutidos anteriormente. Se incluyó también al parámetro S_{600}, señal a 600 m del eje de la lluvia en unidades de VEM, obtenido al reconstruir la función de distribución lateral correspondiente a la señal de los detectores Čerenkov. Para el arreglo de detectores de Auger de espaciado de 1500 m se utiliza al parámetro $S(1000)$ (señal a 1000 m del eje de la lluvia) como estimador de la energía mientras que para el

arreglo de 750 m de AMIGA se planea utilizar al parámertro S_{600} como estimador de la energía.

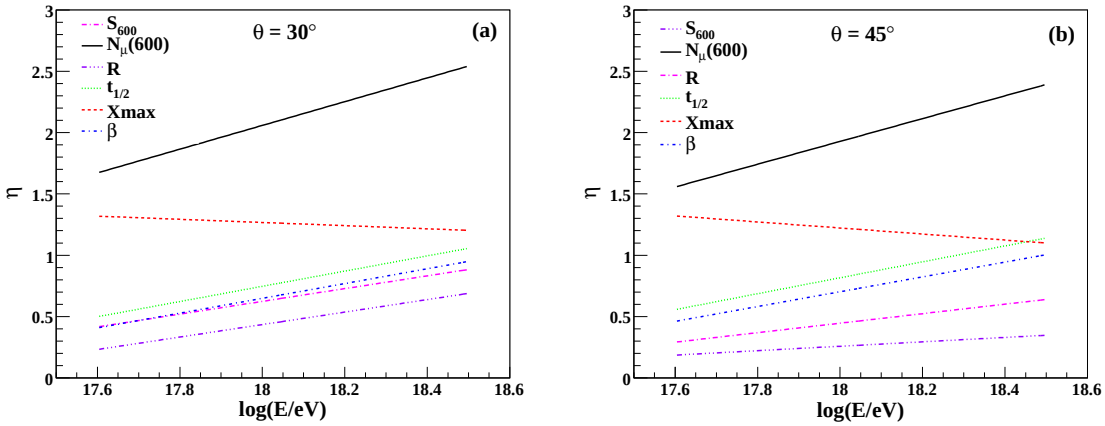

Figura 6.15: Ajustes lineales de η como función del logaritmo de la energía para los distintos parámetros considerados para (a) $\theta = 30°$ y (b) $\theta = 45°$.

La figura 6.15 muestra que el parámetro que da una mejor separación entre protones y núcleos de hierro es $N_\mu(600)$ seguido por X_{max}. Además, en promedio, η crece con la energía para todos los parámetros menos para X_{max}. Esto se debe a que los errores debidos a la reconstrucción disminuyen con la energía y además, a que al haber mayor cantidad de partículas que inciden sobre los detectores las fluctuaciones disminuyen. A pesar de que el error en la determinación de X_{max} disminuye con la energía, $\eta(X_{max})$ decrece lentamente y esto se debe a que lo que domina es el hecho de que la diferencia entre los valores medios de X_{max} para protones y núcleos de hierro también disminuye lentamente con la energía [156].

Dada la energía, el parámetro $N_\mu(600)$ es muy bueno para separar protones de núcleos de hierro. A diferencia de los otros parámetro, los cuales presentan una dependencia logarítmica con la energía, $N_\mu(600)$ tiene una dependencia aproximadamente lineal con la energía, con lo cual, su poder de discriminación disminuye al tener en cuenta el error en la determinación de la energía de cada evento. Este efecto será tenido en cuenta en los análisis de composición del capítulo siguiente.

En resumen, en este capítulo se han presentado los estudios realizados, a través de simulaciones, acerca del diseño de los detectores de muones de AMIGA. Para este fin se modificó uno de los programas ya existente capaz de simular la respuesta de los detectores Čerenkov de Auger con el propósito de incluir a los detectores de muones. Utilizando dicho programa se desarrolló un método de reconstrucción de la función de distribución lateral de muones, el cual sirvió para validar los parámetros de diseño de los contadores. Finalmente, se realizó un estudio de la incerteza en la determinación del número de muones a 600 m del eje de la lluvia, el cual, será el nuevo parámetro que se sumará a los ya existentes para los estudios de composición.

Capítulo 7

Determinación de la Composición

7.1. Introducción

Con el objetivo de determinar la composición química de los rayos cósmicos se han desarrollado e implementado una gran variedad de técnicas diferentes las cuales pueden ser divididas en dos clases, las técnicas de determinación de la composición en forma estadística y la clasificación evento a evento. Las técnicas estadísticas tienen como objetivo la determinación de la masa media como función de la energía mientras que la clasificación evento a evento tienen como propósito determinar la masa de cada eventos en forma individual. Todas estas técnicas se basan en la comparación de los datos reales con eventos simulados por lo cual, para estos análisis, es de suma importancia poseer una muy buena simulación de las lluvias atmosféricas y de los detectores. Sin embargo, la determinación de cambios en la composición como función de la energía son menos dependientes de las simulaciones y de las incertezas sistemáticas [147].

Las técnicas estadísticas se basan en general en la determinación de la composición media a través de la aplicación de la técnica de máxima verosimilitud entre las distribuciones obtenidas experimentalmente, para un parámetro dado, y las correspondientes a eventos simulados (ver por ejemplo [10, 19, 20]).

Existen varias técnicas de clasificación evento a evento, en particular algunas de las más importantes son las que involucran a redes neuronales [22] y los métodos basados en la estimación de las densidades de probabilidad multi-paramétricas provenientes de las simulaciones [157, 158].

En este capítulo se estudia y presenta en detalle una nueva técnica para la obtención de la composición en forma estadística que permitirá obtener la masa media en forma independiente del modelo hadrónico de altas energías en el contexto de AMIGA y HEAT, utilizando principalmente a los parámetros X_{max} y $N_\mu(600)$. También se estudia la posibilidad de obtener una clasificación evento a evento a través de la aplicación de técnicas no paramétricas para la estimación de densidades de probabilidad en el espacio multidimensional de parámetros sensibles a la composición.

7.2. Métodos Estadísticos

7.2.1. Parámetro ξ

Dadas las funciones de distribución para un parámetro q, sensible a la composición química del primario, correspondientes a dos primarios distintos, $A = \{a, b\}$, $f_a(q)$ y $f_b(q)$, se define,

$$\xi_q = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} P_a(q_i) = \frac{1}{N} \left[\sum_{i=1}^{N_a} P_a(q_i^a) + \sum_{i=1}^{N_b} P_a(q_i^b) \right], \tag{7.1}$$

donde q_i^A son N_A variables aleatorias que se distribuyen según $f_A(q)$, $N = N_a + N_b$ y

$$P_a(q) = \frac{f_a(q)}{f_a(q) + f_b(q)}. \tag{7.2}$$

El nuevo parámetro ξ_q así definido es un estimador de la abundancia de núcleos de tipo a. La variable ξ_q es una nueva variable aleatoria que depende a su vez de N variables aleatorias, $\xi_q = \xi_q(q_1^a \dots q_{N_a}^a, q_1^b \dots q_{N_b}^b)$. Por lo tanto, su valor medio viene dado por,

$$\begin{aligned} \langle \xi_q \rangle(c_a) \;=\; & \int dq_1^a \dots dq_{N_a}^a dq_1^b \dots dq_{N_b}^b \; \xi_q(q_1^a \dots q_{N_a}^a, q_1^b \dots q_{N_b}^b) \; f_a(q_1^a) \cdots f_a(q_{N_a}^a) \times \\ & f_b(q_1^b) \; \cdots f_b(q_{N_b}^b), \end{aligned} \tag{7.3}$$

donde $c_a = N_a/(N_a + N_b)$ es la composición correspondiente al primario a para la muestra formada por los N eventos[1]. Después de hacer las integrales de (7.3) se obtiene,

$$\langle \xi_q \rangle(c_a) = c_a \int dq P_a(q)(f_a(q) - f_b(q)) + \int dq P_a(q) f_b(q), \tag{7.4}$$

de donde se ve que el valor medio de ξ_q depende linealmente de la composición. De la ecuación (7.4) se puede ver que a medida que el solapamiento entre las distribuciones $f_a(q)$ y $f_b(q)$ disminuye, $\langle \xi_q \rangle(c_a)$ se parece cada vez más a la función identidad y que $\langle \xi_q \rangle(1/2) = 1/2$ independientemente de las funciones $f_a(q)$ y $f_b(q)$.

De la misma forma que para el cálculo del valor medio de ξ_q se puede calcular la varianza, la cual está dada por,

$$Var[\xi_q](c_a) = \frac{1}{N} \left[c_a \left(\sigma_a^2[P_a(q)] - \sigma_b^2[P_a(q)] \right) + \sigma_b^2[P_a(q)] \right], \tag{7.5}$$

donde,

$$\sigma_A^2[P_a(q)] = \int dq P_a^2(q) f_A(q) - \left(\int dq P_a(q) f_A(q) \right)^2, \tag{7.6}$$

[1] De aquí en adelante se referirá a la composición química de las muestras como composición, composición química o abundancia de a y se la notará: c_a. Para referirse a la composición química de los rayos cósmicos, la composición correspondiente al universo, se lo hará en forma explícita y se la notará: $\mathcal{C}_a$.

con lo cual, la varianza de ξ_q también es una función lineal de la composición y es inversamente proporcional a N.

De igual forma que para el cálculo de la varianza se puede calcular la covarianza de las variables ξ_q correspondientes a dos parámetros distintos. Sean $f_A(q_\mu, q_\nu)$ la función de distribución conjunta de las variables q_μ y q_ν y

$$f_{\mu A}(q_\mu) = \int dq_\nu \; f_A(q_\mu, q_\nu) \tag{7.7}$$

$$f_{\nu A}(q_\nu) = \int dq_\mu \; f_A(q_\mu, q_\nu) \tag{7.8}$$

$$P_{\mu a}(q) = \frac{f_{\mu a}(q)}{f_{\mu a}(q) + f_{\nu b}(q)} \tag{7.9}$$

$$P_{\nu a}(q) = \frac{f_{\nu a}(q)}{f_{\nu a}(q) + f_{\mu b}(q)}. \tag{7.10}$$

La covarianza entre las variables ξ_{q_μ} y ξ_{q_ν} está dada por,

$$Cov(\xi_{q_\mu}, \xi_{q_\nu}) = \frac{1}{N}\Bigg[c_a \int dq_\mu dq_\nu \; P_{\mu a}(q_\mu) P_{\nu a}(q_\nu) \; (f_a(q_\mu, q_\nu) - f_{\mu a}(q_\mu) f_{\nu a}(q_\nu)) + (1 - c_a) \int dq_\mu dq_\nu \; P_{\mu a}(q_\mu) P_{\nu a}(q_\nu) \; (f_b(q_\mu, q_\nu) - f_{\mu b}(q_\mu) f_{\nu b}(q_\nu))\Bigg]. \tag{7.11}$$

De la ecuación (7.11) se puede ver que la covarianza entre las variables ξ_{q_μ} y ξ_{q_ν} también es proporcional a la composición y que una condición suficiente para que se anule es que las variables aleatorias q_μ^A y q_ν^A sean independientes.

El parámetro ξ_q está definido como una suma de N variables aleatorias, por lo cual, para valores de N suficientemente grandes y debido al teorema central del límite dicho parámetro se distribuye según la distribución de Gauss.

A modo de ejemplo, la figura 7.1 muestra la pendiente y la ordenada al origen correspondiente al valor medio de ξ como función de η (ver ecuación (6.29)) para dos distribuciones Gaussianas de valor medio x y $-x$ y $\sigma = 1$ para las dos, con lo cual $\eta = x/\sqrt{2}$. A medida que η aumenta, la ordenada al origen tiende a cero y la pendiente a uno, es decir, $\langle \xi \rangle(c_a)$ tiende a la función identidad.

7.2.2. Simulaciones y Análisis

Simulaciones de las lluvias y de los detectores

Con el propósito de realizar estudios de composición a energías del orden de 10^{18} eV y estudiar la influencia de la indeterminación en la energía de las lluvias, se generó una librería de lluvias, por medio del programa AIRES versión 2.8.2, en el intervalo $[0.6, 2] \times 10^{18}$ eV formando un espectro, el cual sigue una ley de potencias de índice espectral $\gamma = -2.7$. Se generaron conjuntos de 166 lluvias cada

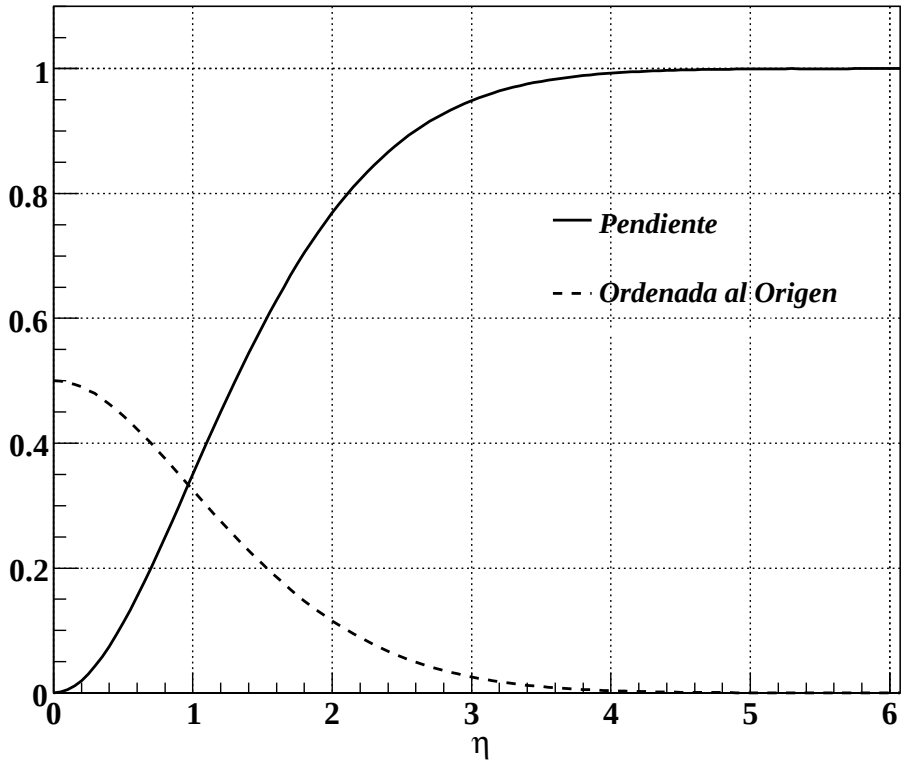

Figura 7.1: Pendiente y ordenada al origen de $\langle \xi \rangle (c_a)$ como función de η para dos Gaussianas de $\sigma = 1$.

uno de energía de filtrado relativa de 10^{-6} y factor de peso estadístico 0.2 para dos clases distintas de primarios, núcleos de hierro y protones, dos valores de ángulo cenital, $\theta = 30°$ y $\theta = 45°$ y dos modelos hadrónicos de altas energías, QGSJET02 y Sibyll 2.1. Se generaron en total 1328 lluvias.

Dichas lluvias fueron utilizadas para generar eventos de AMIGA y HEAT. La simulación del detector de superficie se realizó por medio del programa SDSim+ MuonSim. Se utilizó cada lluvia 40 veces distribuyendo los puntos de impacto en forma uniforme en el arreglo triangular de 750m de espaciado. Se utilizaron detectores de muones de 30m^2 de área formados por 192 segmentos y enterrados a 2.5m de profundidad. Se utilizó además, una resolución temporal de 20 ns y eficiencia igual a uno. Para la reconstrucción de la dirección y del punto de impacto de las lluvias se utilizó el paquete CDAS Er-v3r4 y la reconstrucción de la FDLM se realizó utilizando el método de reconstrucción descrito en la sección 6.6.

Para incluir el efecto de los detectores de HEAT y del método de reconstrucción del perfil longitudinal en la determinación de X_{max} se llevó a cabo el mismo procedimiento utilizado en la sección 6.7. Con lo cual, para cada evento simulado, además de obtener la información de los detectores Čerenkov y de los detectores de muones, se obtuvo el valor de X_{max} con las fluctuaciones correspondientes.

Determinación del intervalo de energía óptimo

La calibración en energía de los eventos de AMIGA se realizará a través del parámetro S_{600}, la señal interpolada de los detectores Čerenkov a 600 m del eje de la lluvia. Al igual que para Auger, la conversión entre S_{600} y la energía del primario se obtendrá del análisis híbrido de los datos utilizando los telescopios de HEAT. Por lo tanto, para incluir el efecto de la indeterminación en la energía se asumió que el error es Gaussiano y cuyo σ es del orden del 25 % de la energía real del primario.

Para estudiar la composición a energías del orden de $E_0 = 10^{18}$ eV primero hay que determinar en que intervalo de energías reconstruidas, centrado en E_{r0} y de la forma $I = [(1-\delta)E_{r0}, (1+\delta)E_{r0}]$ ($\delta = 0.25$ para 25 % de error en la energía), tiene la mayor fracción de eventos del intervalo de energías reales $I_0 = [(1-\delta)E_0, (1+\delta)E_0]$. Los intervalos I e I_0 no son iguales debido al espectro, la contaminación debida a eventos de energías menores que 10^{18} eV que no pertenecen a I_0 es mayor que la debida a eventos de energías mayores que 10^{18} eV que tampoco pertenecen a I_0.

El número de lluvias de energía real entre E y $E + dE$ está dado por,

$$\frac{dN}{dE}(E) = N_0\ (\gamma - 1)\frac{E_1^{\gamma-1}E_2^{\gamma-1}}{E_2^{\gamma-1} - E_1^{\gamma-1}}\ E^{-\gamma}, \tag{7.12}$$

donde, para el conjunto de lluvias simuladas, $E_1 = 0.6 \times 10^{18}$ eV, $E_2 = 2 \times 10^{18}$ eV, $N_0 = 166$ y $\gamma = 2.7$.

La cantidad de eventos con energías reales en el intervalo I_0 tales que sus energías reconstruidas caen en el intervalo I está dada por,

$$f_A(E_{r0}) = \int_{(1-\delta)E_{r0}}^{(1+\delta)E_{r0}} dE \int_{(1-\delta)E_0}^{(1+\delta)E_0} dE'\ \frac{dN}{dE'}(E')\ G(E, E'), \tag{7.13}$$

donde $G(E, E') = \exp(-(E - E')^2/(2\delta^2 E'^2))/(\sqrt{2\pi}\ \delta\ E')$. Por otra parte, la cantidad de eventos cuya energía real no pertenece a I_0 y su energía reconstruida pertenece a I viene dada por,

$$\begin{aligned} f_B(E_{r0}) \ = \ & \int_{(1-\delta)E_{r0}}^{(1+\delta)E_{r0}} dE \left[\int_{E_1}^{(1-\delta)E_0} dE'\ \frac{dN}{dE'}(E')\ G(E, E') + \right. \\ & \left. \int_{(1+\delta)E_0}^{E_2} dE'\ \frac{dN}{dE'}(E')\ G(E, E') \right]. \end{aligned} \tag{7.14}$$

Por lo tanto, el valor de E_{r0} para el cual la fracción de eventos pertenecientes a I_0 que caen en I es máxima se obtiene minimizando el cociente $F(E_{r0}) = f_B(E_{r0})/f_A(E_{r0})$. La figura 7.2 muestra $F(E_{r0})$ como función de E_{r0} para $\delta = 0.25$, se puede ver que tiene un mínimo el cual no coincide con $E_0 = 10^{18}$ eV debido al efecto del espectro. El valor que minimimiza a la función $F(E_{r0})$ es $E_{r0} \cong 1.14181 \times 10^{18}$ eV y por lo tanto, $I = [0.856,\ 1.427] \times 10^{18}$ eV para 25 % de error en la energía.

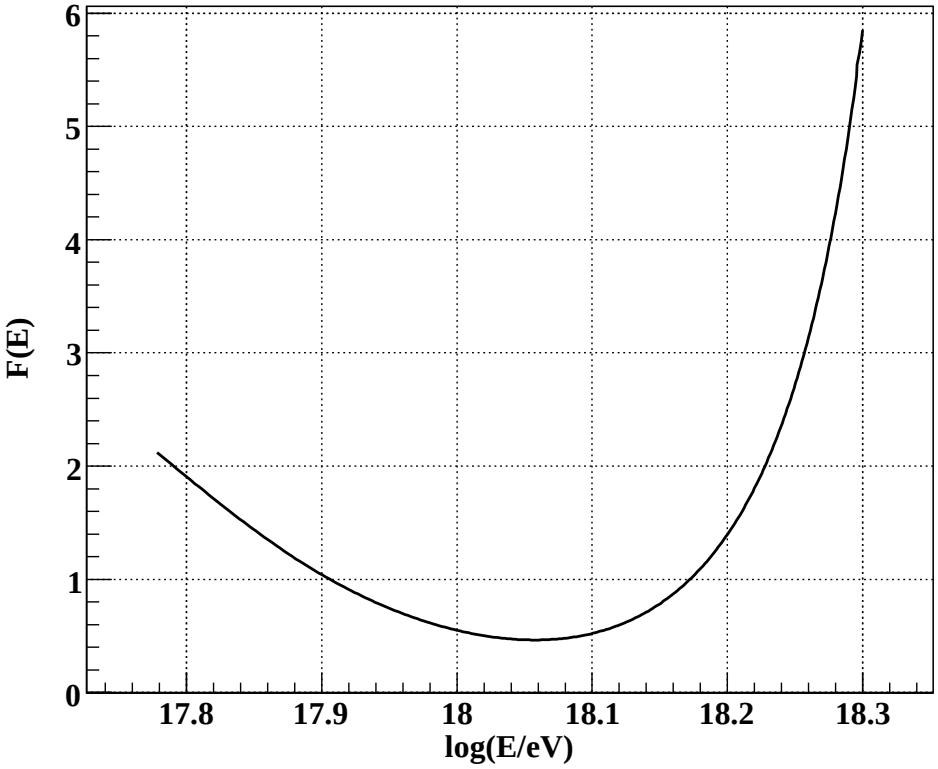

Figura 7.2: Cociente entre el número de eventos que no pertenecen a I_0 y que caen en I y el número de eventos pertenecientes a I_0 que caen en I como función del valor central de I, E_{r0}, para $\delta = 0.25$. El mínimo se alcanza para $E_{r0} \cong 1.14181 \times 10^{18}$ eV.

Estimación de las densidades de probabilidad

Para estimar las distribuciones de los distintos parámetros, sensibles a la composición del primario, a partir de los datos obtenidos de las simulaciones se utilizó la técnica de superposición de kernels detallada en el apéndice A. Con el propósito de obtener las densidades de probabilidad de los distintos parámetros incluyendo la incerteza en la determinación de la energía se obtuvieron muestras de eventos de la siguiente manera: por cada evento de energía real E se obtuvo la energía reconstruida tomando un valor al azar de una distribución Gaussiana de valor medio E y $\sigma = 0.25\ E$. Si el valor de energía obtenido pertenecía al intervalo I entonces ese evento era agregado a la muestra. Este procedimiento se realizó 10 veces para cada tipo de primario, ángulo cenital y modelo hadrónico de altas energías de la librería de lluvias generada.

Para cada muestra obtenida se calcularon los estimadores de las densidades de probabilidad correspondientes a cuatro pares de parámetros, $\{(N_\mu(600), X_{max})$, $(N_\mu(600), t_{1/2})$, $(N_\mu(600), \beta)$, $(N_\mu(600), R)\}$, donde la definición de los parámetros está dada en la sección 6.7.

Una primera estimación de la función de distribución correspondiente al par

de parámetros $\vec{x}$ se calculó a través de (ver ecuación (A.13)),

$$\hat{f}_0(\vec{x}) = \frac{1}{N\sqrt{|\mathbf{V}|}\ 2\pi\ h_0^2} \sum_{i=1}^{N} \exp\left[-\frac{(\vec{x}-\vec{x}_i)^T\mathbf{V}^{-1}(\vec{x}-\vec{x}_i)}{2h_0^2}\right], \tag{7.15}$$

donde N es la cantidad de pares $\vec{x}_i$ correspondientes a una dada muestra, $\mathbf{V}$ es la matriz de covarianza de los datos y $h_0 = 1.06 \times N^{-1/6}$ es un parámetro de suavizado correspondiente a muestras que se distribuyen según la distribución de Gauss, el cual es utilizado comúnmente ya que se obtienen muy buenos resultados a pesar de que las muestras consideradas no se distribuyan en forma Gaussiana. Para obtener una mejor estimación de las funciones de distribución se utilizó la técnica de estimadores adaptativos (ver sección A.1). Primeramente se obtuvo una estimación de las funciones de distribución $\hat{f}_0(\vec{x})$ por medio de la ecuación (7.15) y luego se calcularon los siguientes parámetros,

$$\lambda_i = \left[\frac{f_0(\vec{x}_i)}{\left(\prod_{j=1}^{N} f_0(\vec{x}_j)\right)^{1/N}}\right]^{-1/2}. \tag{7.16}$$

Finalmente la estimación adaptativa de las funciones de distribución se calculó por medio de,

$$\hat{f}(\vec{x}) = \frac{1}{N\sqrt{|\mathbf{V}|}\ 2\pi} \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{h_i^2} \exp\left[-\frac{(\vec{x}-\vec{x}_i)^T\mathbf{V}^{-1}(\vec{x}-\vec{x}_i)}{2h_i^2}\right], \tag{7.17}$$

donde $h_i = h_0\ \lambda_i$.

Cada función de distribución estimada $\hat{f}(\vec{x})$ tiene asociada una incerteza debido a que está construida a partir de un conjunto finito de N elementos. Dicha incerteza fue estimada a través de la técnica llamada "Smoothed Bootstrap" (ver sección A.2). Para cada $\hat{f}(\vec{x})$ se construyeron 10 muestras más de N elementos cada una tomados al azar de $\hat{f}(\vec{x})$. A cada muestra se le aplicó el mismo procedimiento utilizado para obtener $\hat{f}(\vec{x})$. Por lo tanto, por cada par de parámetros, tipo de primario, ángulo cenital y modelo hadrónico de altas energías se obtuvieron 110 estimadores adaptativos de las funciones de distribución del universo. Notar que si bien la técnica "Smoothed Bootstrap" permite calcular la varianza del estimador no dice nada acerca del $Bias[\hat{f}(\vec{x})] = E[\hat{f}(\vec{x})] - f(\vec{x})$.

Las figuras 7.3 y 7.4 muestran el promedio de las 110 funciones de distribución correspondientes a los parámetros X_{max} y $N_\mu(600)$ para protones y núcleos de hierro respectivamente, de ángulo cenital $\theta = 45°$ y QGSJET02 como modelo hadrónico de altas energías.

La figura 7.5 muestra el valor medio y la región de un sigma correspondiente a las distribuciones marginales de los parámetros X_{max} y $N_\mu(600)$ para protones y núcleos de hierro de $\theta = 45°$ y modelos hadrónicos de altas energías QGSJET02 y Sibyll 2.1. Se puede ver que las lluvias correspondientes a Sibyll 2.1 generan, en valor medio, menos muones que QGSJET02 y que la diferencia entre los valores medios de las distribuciones de X_{max} para QGSJET02 es menor que para Sibyll 2.1.

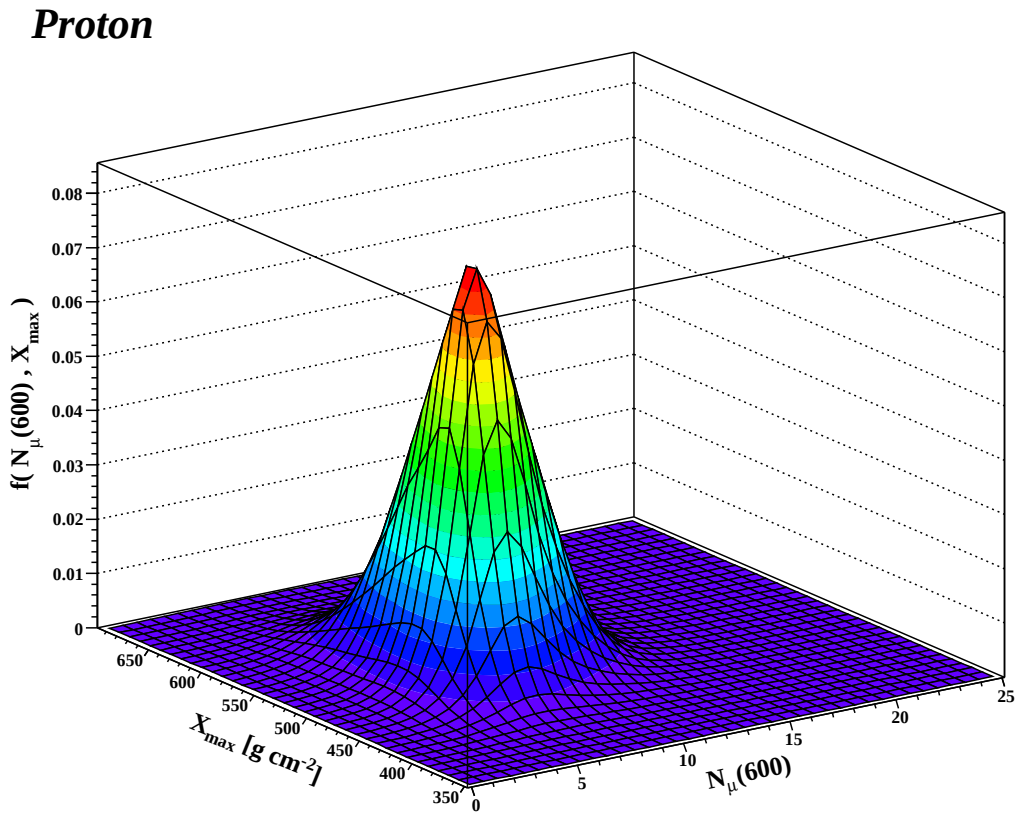

Figura 7.3: Distribución promedio para los parámetros X_{max} y $N_\mu(600)$ correspondiente a lluvias iniciadas por protones de $\theta = 45°$ y QGSJET02 como modelo hadrónico de altas energías.

Método para la determinación de la composición

Con el propósito de utilizar a las variables ξ_q, correspondientes a los distintos parámetros considerados, para determinar la composición de una mezcla dada de protones y núcleos de hierro, se generaron muestras de $N = 100$ y $N = 1000$ eventos tomando valores al azar, para cada par de parámetros, de las distribuciones promedio. $N = 100$ es la cantidad de eventos híbridos que caen en el intervalo I de energía considerado, en dos años de toma de datos para el arreglo de 750 m de distancia entre detectores y $N = 1000$, es el total de eventos de superficie esperado en dos años de toma de datos ya que los eventos híbridos son aproximadamente el 10 % del total de los eventos de superficie [159]. $N = 1000$ también es la cantidad de eventos híbridos esperados en 20 años de funcionamiento de Auger, tiempo para el cual fue diseñado, que caen en el intervalo de energía I.

Para cada par de parámetros, ángulo cenital y modelo hadrónico se generaron 1000 muestras de $N = 100$ eventos y 300 muestras de $N = 1000$ eventos para cada valor de abundancia de protones desde $c_p = 0$ hasta $c_p = 1$ en pasos de $\Delta c_p = 0.1$. Para cada muestra generada correspondiente a un dado modelo hadrónico, ángulo

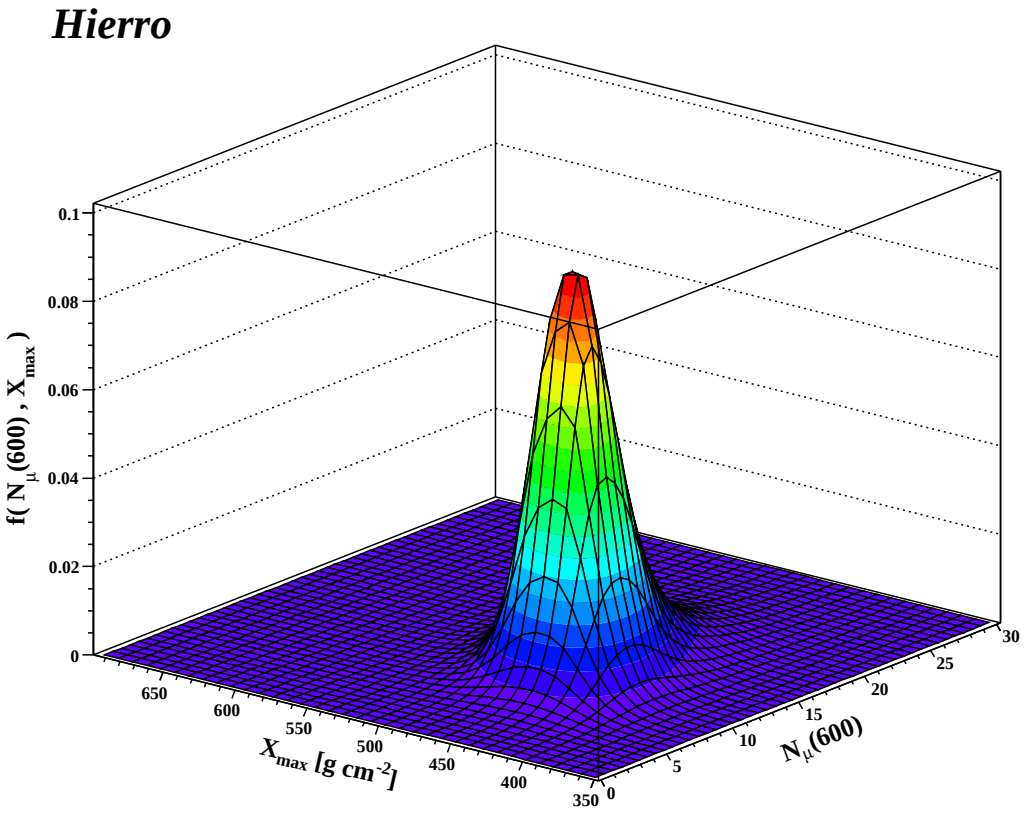

Figura 7.4: Distribución promedio para los parámetros X_{max} y $N_\mu(600)$ correspondiente a lluvias iniciadas por núcleos de hierro de $\theta = 45°$ y QGSJET02 como modelo hadrónico de altas energías.

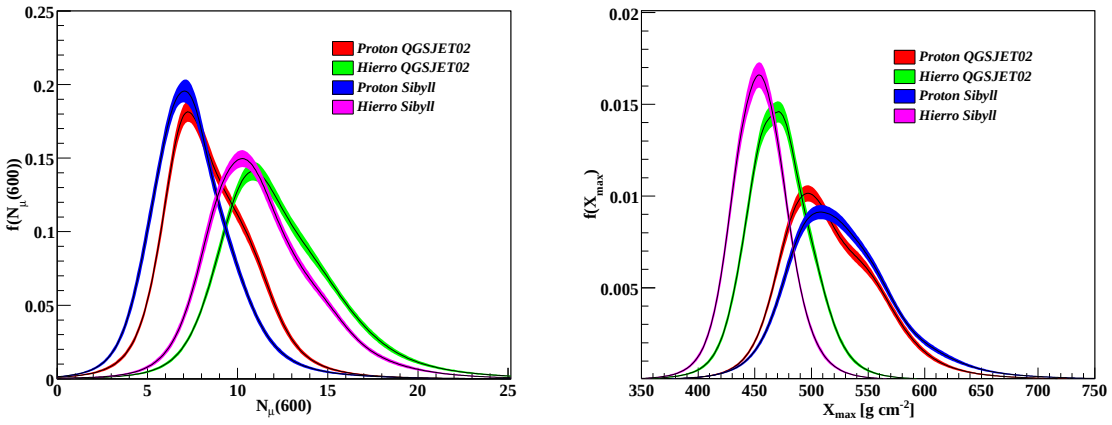

Figura 7.5: Valor medio y región de un sigma correspondiente a las distribuciones marginales de $N_\mu(600)$ y X_{max} estimadas para protones y núcleos de hierro de $\theta = 45°$ y modelos hadrónicos QGSJET02 y Sibyll 2.1.

cenital y composición se calcularon los valores de las variables ξ_{q_1} y ξ_{q_2} dados por,

$$\xi^{kl}_{q_\nu}(c_p) = \frac{1}{N}\left[\sum_{i=1}^{Nc_p} P^{kl}_{p,\nu}(q^p_{\nu i}) + \sum_{i=1}^{N(1-c_p)} P^{kl}_{p,\nu}(q^{fe}_{\nu i})\right], \tag{7.18}$$

donde c_p es la abundancia de protones para muestras de N eventos, $\nu = 1, 2$ y

$$P^{kl}_{p,\nu}(q_\nu) = \frac{\hat{f}^k_{p,\nu}(q_\nu)}{\hat{f}^k_{p,\nu}(q_\nu) + \hat{f}^l_{fe,\nu}(q_\nu)}. \tag{7.19}$$

La función $\hat{f}^k_{p,\nu}(q_\nu)$ es la k-ésima función de distribución marginal estimada para protones correspondiente al parámetro q_ν y $\hat{f}^l_{fe,\nu}(q_\nu)$ es la l-ésima función de distribución marginal estimada para núcleos de hierro correspondiente al parámetro q_ν. Para calcular $P^{kl}_{p,\nu}(q_\nu)$ se utilizó únicamente QGSJET02, el cual es tomado como el verdadero modelo de las interacciones hadrónicas de altas energías.

Por cada muestra correspondiente a un modelo hadrónico dado, un ángulo cenital y una dada abundancia de protones se obtuvieron 110×110 valores de ξ_{q_ν} correspondientes a las posibles combinaciones de las funciones de distribución para protón y núcleos de hierro estimadas.

Finalmente, para cada par de parámetros, modelo hadrónico, ángulo cenital y abundancia de protones se calcularon las cantidades $\sigma(\xi_{q_1})$, $\sigma(\xi_{q_2})$ y la covarianza $cov(\xi_{q_1}, \xi_{q_2})$ a partir de los $110 \times 110 \times 300$ valores de ξ_{q_ν} obtenidos para las muestras de $N = 1000$ eventos y de los $110 \times 110 \times 1000$ valores de ξ_{q_ν} obtenidos para las muestras de $N = 100$ eventos.

La figura 7.6 muestra los parámetros ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ como función de la abundancia de protones para $\theta = 45°$, $N = 1000$ y $N = 100$ eventos y para muestras correspondientes a los dos modelos de las interacciones hadrónicas considerados. La figura 7.6 también muestra las regiones de uno y dos sigmas para ξ las cuales representan, respectivamente, el 68 % y el 95 % (debido a que las variables ξ se distribuyen en forma Gaussiana) de probabilidad de que un valor dado de ξ caiga en cada una de dichas regiones. Como era de esperar los valores de sigma correspondientes a 100 eventos son mucho mayores que para 1000, esto se debe a que la varianza de la variable ξ es inversamente proporcional al número de eventos (ver ecuación (7.5)).

De la figura 7.6 se puede ver que el valor medio de la variable ξ aumenta en forma lineal con la composición pero el ángulo que forman tales funciones lineales con el eje x es menor que 45°, el cual corresponde al caso ideal en que los valores medios de las distribuciones para protones y núcleos de hierro están infinitamente separados y por lo tanto el área de solapamiento de las mismas es cero. También se puede ver que la recta correspondiente a ξ_μ para QGSJET02 tiene pendiente muy parecida a la correspondiente a $\xi_{X_{max}}$, también para QGSJET02, lo cual implica que el poder de discriminación de $N_\mu(600)$ es del orden de el de X_{max}. En la sección 6.7 se encontró que el parámetro η correspondiente a $N_\mu(600)$ para $E = 10^{18}$ eV era bastante mayor que el correspondiente a X_{max} pero esto se daba para valores fijos de la energía del primario. En este caso, las distribuciones de los parámetros

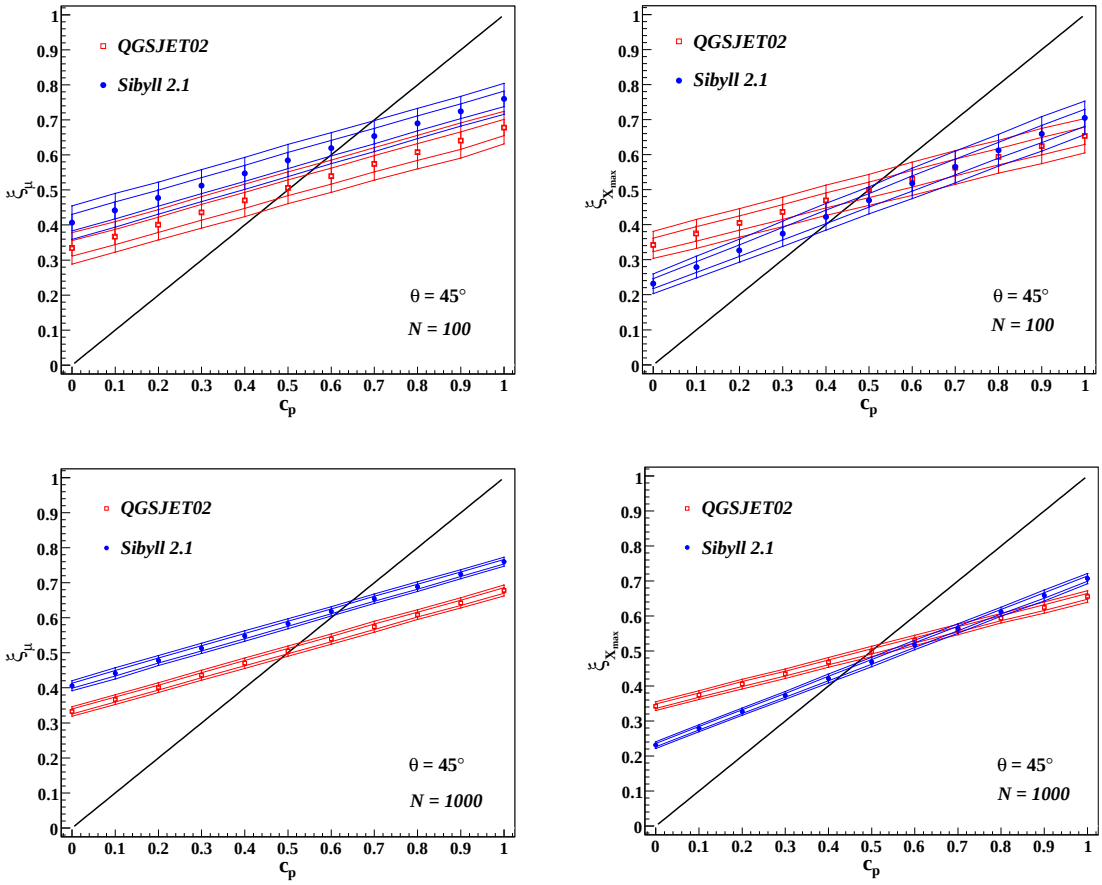

Figura 7.6: Valores medios y regiones de uno y dos sigmas correspondientes a ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ como función de la abundancia de protones para $\theta = 30°$, $N = 100$ y $N = 1000$ y para muestras generadas usando QGSJET02 y Sibyll 2.1. Para el cálculo de ξ correspondiente a los parámetros considerados se utilizaron los estimadores de las funciones de distribución correspondientes a QGSJET02.

contienen un batido de energías debido al error que existe en la determinación de la energía de las lluvias y como el número de muones depende casi linealmente de la misma, dicho error influye de forma tal que el poder de discriminación de $N_\mu(600)$ disminuye.

La figura 7.6 también muestra el parámetro ξ como función de la composición para el caso en que Sibyll 2.1 es en realidad el modelo hadrónico correcto, pero debido a que ξ se calcula suponiendo que QGSJET02 es el modelo verdadero se obtienen comportamientos diferentes, en particular ya no pasa que para abundancia de protones igual a 0.5 el valor medio de ξ también es 0.5. La recta correspondiente al valor medio de ξ_μ para Sibyll 2.1 se encuentra por encima de la correspondiente a QGSJET02, esto se debe a que, en valor medio, las lluvias generadas por Sibyll 2.1 tienen menos muones que las correspondientes a QGSJET02 (ver figura 7.5) y es por esto que al usar a QGSJET02 como el modelo hadrónico verdadero se obtiene una mayor abundancia de protones. Para el caso de $\xi_{X_{max}}$ lo

que se puede ver es que para valores chicos de la abundancia de protones, o sea, valores grandes de la abundancia de hierro, el valor de $\xi_{X_{max}}$ es menor para Sibyll 2.1 que para QGSJET02 y esto se debe a que, como muestra la figura 7.5, el valor medio de X_{max} para núcleos de hierro correspondiente a Sibyll 2.1 es menor que el correspondiente a QGSJET02. Para valores grandes de la abundancia de protón $\xi_{X_{max}}$ para Sibyll 2.1 es mayor o del orden que para QGSJET02, esto se debe a que el valor medio de X_{max} para protones generados por Sibyll 2.1 es un poco mayor que para QGSJET02. Como resultado final se obtiene, para el valor medio de $\xi_{X_{max}}$ correspondiente a Sibyll 2.1, una recta cuya pendiente es mayor que la correspondiente a QGSJET02.

La figura 7.7 muestra las variables ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ como función de la abundancia de protones para $\theta = 30°$, $N = 1000$ y $N = 100$ eventos y para muestras correspondientes a los dos modelos hadrónicos considerados. Al igual que para el caso de $\theta = 45°$, se puede ver que las fluctuaciones disminuyen drásticamente al pasar de 100 a 1000 eventos y que los valores medios de dichas variables crecen linealmente con la abundancia de protones. También se puede ver, de las pendientes de la rectas que forman los valores medios de los parámetros ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ que el poder de discriminación de X_{max} es mayor que el de $N_\mu(600)$. Al igual que para $\theta = 45°$, esto se debe a la incerteza en la determinación de la energía del primario.

Si bien los comportamientos de ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ para $\theta = 45°$ y $\theta = 30°$ son cualitativamente parecidos, dichas variables dependen fuertemente del ángulo cenital debido a la dependencia de las distribuciones de los parámetros con θ.

La distribución conjunta de los parámetros ξ_{q_1} y ξ_{q_2} es Gaussiana y es tal que los valores medios y la matriz de covarianza dependen de la abundancia de protón (ver sección 7.2.1). La figura 7.8 muestra las elipses que delimitan las regiones del 68 % y 95 % de probabilidad correspondientes a los parámetros ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ para $\theta = 45°$ y $\theta = 30°$, $N = 100$ y $N = 1000$ eventos y para muestras generadas con los modelos hadrónicos QGSJET02 y Sibyll 2.1. Como era de esperar las elipses correspondientes a 1000 eventos son mucho más chicas que las correspondientes a 100 eventos.

La forma en que se ubican las elipses correspondientes a los dos modelos hadrónicos considerados permiten obtener, a partir de una muestra de eventos obtenida experimentalmente, la composición independientemente del modelo hadrónico.

Para obtener la composición a partir de las distribuciones de ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ correspondientes a un ángulo cenital dado y a una cantidad de eventos dada se interpolaron linealmente los valores medios y las matrices de covarianza correspondientes a los dos modelos hadrónicos considerados. De esta manera se obtuvieron, para cada ángulo cenital y cantidad de eventos, las siguientes funciones interpoladas, $\vec{\mu}(c_p, \lambda) = (\langle \xi_\mu \rangle (c_p, \lambda), \langle \xi_{X_{max}} \rangle (c_p, \lambda))$ y $\mathbf{V}(c_p, \lambda)$ donde $c_p \in [0, 1]$ es la abundancia de protones y $\lambda \in [0, 1]$ es un parámetro tal que $\lambda = 0$ corresponde al modelo QGSJET02 y $\lambda = 1$ corresponde a Sibyll 2.1. Los valores intermedios de λ corresponden a modelos hadrónicos cuyos parámetros ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ caen entre los valores correspondientes a QGSJET02 y Sybill 2.1. Por lo tanto, el parámetro λ parametriza a las líneas de isocomposición que barren los posibles modelos hadrónicos entre QGSJET02 y Sibyll 2.1.

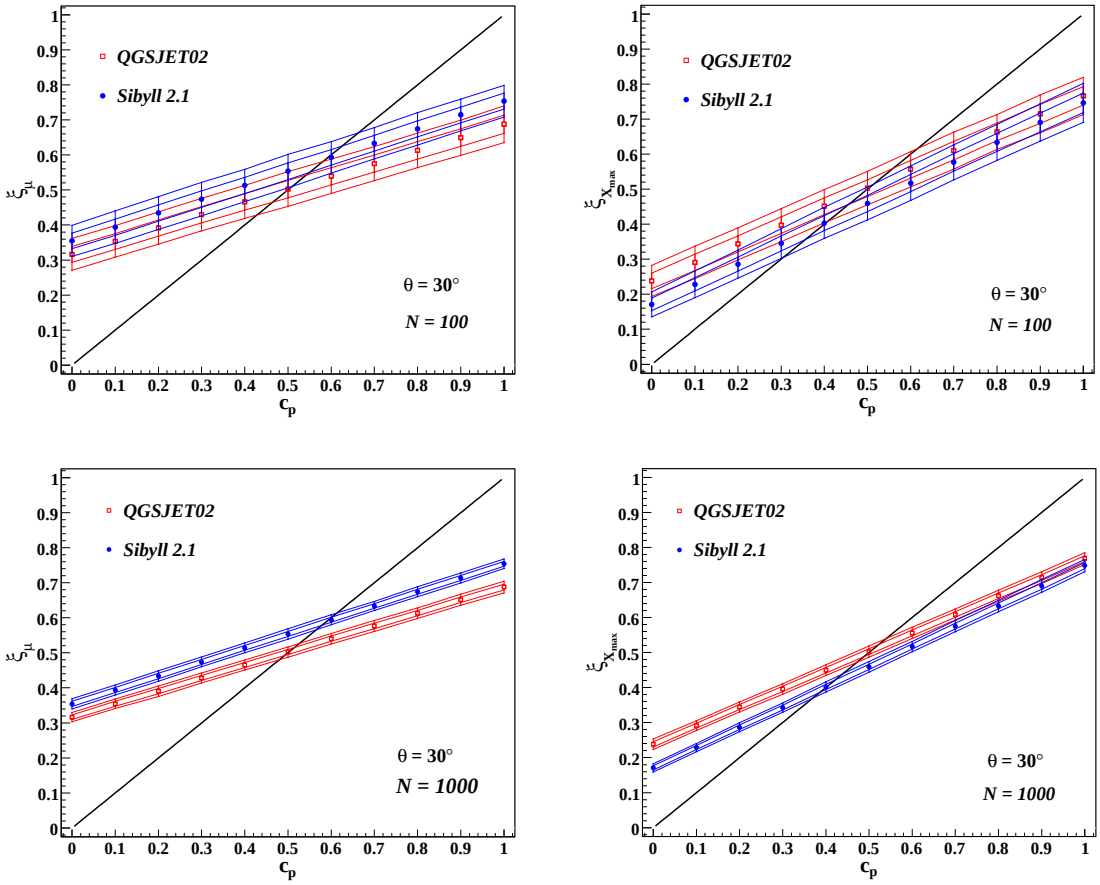

Figura 7.7: Valores medios y regiones de uno y dos sigmas correspondientes a ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ como función de la abundancia de protones para $\theta = 30°$, $N = 100$ y $N = 1000$ y para muestras generadas usando QGSJET02 y Sibyll 2.1. Para el cálculo de ξ correspondiente a los parámetros considerados se utilizaron los estimadores de las funciones de distribución correspondientes a QGSJET02.

Supongamos que para una dada muestra correspondiente a un ángulo θ y una cantidad de eventos N se obtiene, $\vec{\xi}^{exp} = (\xi_\mu^{exp}, \xi_{X_{max}}^{exp})$. Se puede obtener un estimador de la abundancia de protones, $\hat{c}_p$, resolviendo el sistema de ecuaciones, $\vec{\mu}(c_p, \lambda) = \vec{\xi}^{exp}$. También se pueden obtener, para un dado nivel de confidencia, los valores de c_p y λ compatibles con $\vec{\xi}^{exp}$, los cuales son solución de,

$$\left(\vec{\xi}^{exp} - \vec{\mu}(c_p, \lambda)\right)^T \cdot \mathbf{V}^{-1}(c_p, \lambda) \cdot \left(\vec{\xi}^{exp} - \vec{\mu}(c_p, \lambda)\right) \leq R^2(\alpha), \tag{7.20}$$

donde $R^2(\alpha) = -2\ln(1-\alpha)$ y α es el nivel de confidencia (por ejemplo, $\alpha = 0.68$, $\alpha = 0.95$, etc.).

La figura 7.9 muestra las regiones correspondientes al 95 % de nivel de confidencia obtenidas para los puntos en el espacio $(\xi_\mu, \xi_{X_{max}})$: $P_1 = (0.36, 0.2)$, $P_2 = (0.52, 0.52)$ y $P_3 = (0.72, 0.72)$ correspondientes a $\theta = 30°$ (ver gráfico inferior izquierdo de la figura 7.8) y $Q_1 = (0.4, 0.39)$, $Q_2 = (0.56, 0.46)$ y $Q_3 = (0.7, 0.65)$

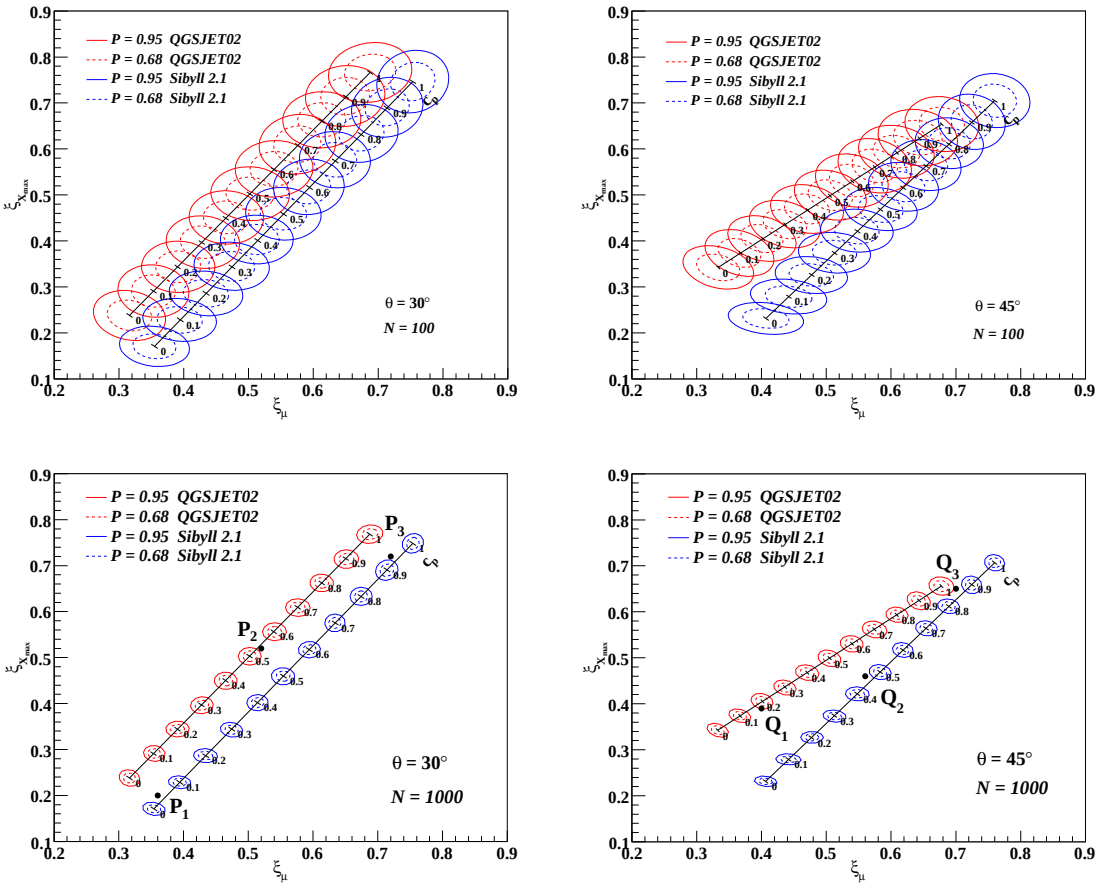

Figura 7.8: Elipses correspondientes al 68 % y al 95 % de probabilidad para las funciones de distribución Gausianas correspondientes a ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ para $c_p \in [0, 1]$, $\theta = 30°$ y $\theta = 45°$, $N = 100$ y $N = 1000$ y para muestras generadas con los modelos hadrónicos QGSJET02 y Sibyll 2.1. Los gráficos correspondientes a $N = 1000$ muestran los puntos P_i y Q_i con $i = 1, 2, 3$ utilizados como ejemplo para el cálculo de la composición.

correspondientes a $\theta = 45°$ (ver gráfico inferior derecho de la figura 7.8) para $N = 100$ y $N = 1000$ eventos. Los puntos fueron elegidos con el propósito de ilustrar el método de obtención de la composición a partir de las funciones de distribución de ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$. Las regiones definidas en el espacio formado por los parámetros (c_p, λ) correspondientes a los puntos P_i y Q_i con $i = 1, 2, 3$ fueron obtenidas resolviendo la inecuación (7.20).

Para obtener la composición inferida en forma independientemente del modelo hadrónico de altas energías correspondiente a cada punto, solamente hay que proyectar las regiones obtenidas para cada punto sobre el eje x, el cual corresponde a la abundancia de protones. La tabla 7.1 muestra los valores de las composiciones inferidas con sus incertezas obtenidas al 95 % de nivel de confidencia.

El método hasta aquí descrito permite obtener la composición de una muestra dada, la cual no es la de los rayos cósmicos debido al tamaño finito de las muestras.

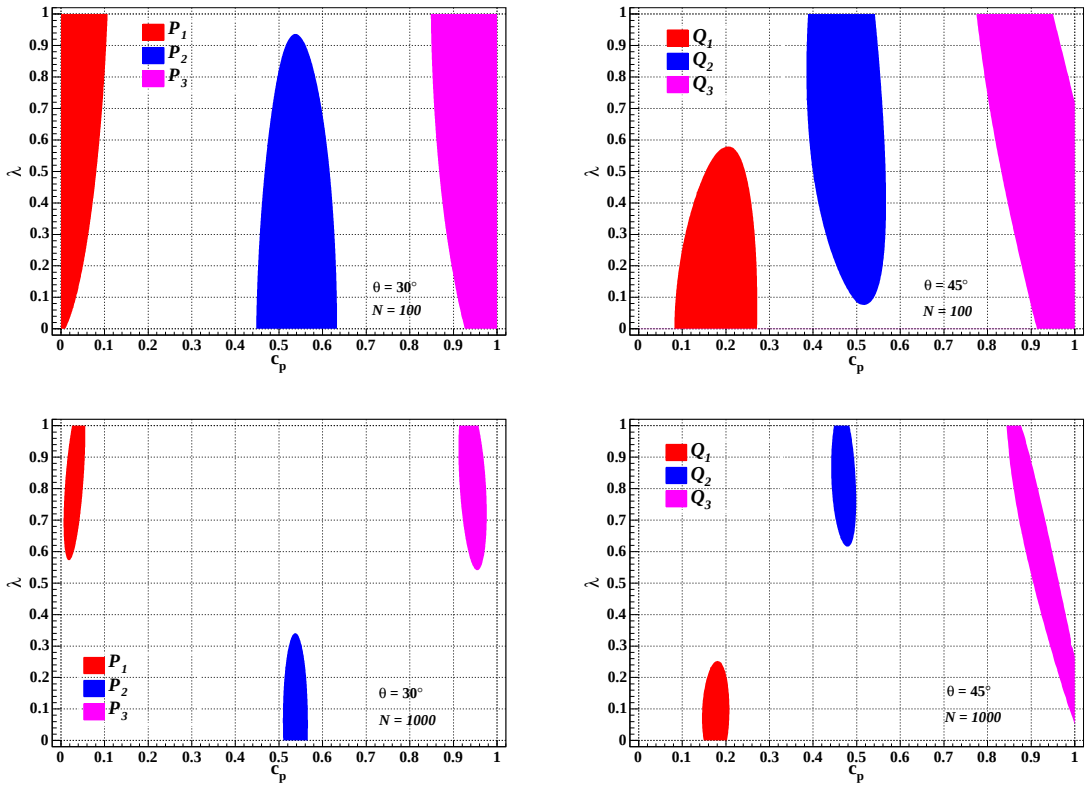

Figura 7.9: Regiones en el espacio (c_p, λ) correspondientes al 95 % de nivel de confidencia para los puntos P_i y Q_i con $i = 1, 2, 3$ para $N = 100$ y $N = 1000$ eventos.

Si la composición de los rayos cósmicos es $\mathcal{C}_p$ la cantidad de protones n_p de una muestra de N eventos se distribuye en forma binomial, $P(n_p; N, \mathcal{C}_p)$, donde $\mathcal{C}_p$ es la probabilidad de que un evento sea protón. En el apéndice B se detalla el método a través del cual se puede obtener la composición de los rayos cósmicos a partir de la composición de una muestra dada a un dado nivel de confidencia. La tabla 7.2 muestra los valores de la composición con sus errores calculados al 95 % de nivel de confidencia para los puntos P_i y Q_i con $i = 1, 2, 3$. Como era de esperar, la incerteza proveniente del tamaño finito de las muestras es mayor para $N = 100$ que para $N = 1000$.

Volviendo a la composición química de las muestras, para $\theta = 30°$ la incerteza en su determinación varia poco con la abundancia de protones y esto se debe a la forma en que se ubican las elipses en el plano $(\xi_\mu, \xi_{X_{max}})$ correspondientes a los dos modelos hadrónicos considerados. Los segmentos formados por los valores medios de las variables ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$, cuyos puntos corresponden al centro de las elipses, para QGSJET02 y Sibyll 2.1 son bastante paralelos y si bien el correspondiente a Sibyll 2.1 es de menor longitud, la diferencia con respecto al correspondiente a QGSJET02 es chica.

Para $\theta = 45°$ la incerteza en la determinación de la composición sí depende de la abundancia de protones, en particular, el error es mayor para valores de c_p

	c_p^{inf} para $N = 100$	c_p^{inf} para $N = 1000$
P_1	$0.031^{+0.076}_{-0.031}$	0.031 ± 0.025
P_2	$0.537^{+0.096}_{-0.090}$	0.537 ± 0.029
P_3	$0.945^{+0.055}_{-0.097}$	0.944 ± 0.033
Q_1	0.177 ± 0.095	0.176 ± 0.032
Q_2	$0.468^{+0.099}_{-0.083}$	0.469 ± 0.029
Q_3	$0.90^{+0.10}_{-0.13}$	$0.906^{+0.094}_{-0.062}$

Tabla 7.1: Composición inferida correspondiente a una muestra para los puntos P_i y Q_i con $i = 1, 2, 3$ para $N = 100$ y $N = 1000$ eventos.

	$\mathcal{C}_p$ para $N = 100$	$\mathcal{C}_p$ para $N = 1000$
P_1	$0.03^{+0.16}_{-0.03}$	$0.031^{+0.041}_{-0.029}$
P_2	$0.54^{+0.19}_{-0.20}$	$0.537^{+0.064}_{-0.068}$
P_3	$0.95^{+0.06}_{-0.19}$	$0.945^{+0.040}_{-0.053}$
Q_1	$0.18^{+0.19}_{-0.14}$	$0.176^{+0.058}_{-0.053}$
Q_2	0.47 ± 0.20	0.469 ± 0.060
Q_3	$0.91^{+0.10}_{-0.22}$	$0.906^{+0.094}_{-0.086}$

Tabla 7.2: Composición química de los rayos cósmicos obtenida para los puntos P_i y Q_i con $i = 1, 2, 3$ para $N = 100$ y $N = 1000$ eventos.

cercanos a uno. Esto se debe a que los segmentos correspondientes a QGSJET02 y Sibyll 2.1 no son paralelos y se acercan cada vez más a medida que aumenta c_p de forma tal que los puntos correspondientes a valores de c_p cercanos a uno para Sibyll 2.1 están muy cerca de los puntos correspondientes a c_p entre 0.8 y 0.9 para QGSJET02.

A causa del tiempo muerto de los detectores de fluorescencia se podrá realizar el análisis anterior solamente para aproximadamente el 10 % de los eventos de superficie. La figura 7.10 muestra las elipses correspondientes al 68 % y al 95 % de probabilidad para la combinación de ξ_μ con $\xi_{t_{1/2}}$, ξ_β y ξ_R, todos parámetros obtenidos de los detectores de superficie. Se consideró a $N = 1000$ como el número de eventos ya que es la cantidad esperada para 2 años de observación para los detectores de superficie.

De la figura 7.10 se puede ver que la ubicación de las elipses permite nuevamente la determinación de la composición en forma independiente del modelo hadrónico y además, en general, para todos los pares de parámetros considerados, el error en la determinación de la composición es mayor para puntos correspondientes a valores de c_p cercanos a uno. Este efecto es aún más importante para $\theta = 45°$ ya que los

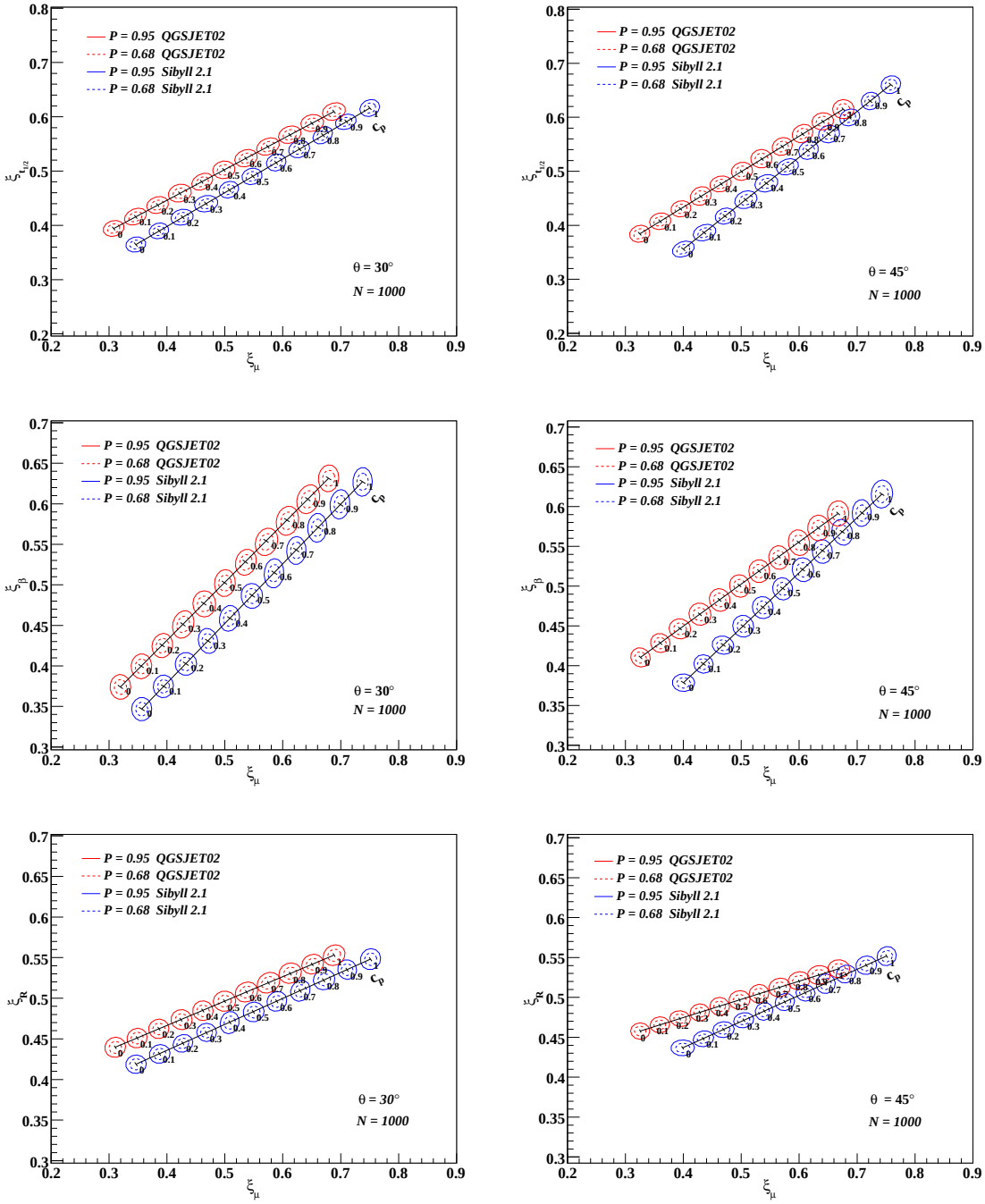

Figura 7.10: Elipses correspondientes al 68 % y al 95 % de probabilidad para las funciones de distribución Gausianas correspondientes a los pares de parámetros $(\xi_\mu, \xi_{t_{1/2}})$, (ξ_μ, ξ_β) y (ξ_μ, ξ_R) para $c_p \in [0, 1]$, $\theta = 30°$ y $\theta = 45°$, $N = 1000$ y para muestras generadas con los modelos hadrónicos QGSJET02 y Sibyll 2.1.

segmentos que forman los centros de las elipses correspondientes a QGSJET02 y Sibyll 2.1 no son paralelos.

Si bien es cierto que se espera detectar unos 100 (1000) eventos híbridos (de

superficie) en dos años y 1000 (10000) en los veinte años de funcionamiento de Auger, las direcciones de arribo de los mismos seguirán una distribución angular determinada. La incerteza en la reconstrucción de la dirección de los eventos híbridos será menor que $\sim 0.5^\circ$ [163] y para los eventos de superficie será menor que $\sim 1^\circ$ [159], por lo cual, podemos considerar que la incerteza en la dirrección es despreciable para los análisis de composición ya que las escalas angulares para las cuales las distribuciones de los parámetros utilizados varían considerablemente son mucho mayores que la incerteza en la determinación de la dirección.

Para estimar el efecto debido a la distribución angular de los eventos se supuso que la distribución de ángulos cenitales está dada por $P_{sc}(\theta) = (8/3)\sin(\theta)\cos(\theta)$ para $\theta \in [0^\circ, 60^\circ]$. Se realizó el mismo procedimiento hecho para $\theta = 30^\circ$ y $\theta = 45^\circ$ pero en este caso las muestras de N eventos estaban formadas por $N(30^\circ) = N/(1+x)$ eventos correspondientes a $\theta = 30^\circ$ y $N(45^\circ) = xN/(1+x)$ eventos correspondientes a $\theta = 45^\circ$ donde $x = P_{sc}(45^\circ)/P_{sc}(30^\circ)$. De esta forma, la cantidad de eventos para $\theta = 30^\circ$ y $\theta = 45^\circ$ está de acuerdo con la distribución $P_{sc}(\theta)$. Para el cálculo de ξ (ver ecuación 7.18) se utilizaron las funciones de distribución estimadas correspondientes al ángulo cenital de cada evento interviniente en la suma,

$$\xi^{kl}_{q_\nu}(c_p) = \frac{1}{N}\left[\sum_{i=1}^{N(30^\circ)c_p} P^{kl}_{p,\nu}(q^p_{\nu i}, 30^\circ) + \sum_{i=1}^{N(45^\circ)c_p} P^{kl}_{p,\nu}(q^p_{\nu i}, 45^\circ) + \right.$$
$$\left. \sum_{i=1}^{N(30^\circ)(1-c_p)} P^{kl}_{p,\nu}(q^{fe}_{\nu i}, 30^\circ) + \sum_{i=1}^{N(45^\circ)(1-c_p)} P^{kl}_{p,\nu}(q^{fe}_{\nu i}, 45^\circ)\right]. \quad (7.21)$$

La figura 7.11 muestra las elipses correspondientes al 68 % y al 95 % de probabilidad para las funciones de distribución correspondientes a ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$, para $c_p \in [0,1]$, $N = 100$ y $N = 1000$ y para muestras generadas con los modelos hadrónicos QGSJET02 y Sibyll 2.1. Como era de esperar, la ubicación de las elipses para este caso más realista, permite la determinación de la composición en forma independiente del modelo hadrónico de altas energías y al igual que los casos antes estudiados la mayor incerteza en la determinación de la composición se da para valores de la abundancia de protones cercanos a uno.

La figura 7.12 muestra las elipses correspondientes al 68 % y al 95 % de probabilidad para las funciones de distribución correspondientes a la combinación de ξ_μ con $\xi_{t_{1/2}}$, ξ_β y ξ_R, para $c_p \in [0,1]$, $N = 1000$ y para muestras generadas con los modelos hadrónicos QGSJET02 y Sibyll 2.1. Nuevamente, la ubicación de las elipses permite la determinación de la composición en forma independiente del modelo hadrónico de altas energías y la mayor incerteza en la determinación de la composición se da para valores de la abundancia de protones cercanos a uno.

La importancia de los análisis bidimensionales presentados no sólo reside en la obtención de la composición en forma independiente del modelo hadrónico de altas energías, debido a su gran sensibilidad también permitirán estudiar y eventualmente descartar modelos hadrónicos en base a los datos experimentales de los que se dispondrá una vez que AMIGA y HEAT estén construidos.

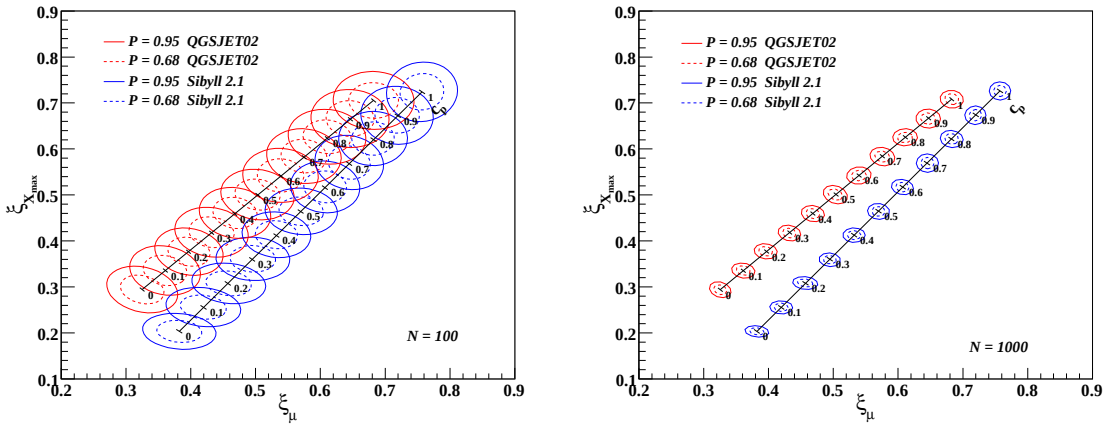

Figura 7.11: Elipses correspondientes al 68 % y al 95 % de probabilidad para las funciones de distribución Gaussianas correspondientes a ξ_μ y $\xi_{X_{max}}$ para $c_p \in [0, 1]$, $N = 100$ y $N = 1000$, para una mezcla de ángulos cenitales correspondiente a la distribución $\sin(\theta)\cos(\theta)$ y para muestras generadas con los modelos hadrónicos QGSJET02 y Sibyll 2.1.

7.3. Clasificación Evento a Evento

La clasificación evento a evento consiste en decidir, para un evento dado, que clase o tipo de núcleo lo originó. Estos estudios, como todo análisis de composición, se basan en la comparación de los datos experimentales con las simulaciones.

El método utilizado para estudiar la clasificación evento a evento se basa en la estimación de las densidades de probabilidades multidimensionales a través de la superposición de kernels Gaussianos (ver apéndice A) [160, 169, 161, 162].

Dado un evento cuyo vector $\vec{x}$ formado por d parámetros sensibles a la composición, se lo quiere clasificar en las clases $CL = \{A_i / i = 1 \dots L\}$ (para el caso de la composición las clases A_i corresponden a los distintos tipos de núcleos). Para tal fin primero se obtienen los estimadores de las densidades de probabilidades $d-$dimensionales para cada clase A_i, $P(\vec{x}\,|A_i)$, las cuales representan la probabilidad de obtener $\vec{x}$ dado A_i en el elemento de volumen dx^L. Por medio del teorema de Bayes se puede calcular la probabilidad de A_i dado $\vec{x}$, la cual viene dada por,

$$P(A_i|\vec{x}) = \frac{p_i \; P(\vec{x}\,|A_i)}{\sum_{j=1}^{L} p_j \; P(\vec{x}\,|A_j)}, \tag{7.22}$$

donde p_j son las probabilidades a priori de obtener una dada clase A_i, en caso de no existir ningún conocimiento a priori se puede utilizar la distribución uniforme para la cual $p_j = 1/L$ para todo $j = 1 \dots L$. De esta manera se obtiene,

$$P(A_i|\vec{x}) = \frac{P(\vec{x}\,|A_i)}{\sum_{j=1}^{L} P(\vec{x}\,|A_j)}. \tag{7.23}$$

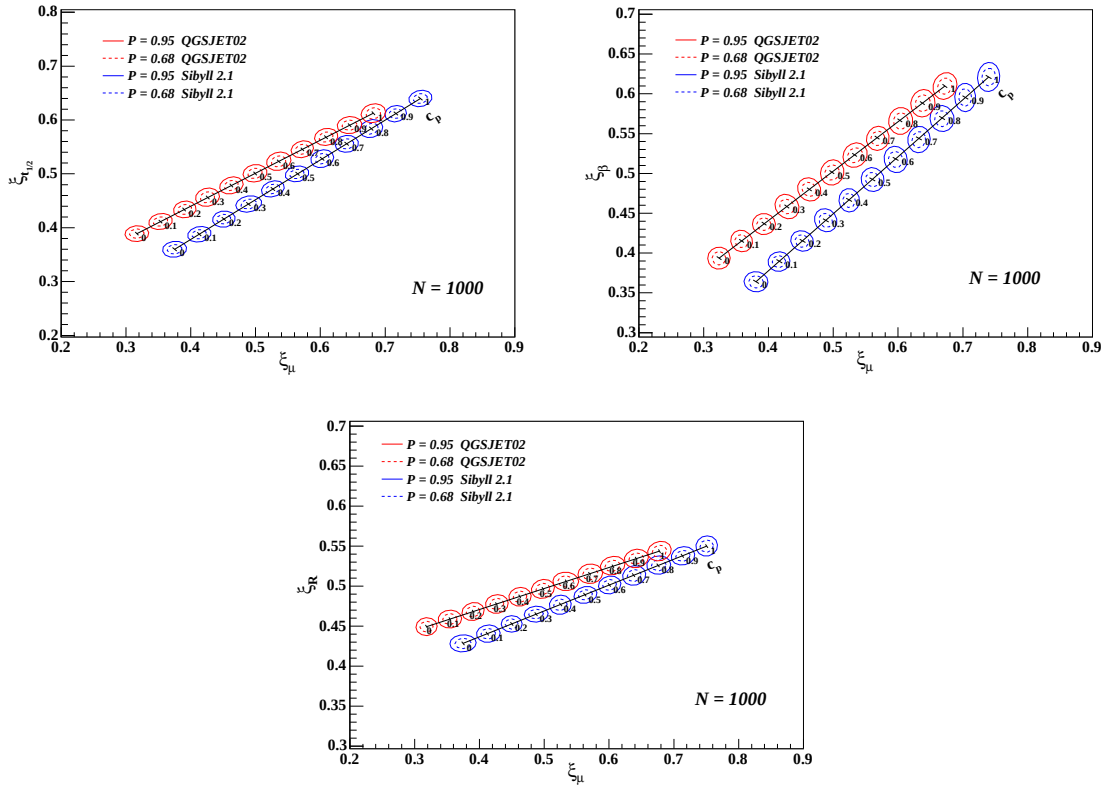

Figura 7.12: Elipses correspondientes al 68 % y al 95 % de probabilidad para las funciones de distribución Gaussianas correspondientes a los pares de parámetros $(\xi_\mu, \xi_{t_{1/2}})$, (ξ_μ, ξ_β) y (ξ_μ, ξ_R) para $c_p \in [0, 1]$, $N = 1000$, para una mezcla de ángulos cenitales correspondiente a la distribución $\sin(\theta)\cos(\theta)$ y para muestras generadas con los modelos hadrónicos QGSJET02 y Sibyll 2.1.

Finalmente la clasificación del evento está dada por la clase que tiene mayor probabilidad dado el vector $\vec{x}$, $A^* = max\{P(A_i|\vec{x})/i = 1 \ldots L\}$. Para el caso en que el conjunto CL tiene sólo dos elementos, por ejemplo núcleos de hierro y protones $CL = \{Pr, Fe\}$, la clasificación se reduce a ver cual de las probabilidades $P(Pr|\vec{x})$ y $P(Fe|\vec{x})$ es mayor que $1/2$.

Con el propósito de estudiar la clasificación evento a evento considerando observables sensibles a la composición provenientes de los detectores de AMIGA y HEAT se consideraron ocho muestras extraídas de los eventos simulados utilizados para el análisis de la sección 7.2.2. Cada muestra corresponde a lluvias iniciadas por núcleos de hierro o protones de $\theta = 30°$ o $\theta = 45°$ y modelos de interacciones hadrónicas QGSJET02 o Sibyll 2.1. Al igual que en la sección anterior se consideró que el error en la energía se distribuye en forma Gaussiana y cuyo σ es el 25 % de la energía real de cada evento. Los eventos pertenecientes a las muestras son tales que la energía reconstruida pertenece al intervalo $I = [0.856,\ 1.427] \times 10^{18}$ eV para el cual se maximiza la cantidad de eventos del intervalo $I = [0.75,\ 1.25] \times 10^{18}$ eV (ver sección 7.2.2). La figura 7.13 muestra X_{max} como función de $N_\mu(600)$ correspondiente a núcleos de hierro y protones de $\theta = 30°$ y QGSJET02 como modelo de

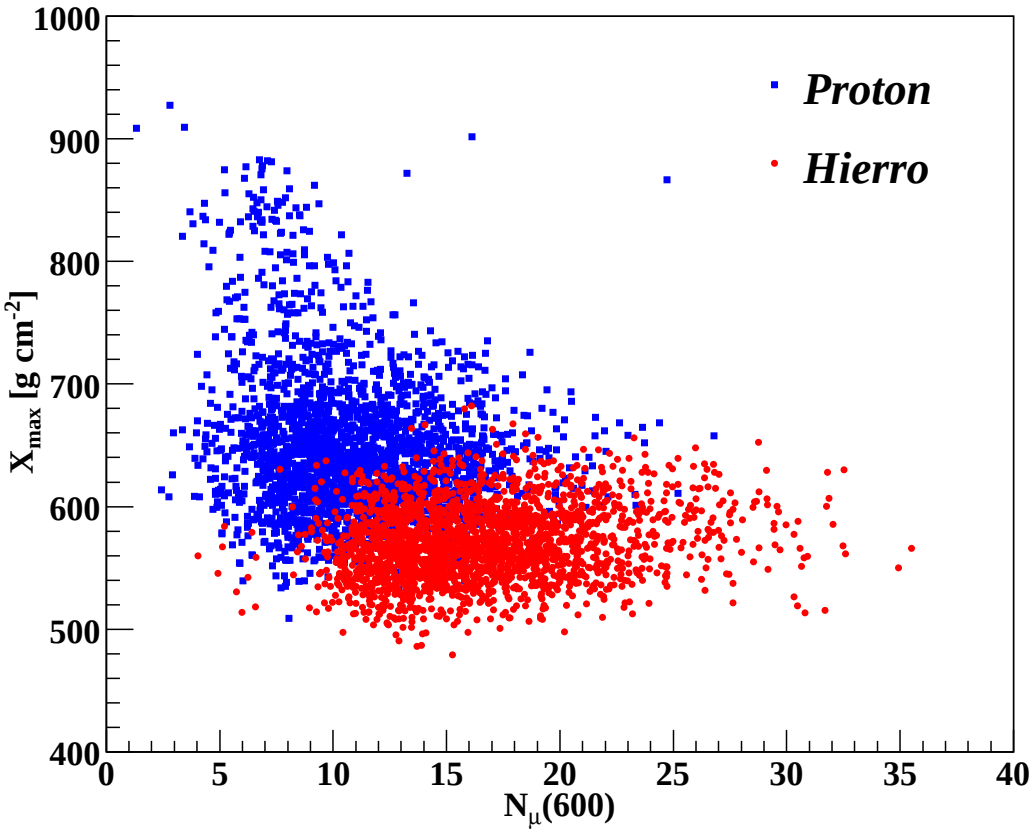

Figura 7.13: X_{max} versus $N_\mu(600)$ correspondiente a una de las muestras utilizadas para el estudio de la clasificación evento a evento correspondiente a $\theta = 30°$ y a QGSJET02. Se consideró una incerteza en la energía del 25 %.

las interacciones hadrónicas de altas energías. De dicha figura se puede ver que la separación entre hierro y protón es bastante buena ya que la región en la cual hay pérdida de clasificación, es decir en donde caen esencialmente eventos de los dos tipos, es bastante más chica que la ocupada por el total de los eventos. Este hecho se verá reflejado en la obtención de una alta probabilidad de clasificación al considerar a los parámetros X_{max} y $N_\mu(600)$ para realizar los análisis de clasificación evento a evento.

Para calcular la probabilidad de clasificación dado un conjunto de parámetros se utilizó la técnica llamada "leave-one-out". Dicha técnica consiste en tomar uno de los eventos correspondiente a una clase dada, en este caso hierro o protón, separarlo de la muestra a la que pertenece y construir los estimadores de las funciones de distribución correspondientes a cada clase para luego clasificarlo de acuerdo a lo expuesto anteriormente. Este procedimiento se realiza para todos los eventos de las distintas muestras correspondientes a las distintas clases consideradas. De esta manera se puede calcular la probabilidad de clasificación de los eventos de una

dada clase a través de,

$$P_{CL}(A_i) = \frac{N_{A_i}^{Corr}}{N_{A_i}}, \tag{7.24}$$

donde $N_{A_i}^{Corr}$ es la cantidad de eventos de la clase A_i clasificados correctamente y N_{A_i} es la cantidad total de eventos de la muestra A_i. Finalmente se puede calcular la probabilidad de clasificación de los eventos pertenecientes a alguna de las clases consideradas por medio de,

$$P_{CL} = \frac{\sum_{j=1}^{L} N_{A_i}^{Corr}}{\sum_{j=1}^{L} N_{A_i}}. \tag{7.25}$$

Para estimar las funciones de distribución multidimensionales se utilizó un kernel Gaussiano (ver ecuación (A.13)) y el método de parámetros adaptativos descrito en la sección A.1 del apéndice A.

La figura 7.14 muestra la distribución de las probabilidades de ser protones dados eventos iniciados por protones ($p_{Pr} = P(Pr|\vec{x}_j)$ donde $\vec{x}_j$ pertenece a la clase Pr) y a la distribución de las probabilidades de ser núcleos de hierro dados eventos iniciados por núcleos de hierro ($p_{Fe} = P(Fe|\vec{x}_j)$ donde $\vec{x}_j$ pertenece a la clase Fe) utilizando los parámetros X_{max} y $N_\mu(600)$, $\theta = 30°$ y QGSJET02. La probabilidad de clasificación para un primario dado se obtiene dividiendo el área subtendida por el histograma correspondiente en el intervalo $[1/2, 1]$ y el área total. Para el caso ideal en que se puede realizar una clasificación evento a evento en forma exacta todos los eventos tendrían probabilidades de ser el núcleo del cual provienen iguales a uno. Si bien los eventos se concentran cerca del uno, las distribuciones muestran que no es posible una clasificación evento a evento exacta.

De la figura 7.14 también se puede ver que hay una fracción mayor de eventos cercanos a uno para el histograma correspondiente a p_{Pr}. Esto se debe a que la función de distribución correspondiente a protones "ensucia" más a la correspondiente a núcleos de hierro que esta última a la de protones. Es decir, los valores de p_{Pr} cercanos a uno provienen de regiones en el espacio de parámetros para las cuales la función de distribución correspondiente a núcleos de hierro toma valores mucho más chicos que la correspondiente a protones. Lo mismo sucede para valores cercanos a uno correspondientes a p_{Fe}, estos provienen de regiones para las cuales la función de distribución correspondiente a protones toma valores mucho más chicos que la correspondiente a núcleos de hierro. Por lo tanto, dichas regiones en el espacio de parámetros son mayores para la distribución de protones. Este comportamiento, como se puede ver de la figura 7.13, se debe principalmente al parámetro X_{max}.

La figura 7.15 muestra las distribuciones de las probabilidades de ser núcleos de hierro o protones dados eventos iniciados por núcleos de hierro o protones respectivamente, considerando distintos conjuntos de parámetros para $\theta = 30°$ y QGSJET02. Comparando las figuras 7.15 y 7.14 se puede ver que los histogramas

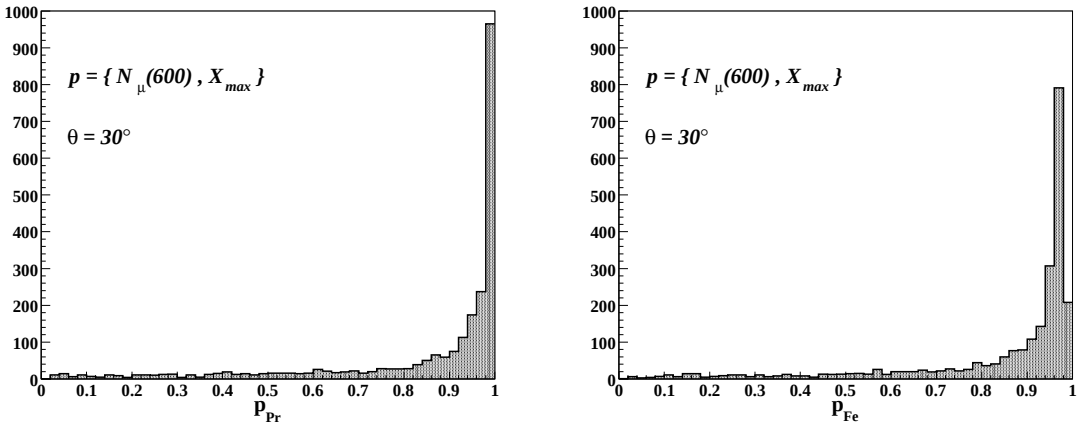

Figura 7.14: Distribuciones de p_{Pr} y p_{Fe} obtenidas utilizando a los parámetros X_{max} y $N_\mu(600)$ para $\theta = 30°$ y QGSJET02 como modelo hadrónico de altas energías.

correspondientes a los parámetros $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$ presentan mayor cantidad de eventos para valores cercanos a uno y por lo tanto, las distribuciones obtenidas para dichos parámetros se parecen más al caso ideal de clasificación evento a evento exacta.

Con el propósito de comparar los resultados obtenidos para los distintos conjuntos de parámetros estudiados, se obtuvieron las funciones $P(\geq p_A)$, las cuales resultan de integrar los histogramas obtenidos para cada conjunto de parámetros desde p_A hasta uno y dividir por la integral total,

$$P(\geq p_A) = \frac{\int_{p_A}^{1} dp'_A \; f(p'_A)}{\int_{0}^{1} dp'_A \; f(p'_A)} \tag{7.26}$$

donde $f(p_A)$ es la función de distribución correspondiente a la variable p_A. La función $P(\geq p_A)$, correspondiente al caso ideal en que se puede clasificar correctamente a todos los eventos vale uno en el intervalo $[0, 1)$ y cero para $p_A = 1$. La figura 7.16 muestra los resultados obtenidos para $\theta = 30°$ y QGSJET02. Si llamamos $DC = \{t_{1/2}, \beta, R, t_f\}$ al conjunto de parámetros provenientes de los detectores Čerenkov, se puede ver que la clasificación evento a evento se parece más al caso ideal para los parámetros $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$, luego le siguen $\{X_{max}\} + DC$, $\{N_\mu(600)\} + DC$ y por último DC. Si bien la mejor clasificación se obtiene para los parámetros $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$ es importante considerar al conjunto de parámetros $\{N_\mu(600)\} + DC$ ya que sólo para el 10 % de los eventos se obtendrán los parámetros $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$ debido al tiempo muerto de los telescopios de fluorescencia. A su vez, el valor de la probabilidad de clasificación para un primario dado viene dada por $P_{CL}(A) = P(\geq p_A = 1/2)$, que como era esperar, es máxima para $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$.

La tabla 7.3 muestra los valores correspondientes a la probabilidad de clasifi-

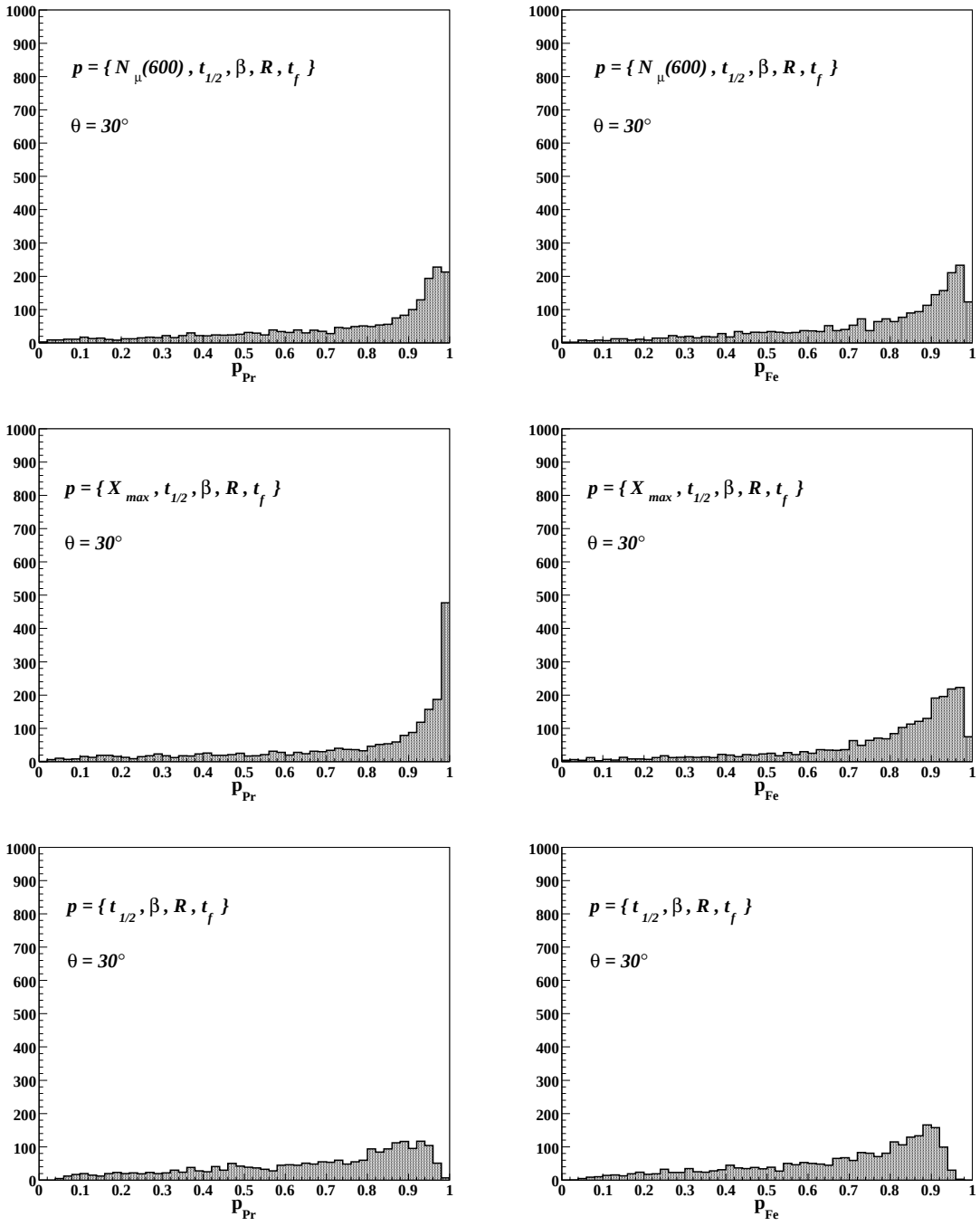

Figura 7.15: Distribuciones de p_{Pr} y p_{Fe} obtenidas utilizando a los distintos conjuntos de parámetros considerados para $\theta = 30°$ y QGSJET02 como modelo hadrónico de altas energías.

cación para eventos correspondientes a núcleos de hierro, a protones y la probabilidad de clasificación para eventos correspondientes tanto a núcleos de hierro como a protones (ver ecuación (7.25)) para $\theta = 30°$ y QGSJET02. Para el conjunto de parámetros $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$ se obtiene una probabilidad de clasificación del 90 %,

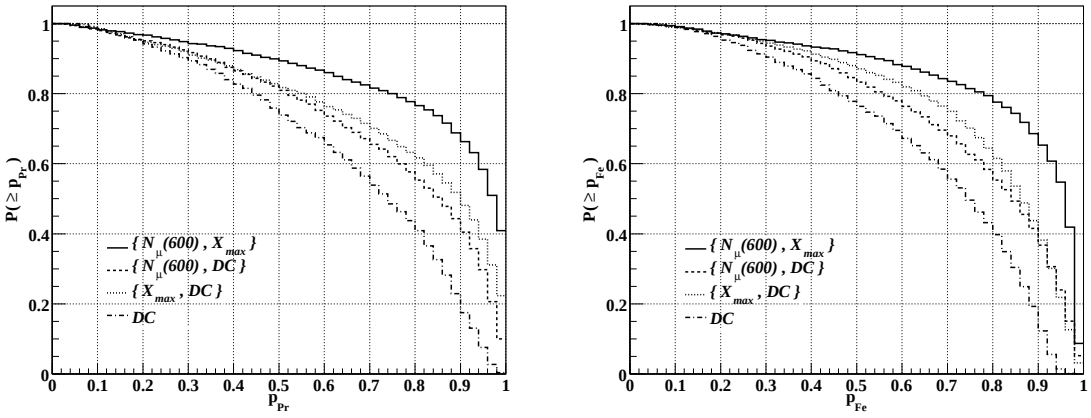

Figura 7.16: $P(\geq p_{Pr})$ y $P(\geq p_{Fe})$ para los conjuntos de parámetros considerados correspondientes a $\theta = 30°$ y QGSJET02.

solamente el 10 % de los eventos resultan clasificados incorrectamente.

Parámetros	$P_{CL}(Pr)$	$P_{CL}(Fe)$	P_{CL}
$\{X_{max}, N_\mu(600)\}$	0.89	0.91	0.9
$\{N_\mu(600)\} + DC$	0.81	0.83	0.82
$\{X_{max}\} + DC$	0.81	0.87	0.85
DC	0.74	0.76	0.75

Tabla 7.3: Probabilidades de clasificación para los distintos conjuntos de parámetros considerados para $\theta = 30°$ y QGSJET02.

Se realizaron los mismos estudios para $\theta = 45°$ y QGSJET02 obteniendose resultados similares a los obtenidos para $\theta = 30°$. La tabla 7.4 muestra los valores correspondientes a la probabilidad de clasificación para eventos correspondientes a núcleos de hierro, a protones y la probabilidad de clasificación para eventos correspondientes tanto a núcleos de hierro como a protones. Si bien los resultados son similares a los obtenidos para $\theta = 30°$, se puede ver que, a diferencia del caso correspondiente a $\theta = 30°$, la probabilidad de clasificación para los parámetros $\{N_\mu(600)\} + DC$ es mayor que para $\{X_{max}\} + DC$, esto se debe esencialmente a que el poder de discriminación de X_{max} para $\theta = 45°$ es menor que para $\theta = 30°$.

Para estudiar la influencia del desconocimiento de las interacciones hadrónicas de altas energías se realizó el mismo análisis hecho para QGSJET02 pero construyendo los estimadores de las funciones de distribución de cada conjunto de parámetros utilizando las muestras pertenecientes a QGSJET02 y calculando las probabilidades de pertenecer a una clase de primario dada para todos los eventos de las muestras correspondientes a Sibyll 2.1. La figura 7.17 muestra los resultados obtenidos para los parámetros $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$ y para $\theta = 30°$. Si bien la

Parámetros	$P_{CL}(Pr)$	$P_{CL}(Fe)$	P_{CL}
$\{X_{max}, N_\mu(600)\}$	0.86	0.89	0.87
$\{N_\mu(600)\} + DC$	0.8	0.82	0.81
$\{X_{max}\} + DC$	0.83	0.72	0.78
DC	0.71	0.74	0.73

Tabla 7.4: Probabilidades de clasificación para los distintos conjuntos de parámetros considerados para $\theta = 45°$ y QGSJET02.

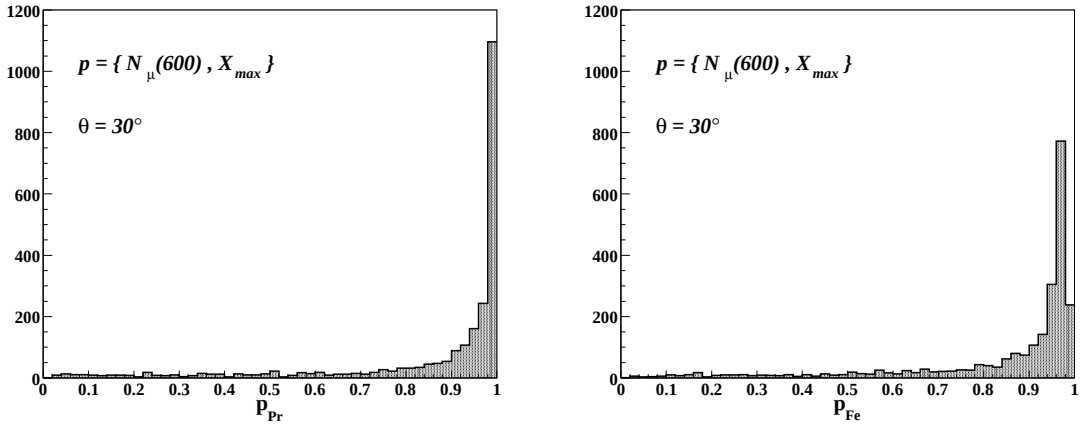

Figura 7.17: Distribuciones de p_{Pr} y p_{Fe} obtenidas utilizando a los parámetros X_{max} y $N_\mu(600)$ para $\theta = 30°$ y Sibyll 2.1 asumiendo que QGSJET02 es el modelo hadrónico verdadero.

forma de los histogramas cambió con respecto al análisis hecho para QGSJET02, se puede ver que se obtiene una clasisficación evento a evento tan buena como la obtenida para dicho análisis. Esto se debe fundamentalmente a que, como ha sido mencionado en la sección 2.5.2, los observables de las lluvias correspondientes a QGSJET02 y Sibyll 2.1 difieren poco en comparación con versiones anteriores de dichos modelos.

También para este caso se estudiaron los mismos conjuntos de parámetros que para QGSJET02, la figura 7.18 muestra los resultados obtenidos. Nuevamente, el comportamiento es muy similar, de la figura 7.19 se puede ver más claramente que la mejor clasificación evento a evento se obtiene para los parámetros $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$. Para los conjuntos de parámetros $\{X_{max}\} + DC$ y $\{N_\mu(600)\} + DC$ se obtiene un resultado similar pero no tan bueno como para $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$ y por último, para el conjunto DC, se obtiene la clasificación más pobre.

La tabla 7.5 muestra los valores correspondientes a las probabilidades de clasificación para eventos correspondientes a $\theta = 30°$ y Sibyll 2.1 asumiendo que QGSJET02 es el modelo hadrónico verdadero. Al igual que para los análisis hechos

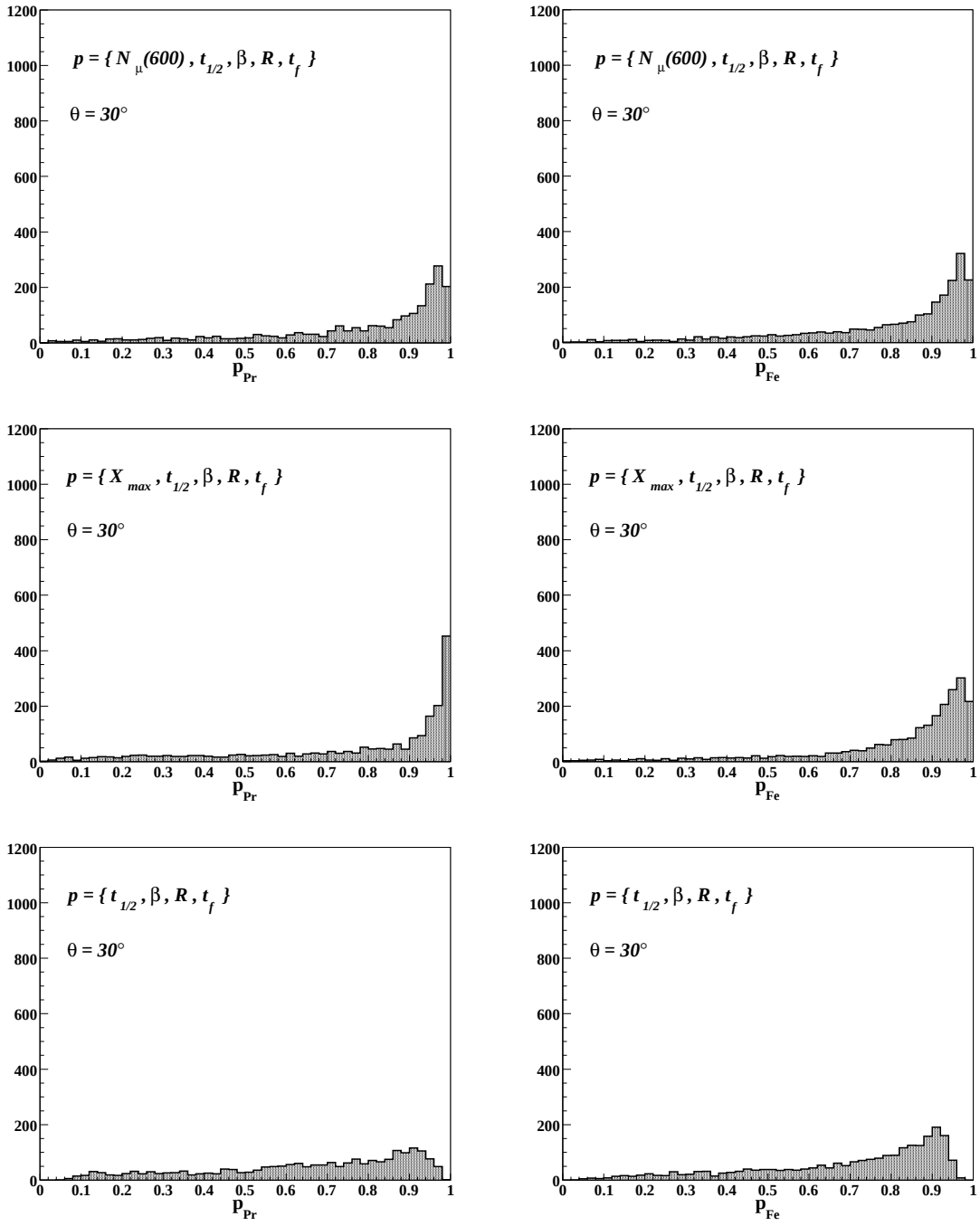

Figura 7.18: Distribuciones de p_{Pr} y p_{Fe} obtenidas para los distintos conjuntos de parámetros considerados para $\theta = 30°$ y Sibyll 2.1 asumiendo que QGSJET02 es el modelo hadrónico verdadero.

para QGSJET02, para el conjunto de parámetros $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$ se obtiene una probabilidad de clasificación del orden del 90 %.

Se realizó también el mismo análisis hecho para Sibyll 2.1 y $\theta = 30°$ asumiendo que QGSJET02 es el modelo hadrónico verdadero pero para $\theta = 45°$. La tabla 7.6 muestra los valores correspondientes a las probabilidades de clasificación

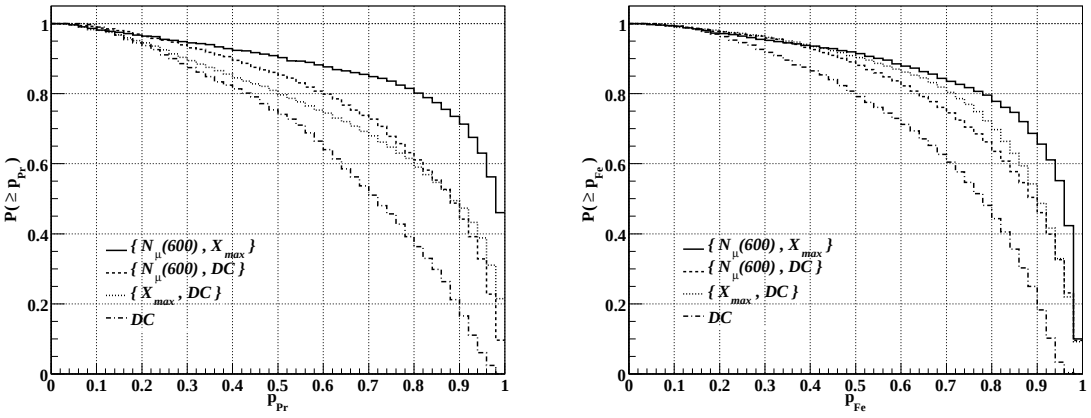

Figura 7.19: $P(\geq p_{Pr})$ y $P(\geq p_{Fe})$ para los conjuntos de parámetros considerados correspondientes a $\theta = 30°$ y Sibyll 2.1 asumiendo que QGSJET02 es el modelo hadrónico verdadero.

Parámetros	$P_{CL}(Pr)$	$P_{CL}(Fe)$	P_{CL}
$\{X_{max}, N_\mu(600)\}$	0.9	0.91	0.91
$\{N_\mu(600)\} + DC$	0.85	0.88	0.87
$\{X_{max}\} + DC$	0.8	0.9	0.85
DC	0.74	0.79	0.77

Tabla 7.5: Probabilidades de clasificación para los distintos conjuntos de parámetros considerados para $\theta = 30°$ y Sibyll 2.1 asumiendo que QGSJET02 es el modelo hadrónico verdadero.

obtenidos. Nuevamente se obtiene la probabilidad de clasificación más alta para los parámetros $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$ y la más baja utilizando solamente a los parámetros provenientes de los detectores Čerenkov.

Por último, se realizaron los mismos análisis descritos anteriormente, es decir, considerando que QGSJET02 es el modelo hadrónico verdadero para el caso en que el modelo correcto es QGSJET02 y para el caso en que el modelo correcto es Sibyll 2.1, para $\theta = 30°$ y $\theta = 45°$, pero utilizando a todos los parámetros disponibles, $\{X_{max}, N_\mu(600)\} + DC$, para el cálculo de la probabilidad de clasificación. Los resultados obtenidos son comparables a los obtenidos mediante los parámetros $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$, se obtuvo una probabilidad de clasificación de aproximadamente 90 %, lo cual sugiere utilizar únicamente (para los eventos híbridos) a $\{X_{max}, N_\mu(600)\}$ para realizar estudios de clasificación evento a evento ya que la inclusión de la información de los demás parámetros no aporta mucho más y hace que los cálculos sean más complicados y dependientes de cualquier posible sesgo introducido por las simulaciones de los detectores y de las lluvias.

En resumen, en este capítulo se introdujo una nueva técnica estadística la cual

Parámetros	$P_{CL}(Pr)$	$P_{CL}(Fe)$	P_{CL}
$\{X_{max}, N_\mu(600)\}$	0.95	0.89	0.92
$\{N_\mu(600)\} + DC$	0.88	0.87	0.87
$\{X_{max}\} + DC$	0.78	0.87	0.83
DC	0.76	0.77	0.77

Tabla 7.6: Probabilidades de clasificación para los distintos conjuntos de parámetros considerados para $\theta = 45°$ y Sibyll 2.1 asumiendo que QGSJET02 es el modelo hadrónico verdadero.

permitirá determinar, en forma independiente del modelo hadrónico, la composición química de los rayos cósmicos, asumiendo sólo dos tipos de primarios, núcleos de hierro y protones y en el contexto de AMIGA y HEAT. A su vez, dicha técnica también permitirá el estudio y la eventual discriminación entre modelos hadrónicos de altas energías, lo cual es de suma importancia ya que la mayor incerteza en los análisis de composición proviene del desconocimiento de las interacciones hadrónicas de altas energías. También se estudió la posibilidad de una clasificación evento a evento a través de análisis multi-paramétricos dando como resultado una muy buena probabilidad de clasificación entre protones y núcleos de hierro utilizando a los parámetros X_{max} y $N_\mu(600)$. Para todos estos análisis se han tenido en cuenta el desarrollo detallado de las lluvias, los efectos introducidos por los detectores y las incertezas provenientes de los métodos de reconstrucción. No se han considerado los efectos de los posibles errores sistemáticos provenientes de la reconstrucción de la energía utilizando a los detectores de fluorescencia ya que se espera que en poco tiempo se logren comprender y controlar.

Capítulo 8

Conclusiones

En los tres primeros capítulos de esta Tesis se pretendió dar una breve introducción a la física de los rayos cósmicos de altas energías (capítulo 1), a la física de las cascadas atmosféricas (capítulo 2) y al sistema de detección del Observatorio Pierre Auger junto con los primeros resultados obtenidos (capítulo 3). Los aportes originales realizados durante el desarrollo del doctorado se han presentado en los cuatro capítulos restantes.

En el capítulo 4 se han presentado los resultados de experimentos realizados con el prototipo Tandar. Se ha obtenido la distribución del VEM a través de un telescopio de muones formado por dos centelladores plásticos ubicados uno arriba y otro abajo del tanque. También se han obtenido las distribuciones de carga para cada PMT bajo la condición de triple coincidencia. El pico correspondiente a los muones de la distribución obtenida en coincidencia de tres para cada PMT se corre en $\sim 3\,\%$ a valores menores de carga con respecto al obtenido por medio del telescopio de muones. En esto se basa el método de calibración de Auger y es lo que se utiliza hoy en día para obtener el valor del VEM de cada PMT para cada tanque en forma remota, automática y rápida.

A diferencia de lo que sucede para cada PMT por separado, el pico correspondiente a la distribución de carga promedio de los tres PMTs, obtenida mediante la triple coincidencia, se corre a valores mayores de carga en $(14 \pm 2)\,\%$. Para explicar dicho corrimiento se ha desarrollado un modelo semi-analítico basado en la distribución de la longitud de la traza de los muones que atraviesan el tanque y en la estadística de la colección de carga. La distribución del promedio de las cargas correspondiente a la triple coincidencia se obtiene a partir de la convolución de la distribución de la longitud de la traza con la distribución de carga para una longitud de la traza dada obtenida a partir de la distribución del VEM previamente suavizada e interpolada. El modelo semi-analítico reproduce satisfactoriamente los resultados experimentales en la región del espectro dominada por los muones, tanto para el prototipo Tandar como para el tanque de Auger llamado Laura. A su vez, el modelo semi-analítico reproduce satisfactoriamente a los datos experimentales para los casos en que la desviación estándar de la distribución de carga es proporcional a la longitud de la traza y a la raíz cuadrada de la longitud de la traza y esto se debe a que el espectro obtenido depende poco de la forma funcional de la misma.

El resto del trabajo original de esta Tesis se centró en el estudio de la composición química de los rayos cósmicos. Los estudios detallados de la composición como función de la energía para $E > 10^{17}$ eV son de crucial importancia para la determinación de la transición entre las componentes Galáctica y extragaláctica de los rayos cósmicos. Todos los análisis de composición son hechos en base a la comparación de los datos experimentales con las simulaciones tanto de las lluvias como de los detectores. La mayor incerteza para la determinación de la misma proviene del desconocimiento de las interacciones hadrónicas de altas energías.

En el capítulo 5 se han estudiado, a partir de datos experimentales, las fluctuaciones en la forma de los pulsos de los tanques de Auger generados por las lluvias iniciadas por los rayos cósmicos. Para poder interpretar los datos experimentales se ha desarrollado un modelo simplificado. A su vez, para estudiar dichas fluctuaciones se han ajustado los pulsos por medio de tres funciones distintas obteniéndose buenos resultados para las tres. A partir de los ajustes realizados a través de la función más sencilla, la cual fue utilizada para todos los análisis subsecuentes, es posible obtener los tiempos de subida, $t_{1/2}$, de los pulsos. A pesar de que los ajustes se han realizado asumiendo un peso constante para la señal en cada intervalo temporal, los resultados obtenidos para $t_{1/2}$ como función de la distancia al eje de la lluvia son compatibles con los obtenidos por H. Buic y A. Watson, quienes obtuvieron los valores de $t_{1/2}$ directamente de los pulsos, sin realizar ningún ajuste. Este hecho muestra que los ajustes, a pesar de haber sido realizados asumiendo un peso constante, describen adecuadamente la forma de los pulsos.

Para estudiar las fluctuaciones en la forma de los pulsos se han desarrollado tres métodos. Para el método 1, el error relativo, $\sigma/\langle s \rangle$, se acerca a los valores correspondientes para el caso en que la señal está dominada por los muones a medida que aumenta la distancia al eje de la lluvia. Además, toma valores más cercanos a la predicción para la señal dominada por los muones para los intervalos de tiempo más cercanos al comienzo de la señal. Este comportamiento es el esperado y se debe al hecho que los muones llegan a la superficie de la tierra antes que las partículas electromagnéticas y además a que el cociente entre la señal correspondiente a los muones y a las partículas electromagnéticas crece con la distancia al eje de la lluvia. Si bien los resultados obtenidos a través de los métodos 2 y 3 no presentan exactamente el comportamiento esperado, los ajustes por medio de funciones lineales del logaritmo del error relativo como función del logaritmo de la distancia al eje de la lluvia están contenidos en la región de un sigma correspondiente al método 1. Para el método 2 el valor de σ calculado para los distintos intervalos de tiempo considerados se realiza a través de los ajustes en dichos intervalos que tienen como máximo cinco puntos y para el método 3 no se realiza ningún ajuste de la forma de pulso. Por lo tanto, el método 1 resulta el más adecuado para el estudio de las fluctuaciones. Finalmente, se ha construido un nuevo parámetro formado por el cociente entre los ajustes correspondientes al error relativo obtenido mediante el método 1 y a la predicción para el caso en que los muones dominan la señal. Este nuevo parámetro muestra más claramente los resultados obtenidos y además puede ser utilizado como un indicador del contenido muónico de las señales, hecho que es de suma importancia para los estudios

de composición.

En el capítulo 6 se han presentado los estudios realizados acerca de los detectores de muones de AMIGA. Se ha incluido, en el programa SDSim versión 3.0 escrito para simular la respuesta de los detectores Čerenkov de Auger, una simulación simplificada de los detectores de muones. Se ha desarrollado un nuevo formato de datos equivalente al utilizado para los datos de Auger, el cual permite guardar la inforamación proveniente de los detectores de muones de una forma adecuada para su posterior utilización. Se ha estudiado el efecto producido por la segmentación de los detectores y se ha desarrollado una corrección la cual permite obtener al número de muones incidentes en un detector en un intervalo de tiempo dado a partir del número de muones contados. Se ha estudiado también la incerteza en el número de muones incidentes obtenidos por medio de dicha corrección dando como resultado que para un número total de muones incidentes menor que 90 el error cometido es menor que el $\sim 13\,\%$ para un detector segmentado en 192 partes (correspondiente a tres fotomultiplicadores de 64 píxeles cada uno). A su vez, se ha desarrollado un método de reconstrucción de la función de distribución lateral de muones a patir de la información proveniente de los detectores de muones, el cual incluye la corrección debida al efecto de la segmentación. Para dicho método se han definido las estaciones saturadas, las cuales, junto con las silenciosas, son tratadas de forma especial permitiendo reducir las incertezas sistemáticas. Se cree que el método de reconstrucción implementado refleja los mejores avances existentes.

El parámetro que aportarán lo detectores de muones para los estudios de composición será el número de muones a 600 m del eje de la lluvia (para el arreglo de 750 m de distancia entre detectores). A dicho parámetro se lo obtendrá de ajuste de la función de distribución lateral. Por lo tanto, se ha estudiado en detalle el error cometido en la determinación de $N_\mu(600)$ como función de la energía considerando detectores de muones de 30 m^2 de área segmentados en 192 partes. Como resultado se obtuvo que el error en la determinación de dicho parámetro es menor que el $\sim 20\,\%$ para $E = 10^{17.6}$ eV, umbral de energía para el arreglo de 750 m de distancia entre detectores, y decrece como función de la energía de forma tal que para energía mayores o iguales que 10^{18} eV es menor que el $\sim 13\,\%$. El error cometido en la determinación de $N_\mu(600)$ es muy bueno en comparación con el $\sim 25\,\%$ de error que se estima que habrá en la determinación de la energía, el cual influye significativamente ya que el número de muones depende casi linealmente de la energía del primario. Por esta razón es que el área de 30 m^2 y 192 segmentos son los parámetros de diseño óptimos en cuanto a la determinación de $N_\mu(600)$ y a los costos.

En el capítulo 7 se han presentado los estudios acerca de la determinación de la composición a energías del orden de 10^{18} eV en el contexto de AMIGA y HEAT. Se ha desarrollado un método para la determinación de la composición, asumiendo una mezcla de protones y núcleo de hierros, en forma independiente del modelo hadrónico teniendo en cuenta las fluctuaciones estadísticas de las lluvias, la respuesta de los detectores y los efectos provenientes de los métodos de reconstrucción. No se han tenido en cuenta a los posibles errores sitemáticos provenientes de la determinación de la energía a través de los detectores de fluorescencia, los cuales,

se espera que sean detectados y controlados en un futuro cercano. Si bien sólo el $\sim 10\,\%$ de todos los eventos serán híbridos los mejores resultados se han obtenido utilizando los parámetros $N_\mu(600)$ y X_{max}. También se han obtenidos buenos resultados combinando a $N_\mu(600)$ con otros parámetros sensibles a la composición provenientes de los detectores Čerenkov tales como: $t_{1/2}$, el radio de curvatura de las lluvias y la pendiente de la función de distribución lateral correspondiente a la señal de los tanques. La ventaja que hay al considerar únicamente parámetros de superficie radica en que se pueden utlizar todos los eventos. Debido a la gran sensibilidad con respecto a los modelos hadrónicos del método desarrollado, también será posible el estudio y el posible descarte o validación de los mismos.

También en el capítulo 7 se han presentado los estudios acerca de la posibilidad de una clasificación evento a evento a través de análisis multi-paramétricos, también a energías del orden de 10^{18} eV y en el contexto de AMIGA y HEAT. Los resultados obtenidos muestran que si bien no es posible una clasificación evento a evento exacta, los mejores resultado se obtienen al considerar a los parámetros $N_\mu(600)$ y X_{max}. Para el modelo hadrónico QGSJET02 se ha obtenido una probabilidad de clasificación del $\sim 90\,\%$. También se ha considerado la posibilidad de que si bien el modelo hadrónico utilizado para los análisis sea QGSJET02 el verdadero sea Sibyll 2.1. También para este caso se ha obtenido una probabilidad de clasificación del orden del $90\,\%$. Al considerar solamente a los parámetros provenientes de los detectores Čerenkov se han obtenido los resultados más pobres.

Los trabajos realizados en esta Tesis han aportado al desarrollo del Observatorio Pierre Auger a través de la calibración de los detectores de superficie, del diseño de los contadores de muones y del desarrollo de nuevas técnicas para el estudio de la composición química de los rayos cósmicos.

Apéndice A

Estimación de las Densidades de Probabilidad

Dado el conjunto $O = \{x_1, \ldots, x_n\}$, cuyos elementos se distribuyen según $f(x)$, el estimador de $f(x)$ de parámetro de suavizado o ancho de banda fijo h está dado por [164, 165, 166, 167],

$$\hat{f}_K(x) = \frac{1}{nh} \sum_{i=1}^{n} K\left(\frac{x - x_i}{h}\right), \tag{A.1}$$

donde K es el "kernel", el cual cumple con ser positivo y en general es una función simétrica centrada en $x = 0$ y tal que,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} K(x)\, dx = 1. \tag{A.2}$$

Dicho estimador es una generalización del histograma. $\hat{f}_K(x)$ es definido positivo y está normalizado a uno, por lo cual, es también una densidad de probabilidad. El ancho de banda h controla el grado de suavizado, valores chicos de h dan como resultado estimadores con picos espúreos y valores grandes de h pueden borrar detalles de la función de distribución a estimar. El comportamiento del estimador está dominado por h mientras que la forma funcional del kernel es menos importante. h y K deben ser elegidos de forma tal de minimizar el error entre $f(x)$ y su estimador $\hat{f}_K(x)$.

Para evaluar la calidad de la estimación se debe utilizar algún criterio. Para dicho fin se define el error cuadrático medio integral,

$$ECMI = E\left[\int (\hat{f}(x) - f(x))^2 dx\right] = \int Var[\hat{f}(x)]dx + \int Bias^2[\hat{f}(x)]dx, \tag{A.3}$$

donde,

$$Var[\hat{f}(x)] = E[(\hat{f}(x) - E[\hat{f}(x)])^2] \tag{A.4}$$

$$Bias[\hat{f}(x)] = E[\hat{f}(x)] - f(x). \tag{A.5}$$

El valor medio o esperanza de $\hat{f}_K(x)$ está dado por,

$$\begin{aligned} E[\hat{f}_K(x)] &= \frac{1}{h}\int K\left(\frac{x-y}{h}\right) f(y)dy \\ &= \int K(w)f(x-hw)dw \\ &= f(x) + \frac{h^2}{2}f''(x)\int w^2K(w)dw + O(h^4), \end{aligned} \tag{A.6}$$

donde se utilizó el hecho de que K está normalizada y es una función par. Utilizando la expresión (A.6) se obtiene,

$$\int Bias^2[\hat{f}(x)]dx = \frac{h^4}{4}\ \sigma_K^4\ R(f'') + \cdots, \tag{A.7}$$

donde $\sigma_K^2 = \int K(w)w^2dw$ y $R(\phi) = \int \phi^2(x)dx$.

De manera análoga se obtiene la varianza integrada de $\hat{f}(x)$,

$$\int Var[\hat{f}(x)]dx = \frac{1}{nh}\ R(K) + \cdots, \tag{A.8}$$

la cual, a diferencia de $Bias[\hat{f}(x)]$ depende del tamaño n de la muestra.

De las ecuaciones (A.7) y (A.8) se obtiene la expresión asintótica para el error cuadrático medio integral,

$$ECMI \approx \frac{h^4}{4}\ \sigma_K^4\ R(f'') + \frac{1}{nh}\ R(K). \tag{A.9}$$

De la ecuación (A.9) se obtiene el valor de h que minimiza al $ECMI$,

$$h_{opt} = \left[\frac{R(K)}{\sigma_K^4\ R(f'')}\right]^{1/5}\ n^{-1/5}. \tag{A.10}$$

Debido a que h_{opt} depende de $f''(x)$, la derivada segunda de la función a estimar, no se lo puede determinar *a priori*, a pesar de este hecho existen diferentes técnicas para tener en cuenta dicha imposibilidad.

Si se quiere estimar una distribución Gaussiana de la forma, $f(x) = \exp(-(x-\mu)^2/2\sigma^2)/\sqrt{2\pi}\sigma$, utilizando un kernel también Gaussiano, $K(x) = \exp(-x^2/2)/\sqrt{2\pi}$ el ancho de banda óptimo viene dado por,

$$h_{opt}^{Gauss} = \left(\frac{4}{3}\right)^{1/5}\ \sigma\ n^{-1/5}. \tag{A.11}$$

En general, se suele utilizar a h_{opt}^{Gauss} para hacer una primera estimación de la distribución reemplazando σ por la desviación estándar de la muestra.

La generalización a d dimensiones está dada por,

$$\hat{f}_K(\vec{x}) = \frac{1}{nh^d}\ \sum_{i=1}^{n} K\left(\frac{\vec{x}-\vec{x_i}}{h}\right), \tag{A.12}$$

donde K es tal que $K : \Re^d \longrightarrow \Re$ y cuyas distribuciones marginales tienen valor medio nulo. Notar que el ancho de banda h es "isotrópico", todas las coordenadas están divididas por el mismo h. Debido a que los rangos de variación de las variables correspondientes a las distintas coordenadas del espacio d-dimensional puden ser muy distintos, lo que se hace en general es realizar una transformación lineal a un nuevo sistema de coordenada en el cual la matriz de covarianza de la muestra es diagonal.

Un caso particular de (A.12) muy utilizado en la literatura consiste en utilizar un kernel Gaussiano multidimensional [168, 169],

$$\hat{f}_G(\vec{x}) = \frac{1}{n\ |\mathbf{V}|^{1/2}\ (2\pi)^{d/2}\ h^d} \sum_{i=1}^{n} \exp\left[-\frac{(\vec{x}-\vec{x_i})^T \cdot \mathbf{V}^{-1} \cdot (\vec{x}-\vec{x_i})}{h}\right], \qquad \text{(A.13)}$$

donde $\mathbf{V}$ es la matriz de covarianza de la muestra y $h_0 = n^{-1/(d+4)}$.

A.1. Métodos Adaptativos

Existen muchas situaciones para las cuales utilizar un ancho de banda fijo conduce a estimaciones muy pobres. Es difícil encontrar un único valor de h adecuado para todas las regiones del dominio de la función de distribución a estimar. Un ancho de banda extremadamente chico podría introducir picos espúreos mientras que un ancho de banda extremadamente grande podría ocultar características de la función de distribución a estimar.

Los métodos adaptativos utilizan anchos de banda locales, los cuales dependen de la densidad de probabilidad en cada punto de la muestra de forma tal que regiones de gran densidad poseen anchos de banda grandes, es decir, ancho del kernel chico, mientras que regiones de baja densidad poseen anchos de banda chicos, es decir, ancho del kernel grande.

El algoritmo desarrollado por B. Silverman [164] para estimar funciones de distribución incluyendo parámetros adaptativos consiste en hacer una primera estimación de la función de distribución $\hat{f}_0(\vec{x})$ la cual, usualmente, se realiza usando el ancho de banda Gaussiano, h_0. Luego se calculan los siguientes parámetros,

$$\lambda_i = \left[\frac{\hat{f}_0(\vec{x_i})}{\left(\prod_{j=1}^{n} \hat{f}_0(\vec{x_j})\right)^{1/n}}\right]^{-\alpha}, \qquad \text{(A.14)}$$

donde α es un parámetro de "sensibilidad". Se puede probar que para $\alpha = 1/2$ el *Bias* (ver ecuación A.5) del estimador obtenido es menor que el del estimador de ancho de banda fijo [170] y es por esta razón que se utiliza, en general, dicho valor.

Finalmente, el estimador adaptativo está dado por,

$$\hat{f}_K(\vec{x}) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{(h_0\ \lambda_i)^d}\ K\left(\frac{\vec{x}-\vec{x_i}}{h_0\lambda_i}\right). \qquad \text{(A.15)}$$

A.2. Algoritmo "Smoothed Bootstrap"

El algoritmo denominado "Smoothed Bootstrap" es de gran utilidad para evaluar la varianza de un dada estimación $\hat{f}(\vec{x})$ obtenida a partir de una muestra $O = \{\vec{x}_1, \ldots, \vec{x_n}\}$ [164].

Algoritmo:

1. Obtener el estimador $\hat{f}(\vec{x})$ de la muestra $O = \{\vec{x}_1, \ldots, \vec{x_n}\}$.
2. Tomar al azar, de la distribución $\hat{f}(\vec{x})$, una muestra de n elementos, $O^* = \{\vec{x}_1{}^*, \ldots, \vec{x}_n{}^*\}$.
3. Obtener el estimador $\hat{f}^*(\vec{x})$ de la muestra $O^* = \{\vec{x}_1{}^*, \ldots, \vec{x}_n{}^*\}$.
4. Repetir los pasos 2&3 N veces hasta obtener una familia de estimadores $\{\hat{f}_1^*, \ldots, \hat{f}_N^*\}$.

Notar que si bien por medio de dicho algoritmo se puede obtener la varianza de $\hat{f}(\vec{x})$, no se puede obtener el *Bias*.

Apéndice B

Determinación de la Composición a partir de la de una Muestra

Dada una muestra de N eventos la cantidad de protones n_p se distribuye en forma binomial,

$$P(n_p; N, \mathcal{C}_p) = \binom{N}{n_p} \mathcal{C}_p^{n_p} \ (1 - \mathcal{C}_p)^{N-n_p}. \tag{B.1}$$

Supongamos por ejemplo que en un dado experimento se obtienen n_0 aciertos (en nuestro caso protones) para una muestra de N eventos. Un estimador del parámetro p de la distribución binomial esta dado por: $\hat{p} = n_0/N$ y los valores p_{max} y p_{min} entre los cuales se encuentra el verdadero valor de p obtenidos a un nivel de confidencia α son solución de las siguientes ecuaciones,

$$\sum_{n=0}^{n_0} \binom{N}{n} p_{max}^n (1 - p_{max})^{N-n} = \frac{1-\alpha}{2} \tag{B.2}$$

$$\sum_{n=0}^{n_0-1} \binom{N}{n} p_{min}^n (1 - p_{min})^{N-n} = \frac{1+\alpha}{2}, \tag{B.3}$$

para $n_0 \neq 0$ y $n_0 \neq N$. Para los casos en que $n_0 = 0$ y $n_0 = N$ los estimadores de p son cero y uno respectivamente y se puede obtener una cota superior, p_{cs}, cuando $n_0 = 0$ y una cota inferior, p_{ci}, cuando $n_0 = N$ a un nivel de confidencia α,

$$p_{cs} = 1 - \sqrt[N]{1-\alpha} \tag{B.4}$$

$$p_{ci} = \sqrt[N]{1-\alpha}. \tag{B.5}$$

Utilizando el método descrito en 7.2.2 se obtiene un estimador de la composición de la muestra y el intervalo, al nivel de confidencia α, en que se encuentra el verdadero valor, $[c_1,\ c_2]$. Por lo tanto, el número de protones de la muestra al nivel de confidencia α está en el intervalo $[n_1,\ n_2] = [Nc_1,\ Nc_2]$. Para el caso en que $n_1 \neq 0$ y $n_2 \neq N$ se obtiene el límite inferior, $\mathcal{C}_p^{min}$, del intervalo en que se encuentra la verdadera composición de los rayos cósmicos resolviendo la ecuación (B.3) con $n_0 = n_1$ y el límite superior, $\mathcal{C}_p^{max}$, a través de la ecuación (B.2) con

$n_0 = n_2$. Para el caso en que $n_1 = 0$ sólo es necesario calcular el límite superior del intervalo el cual se obtiene resolviendo la ecuación (B.2) con $n_0 = n_2$. Lo mismo sucede para el caso en que $n_2 = N$, sólo hay que calcular el límite inferior del intervalo el cual se obtiene resolviendo la ecuación (B.3) con $n_0 = n_1$. El criterio adoptado para obtener el valor central de la composición de los rayos cósmicos es el de tomarlo igual al de la muestra, es decir, $\hat{\mathcal{C}}_p = \hat{c}_p$.

Bibliografía

[1] V. Hess, Phys. Z. **13**, 1804 (1912).

[2] M. Nagano y A. Watson, Rev. Mod. Phys. **72**, 689 (2000).

[3] M. Nagano *et al.*, J. Phys. **G10**, 1295 (1984).

[4] D. Bird *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3401 (1993).

[5] D. Bird *et al.*, Astrophys. J. **441**, 144 (1995).

[6] T. Abu-Zayyad *et al.*, Astrophys. J. **557**, 686 (2001).

[7] M. Pravdin *et al.*, Proc. 26th ICRC **2**, 292 (1999).

[8] M. Pravdin *et al.*, Proc. 28th ICRC, 389 (2003).

[9] HiRes Collaboration, Phys. Rev. Lett. **92**, 151101 (2004).

[10] M. Ave *et al.*, Proc. 27th ICRC **1**, 381 (2001).

[11] M. Takeda *et al.*, Astropart. Phys. **19**, 447 (2003).

[12] A. Watson, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B136**, 290 (2004).

[13] J. Linsley, Proc. 15th ICRC **12**, 89 (1977).

[14] M. Zha, J. Knapp y S. Ostapchenko, Proc. 28th ICRC **2**, 515 (2003).

[15] T. Gaisser *et al.*, Phys. Rev. **D47**, 1919 (1993).

[16] G. Archbold *et al.*, Proc. 28th ICRC **1**, 405 (2003).

[17] N. Hayashida, *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **21**, 1101 (1995).

[18] K. Shinozaki *et al.*, Proc. 21th ICRC, 346 (2001).

[19] M. Ave, L. Cazón, J. Hilton, J. Knapp, J. Lloyd-Evans y A. Watson, Astropart. Phys. **19**, 61 (2003).

[20] M. Dova, M. Manceñido, A. Mariazzi, T. McCauley y A. Watson, Astropart. Phys. **21**, 597 (2004).

[21] M. Ave, J. Hilton, J. Lloyd-Evans, M. Marchesini y A. Watson, Proc. 28th ICRC **1**, 349 (2003).

[22] A. Tiba, G. Medina-Tanco y S. Sciutto, arXiv:astro-ph/0502255 (2005).

[23] K. Kampert *et al.*, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B136**, 273 (2004).

[24] T. Pierog, R. Engel y D. Heck, Czech. J. Phys. **56**, A161 (2006).

[25] M. Dova, A. Mariazzi y A. Watson, Proc. 29th ICRC **7**, 275 (2005).

[26] K. Shinozaki y M. Teshima, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B136**, 18 (2004).

[27] K. Shinozaki *et al.*, Astrophys. J. **571**, L117 (2002).

[28] M. Risse *et al.*, Proc. 29th ICRC **7**, 143 (2005).

[29] Pierre Auger Collaboration, Proc. 29th ICRC **7**, 147 (2005).

[30] M. Ave *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2244 (2000).

[31] M. Ave *et al.*, Phys. Rev. **D65**, 063007 (2002).

[32] Pierre Auger Collaboration, aceptado para publicarse en Astropart. Phys. (arXiv:astro-ph/0606619).

[33] J. Bird *et al.*, arXiv:astro-ph/9806096 (1998).

[34] N. Hayashida *et al.*, Astropart. Phys. **10**, 303 (1999).

[35] M. Teshima *et al.*, Proc. 27th ICRC **1**, 337 (2001).

[36] J. Bellido *et al.*, Astropart. Phys. **15**, 167 (2001).

[37] Pierre Auger Collaboration, aceptado para publicarse en Astropart. Phys. (arXiv:astro-ph/0607382).

[38] Y. Uchihori, M. Nagano, M. Takeda, M. Teshima, J. Lloyd-Evans y A. Watson, Astropart. Phys. **13**, 151 (2000).

[39] L. Anchordoqui, T. Paul, S. Reucroft y J. Swain, Int. J. Mod. Phys. **A18**, 2229 (2003).

[40] J. Meyer *et al.*, Astrophys. J. **487**, 182 (1997).

[41] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990).

[42] P. Blasi, R. Epstein y A. Olinto, arXiv:astro-ph/9912240 (1999).

[43] W. M. Yao *et al.*, J. Phys. **G33**, 1 (2006). Disponible en **http://pdg.lbl.gov**.

[44] P. Kronberg, Rep. Prog. Phys. **57**, 325 (1994).

[45] V. Berezinsky, S. Bulanov, V. Dogiel, V. Ginzburg y V. Ptuskin, *Astrophysics of Cosmic Rays*, North-Holland Publishing Company (1990).

[46] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966).

[47] G. Zatsepin y V. Kuz'min, Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red. **4**, 144 (1966).

[48] D. Bergman for the HiRes Collaboration, arXiv:astro-ph/0609453 (2006).

[49] S. Yoshida y M. Teshima, Prog. Theor. Phys. **89**, 833 (1993).

[50] R. Protheroe y P. Johnson, Astropart. Phys. **4**, 253 (1996).

[51] G. Medina-Tanco, Astrophys. J. **549**, 711 (2001).

[52] G. Medina-Tanco y T. Ensslin, Astropart. Phys. **16**, 47 (2001).

[53] G. Medina-Tanco *et al.*, Astropart. Phys. **6**, 337 (1997).

[54] D. De Marco *et al.*, Astropart. Phys. **20**, 53 (2003).

[55] J. Bordes *et al.*, Astropart. Phys. **8**, 135 (2003).

[56] D. McKay, S. Panda y J. Ralston, Phys. Lett. **B484**, 267 (2000).

[57] D. Chung *et al.*, Phys. Rev. **D57**, 4606 (1998).

[58] H. Sato y T. Tati, Prog. Theor. Phys. **47**, 1788 (1972).

[59] A. Kirzhnits y V. Chechin, Yad. Fiz. **15**, 1051 (1972).

[60] S. Coleman y S. Glashow, Phys. Rev. **D59**, 116008 (1999).

[61] P. Battacharjee y G. Sigl, Phys. Rept. **327**, 109 (2000).

[62] V. Berezinsky, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B87**, 387 (2000).

[63] V. Kuzmin y I. Tkachev, Phys. Rept. **320**, 199 (1999).

[64] S. Sarkar y R. Toldra, Nucl. Phys. **B621**, 495 (2002).

[65] D. Allard, E. Parizot, E. Kham y A. Olinto, Astron. and Astrophys. **L29**, 443 (2005).

[66] D. Allard, E. Parizot y A. Olinto, Astropart. Phys. **27**, 61 (2007).

[67] M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22**, 425 (1984).

[68] A. Olinto, arXiv:astro-ph/0102077 (2001).

[69] P. Biermann, Phys. Rev **D51**, 3450 (1995).

[70] G. Cavallo y M. Rees, Mont. Not. Roy. Astron. Soc. **183**, 359 (1978).

[71] E. Waxman, Phys. Rev. Lett. **75**, 386 (1995).

[72] F. Stecker, Astropart. Phys. **14**, 207 (2000).

[73] P. Auger *et al.*, Rev. Mod. Phys. **11**, 288 (1939).

[74] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford University Press (1954).

[75] N. Kalmykov *et al.*, Proc. 26th ICRC **2**, 511 (2003).

[76] S. Sciutto, Proc. 27th ICRC, 237 (2001).

[77] J. Matthews, Astropart. Phys. **22**, 387 (2005).

[78] J. Alvarez-Muñiz, R. Engel, T. Gaisser, J. Ortiz y T. Stanev, Phys. Rev. **D66** 033011 (2002).

[79] K. Kamata y J. Nishimura, Progr. Theor. Phys. Suppl. **6**, 93 (1958).

[80] K. Geisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. **10**, 63 (1960).

[81] M. Dova, L. Epele y A. Mariazzi, Astropart. Phys. **18**, 351 (2003).

[82] S. Sciutto, AIRES user's Manual and Reference Guide (2002), http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires.

[83] A. Chou *et al.*, Proc. 26th ICRC **7**,319 (2005).

[84] D. Heck *et al.*, Report **FZKA 6097**, Forschungszentrum Karlsrue, 1998; http://www-ik3.fzk.de/∼/heck/corsika.

[85] A. Hillas, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B52**, 29 (1997).

[86] L. Gribov *et al.*, Phys. Rep. **100**, 1 (1983).

[87] N. Kalmykov, S. Ostapchenko y A. Pavlov, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B52**, 17 (1997).

[88] J. Ranft, Phys. Rev. **D51**, 64 (1995).

[89] H. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog y K. Werner, Phys. Rep. **350**, 93 (2001).

[90] R. Fletcher, T. Gaisser, P. Lipari y T. Stanev, Phys. Rev. **D50**, 5710 (1994).

[91] P. Billoir y O. Blanch Bigas, Nota interna del Observatorio Pierre Auger, GAP-2006-055 (2006).

[92] S. Ostapchenko, arXiv:astro-ph/0412591 (2004).

[93] S. Ostapchenko, arXiv:hep-ph/0501093 (2005).

[94] R. Engel, T. Gaiser, P. Lipari y T. Stanev, Proc. 26th ICRC **1**, 415 (2000).

[95] A. Hillas, Proc. 19th ICRC **1**, 155 (1985).

[96] P. Mazur, for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 27th ICRC, 1037 (2003).

[97] C. Bonifazi, Tesis Doctoral (2004).

[98] X. Bertou *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A568**, 839 (2006).

[99] Pierre Auger Collaboration, Nucl. Inst. and Meth. **A523**, 50 (2003).

[100] A. Cordero *et al.*, Nota interna del Observatorio Pierre Auger, GAP-1996-039 (1996).

[101] M. Ambrosio *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-48**, 400 (2001).

[102] G. Matthiae, for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 27th ICRC, 733 (2001).

[103] H. Gemmeke, for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 27th ICRC, 737 (2001).

[104] J. Matthews, for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 27th ICRC, 745 (2001).

[105] Pierre Auger Collaboration, Proc. 29th ICRC, **7** 387 (2005).

[106] Pierre Auger Collaboration, Proc. 29th ICRC, **7** 13 (2005).

[107] T. Li y Y. Ma, Astrophys. J. **272**, 317 (1983).

[108] M. Bossa, S. Mollerach y E. Roulet, J. Phys. **G29**, 1409 (2003).

[109] F. Aharonian y A. Neronov, Astrophys. J. **619**, 306 (2005).

[110] T. Gaisser y A. Hillas, Proc. 15th ICRC, **8** 353 (1977).

[111] P. Homola *et al.*, Comp. Phys. Comm. **173**, 71 (2005).

[112] R. Abbasi *et al.*, Phys. Lett. **B619**, 271 (2005).

[113] P. Bauleo, C.B. Bonifazi, A. Filevich, y A. Reguera, Nucl. Inst. and Meth. **A463**, 175 (2001).

[114] A. Etchegoyen, P. Bauleo, X. Bertou, C.B. Bonifazi, A. Filevich, M.C. Medina, D. Melo, A. Rovero, **D. Supanitsky** y A. Tamashiro, for the Pierre Auger Collaboration, Nucl. Inst. and Meth. **A545**, 602 (2004).

[115] **D. Supanitsky** y X. Bertou, Nota Interna del Observatorio Pierre Auger, GAP-2003-113 (2003).

[116] J. A. Simpson, Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. **33**, 323, (1983).

[117] R. Bellotti *et al.*, Phys. Rev. **D53**, 35 (1996).

[118] R. Bellotti *et al.*, Phys. Rev. **D60**, 052002 (1999).

[119] R. Boezio *et al.*, Phys. Rev. **D62**, 032007 (2000).

[120] S. Coutu *et al.*, Phys. Rev. **D62**, 032001 (2000).

[121] S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. **B592**, 1 (2004).

[122] D. Reyna, arXiv:hep-ph/0604145 (2006).

[123] L. Bogdanova *et al.*, *enviado a Phys. Atom. Nucl.* [arXiv:nucl-ex/0601019].

[124] E. Bugaev *et al.*, Phys. Rev. **D58**, 0504001 (1998).

[125] P. Hansen, P. Carlson, E. Mocchiutti, S. Sciutto y M. Boezio, Phys. Rev. **D68** 103001 (2003).

[126] J. Wentz *et al.*, arXiv:hep-ph/0301199 (2003).

[127] P. Bauleo *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A406**, 69 (1998).

[128] C. B. Bonifazi *et al.*, Nota interna del Observatorio Pierre Auger, GAP-2001-018 (2001).

[129] P. Allison, P. Bauleo, X. Bertou y C. B. Bonifazi, Nota interna del Observatorio Pierre Auger, GAP-2002-028 (2002).

[130] J. Linsley y L. Scarsi, Phys. Rev. **128**, 2384 (1962).

[131] J. Cronin, Nota interna del Observatorio Pierre Auger, GAP-2003-076 (2003).

[132] P. Billoir, Nota interna del Observatorio Pierre Auger, GAP-2002-076 (2002).

[133] A. Chou, Nota interna del Observatorio Pierre Auger, GAP-2004-057 (2004).

[134] A. Castellina y G. Navarra, Nota interna del Observatorio Pierre Auger, GAP-2006-065 (2006).

[135] M. Armitage, M. Blake y W. Nash, J. Phys. A: Math. Gen. **6**, 878 (1973).

[136] J. Lapikens, J. Phys. A: Math. Gen. **8**, 838 (1975).

[137] P. Bassi, G. Clark y B. Rossi, Phys. Rev. **92**, 441 (1953).

[138] A. Watson y J. Wilson, J. Phys. A: Math. Gen. **10**, 1199 (1974).

[139] **D. Supanitsky**, A. Watson, y Min Zha, Nota Interna del Observatorio Pierre Auger, GAP-2005-015 (2005).

[140] Hieu Buic y A. Watson, Nota interna del Observatorio Pierre Auger en preparación.

[141] E. Kellermann y L. Towers, J. Phys. **A3**, 284 (1970).

[142] http://www.auger.org.ar/CDAS-Public.

[143] Min Zha, comunicación privada, sacado de un análisis hecho para lluvias inclinadas.

[144] AMIGA *Design Report*, A. Etchegoyen, *et al.* (2006).

[145] **D. Supanitsky**, A. Tiba, G. Medina-Tanco, A. Etchegoyen, I. Allekotte, M. Gómez Berisso, V. de Souza, M.C. Medina, J.A. Ortiz y R. Shellard, Proc. 29th ICRC **7**, 37 (2005).

[146] **D. Supanitsky**, G. Medina-Tanco, A. Etchegoyen, M. Gómez Berisso y M.C. Medina, aceptado para publicarse en Am. Institute of Phys. (Conf. Proc).

[147] A. Etchegoyen, D. Melo, **D. Supanitsky**, y M.C. Medina, aceptado para publicarse en Am. Institute of Phys. (Conf. Proc).

[148] The MINOS Collaboration, Technical Design Report, *The MINOS Detectors*, 1998.

[149] J. Meza, Comunicación privada.

[150] http://lpnhe-auger.in2p3.fr/Silvie/WWW/AUGER/DPA.

[151] P. Billoir, Nota interna del Observatorio Pierre Auger, GAP-2000-025 (2000).

[152] S. Vernov, G. Khristiansen, K. Solovieva, *et al.*, Can. J. Phys. **46**, s197 (1968).

[153] M. Hillas *et al.*, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **29** Suppl. 3, 533 (1970).

[154] R. Brownlee *et al.*, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **29** Suppl. 3, 651 (1970).

[155] J. Buren, T. Antoni, W. Apel, *et al.*, Proc. 26th ICRC **6**, 301 (2005).

[156] Enhancment of the Fluorescence Detector by Aditional Telescopes with Elevated Field of View: HEAT = High Elevation Auger Telescopes, Agosto de 2006.

[157] M. Glasmacher, *et al.*, Astropart. Phys. **12**, 1 (1999).

[158] I. Brancus, *et al.*, J. Phys. **G29** 453 (2003).

[159] C. Medina, M. Berizo, I. Allekote, A. Etchegyen, G. Medina-Tanco y **D. Supanitsky**, Nucl. Inst. and Meth. **A566**, 302 (2006).

[160] A. Chilingarian, Comput. Phys. Commun. **54**, 381 (1988).

[161] L. Holström, S. Sain y H. Miettinen, Comput. Phys. Commun. **88**, 195 (1995).

[162] V. Avazov, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 231801 (2001).

[163] D. Melo, Tesis Doctoral.

[164] B. Silvermann, *Density Estimation for Statististics and Data Analysis*, ed. Chapman & Hall, New York (1986).

[165] D. Scott, *Multivariate Density Estimation*, ed. Wiley, New York (1992).

[166] D. Fadda, E. Slezak y A. Bijaoui, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 127 (1998) 335.

[167] D. Marritt y B. Tremblay, Astron. J. **108**, 514 (1994).

[168] B. Knuteson, H. Miettinen y L. Holmström, Comput. Phys. Commun. **145**, 351 (2002).

[169] R. Bock *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A516**, 511 (2004).

[170] I. Abramson, Ann. Statist. **10**, 1217 (1982).