

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTIN
COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA
INSTITUTO DE TECNOLOGÍA
“Prof. Jorge A. Sabato”**

**El Observatorio Pierre Auger a bajas energías:
Análisis de sus capacidades y posibles mejoras. (*)**

por Lic. María Clementina Medina

Director

Dr. Alberto Etchegoyen

Codirector

Dr. Pierre Billoir

(*) Tesis para optar al título de Doctora en Ciencia y Tecnología, mención Física

República Argentina

2007

TESIS
CARRERA DEL DOCTORADO EN CIENCIA Y TECNOLOGIA
MENCION FISICA

**El Observatorio Pierre Auger a bajas energías:
Análisis de sus capacidades y posibles mejoras.**

Lic. María Clementina Medina

Dr. Alberto Etchegoyen
Director

Dr. Pierre Billoir
Co-Director

Buenos Aires, 11 de diciembre de 2007

A las lucecitas de mi vida: Lute, Nani y Tiziana...
y a mi compañero para toda la vida Juan Ignacio...

Resumen

El Observatorio Pierre Auger ha sido diseñado para observar los rayos cósmicos de las más altas energías, $E \lesssim 10^{19}$ eV (con eficiencia 1 para $E \lesssim 10^{18.5}$ eV). Sin embargo es posible, con su configuración actual, registrar chubascos cósmicos con energías de hasta 10^{18} eV y sobre este tipo de eventos se desarrolla este trabajo en el que se incluye además un nuevo diseño del arreglo geométrico del Observatorio para extender el rango dinámico del mismo hasta 10^{17} eV. Incluir este rango de energía es crucial para la astrofísica de altas energías pues entre $10^{17.5}$ y 10^{19} eV podría estar ocurriendo la transición entre la componente galáctica y la extragaláctica del flujo de rayos cósmicos. Los resultados existentes al día de hoy en este intervalo energético son poco concluyentes, con respecto a la transición, a la forma del espectro, a la naturaleza y origen de los rayos cósmicos y a las posibles anisotropías en sus direcciones de arribo. Es por esto que este trabajo se centra en los datos obtenidos con el arreglo de superficie de Auger en las energías más bajas detectables por el mismo.

Comenzando con el estudio de la respuesta del detector de superficie del Observatorio Pierre Auger al paso de partículas cargadas dando se determinan los parámetros de calibración del mismo y se desarrolla un método para el posterior monitoreo de su funcionamiento. A partir de allí, el siguiente paso consiste en construir un algoritmo de selección y limpieza de los eventos de bajas energías. Estos eventos poseen una baja multiplicidad de detectores (3 estaciones) y la contaminación por coincidencias casuales se vuelve muy importante. Con el método propuesto se logra una eficiencia de selección de más del 98 %. Contando con un conjunto de datos confiable y estadísticamente importante este trabajo continúa con la determinación empírica de distintos parámetros de detección como la probabilidad de disparo de un detector aislado, que se usa posteriormente para el cálculo experimental de la aceptación del arreglo de detectores de superficie. La aceptación para energías menores que $10^{18.5}$ eV no está saturada y es sensible a diversos factores externos. Se estudia aquí la dependencia de la misma con la variación de las condiciones atmosféricas locales (temperatura, presión y densidad atmosféricas). La parametrización encontrada se utiliza finalmente para corregir el mapa de cobertura del Observatorio con el cual se normaliza el mapa de densidad de eventos para la búsqueda de anisotropía en las direcciones de arribo a mediana y gran escala. Este mapa de cobertura corregido se utilizó para los primeros resultados publicados por Auger en relación a la ausencia de anisotropía en la dirección del Centro Galáctico.

Finalmente, a partir de la comprensión profunda de los datos de bajas energías del Observatorio, se sugiere extender el rango dinámico del mismo hacia energías menores agregando un pequeño arreglo de detectores separados a una distancia menor a la establecida originalmente para Auger (*Infill*). A través de simulaciones Monte Carlo de toda la cadena de detección y

reconstrucción de los eventos, se muestra como con una separación de 750m entre detectores la eficiencia de detección es completa hasta $10^{17.5}$ eV y que los parámetros reconstruidos de las cascadas mejoran en factores que van de 2 a 4.

Palabras claves: *Observatorio Pierre Auger, Rayos Cósmicos de bajas energías ($\sim 10^{18}$ eV), Detectores Cherenkov, Anisotropía, Infill*

Abstract

The Observatory Pierre Auger was designed to observe the cosmic rays of the highest energies (with efficiency 1 for energies $E > 10^{19}$ eV). Nevertheless it is possible, with its current configuration, to register cosmic cascades with energies of even 10^{18} eV and on this type of events we will develop the present work. We also include new design of the geometric arrangement of the Observatory to extend its dynamic range down to 10^{17} eV. Including this energy range in Auger is crucial for the high energy astrophysics because between $\sim 10^{17.5}$ and 10^{19} eV the transition between Galactic and Extra Galactic cosmic rays should occur. The previous results in this energetic range are not conclusive with respect to the transition, the spectrum shape, the nature of these particles, their origin nor the anisotropies on their arrival directions.

Beginning with the study of the Pierre Auger Observatory surface detector response to the charged particles, in this work we determine its calibration parameters and we develop a method for monitoring its performance using these parameters. From there the next step consists on building an event selection algorithm for the low energy events with a procedure for cleaning them. These events have low multiplicity of triggered detectors (just 3) and the contamination by random coincidences is very important. With the proposed method we have an efficiency of selection bigger than 98 %. With a data set trustworthy and statistically important this work continues with the empirical determination of different detection parameters as the detector trigger probability which is used to determine the experimental surface array acceptance. This acceptance for energies below $10^{18.5}$ eV is not saturated and it is sensible to a lot of external factors. Here we study its dependence with the local atmospheric conditions (temperature, pressure and density). The found parametrization is introduced as a correction to the determination of the coverage map of the Observatory. This map is used to normalize the event density map for the anisotropy searches. This corrected coverage map was used for analyzing the first data set searching for anisotropy on the Galactic Center direction.

From the deep comprehension of the low energy data of the Observatory, it was suggested to extend the dynamic range of the Observatory down to very much lower energies. The proposal consists of adding, in a small area, detectors at a shorter distance than the established originally for Auger. To complete this work the study of the efficiency of detection and reconstruction of this extension depending on its size and geometry.

Índice general

Resumen	I
Abstract	III
Agradecimientos	XIII
Introducción	XV
1. Rayos Cósmicos de altas energías	1
1.1. Reseña histórica	1
1.2. Espectro de rayos cósmicos	2
1.3. Origen de los rayos cósmicos de altas energías	5
1.3.1. Mecanismos de aceleración convencionales	6
1.3.2. Posibles Aceleradores Cósmicos	6
1.4. Mecanismos Exóticos	9
1.5. Anisotropía en las direcciones de arribo	13
1.6. Propagación	13
1.6.1. Propagación de Fotones	14
1.6.2. Propagación de Nucleones	15
1.6.3. Propagación de Núcleos Pesados	16
1.6.4. El corte GZK	18
1.6.5. Propagación en campos magnéticos	19
1.6.6. Desviación magnética	20
2. Cascadas de Partículas	23
2.1. Fenomenología Básica	23
2.2. La atmósfera terrestre	25
2.2.1. Estructura Vertical	26
2.2.2. Modelización de la atmósfera: Profundidad Atmosférica	27
2.2.3. Variaciones estacionales de la atmósfera	28
2.2.4. Variaciones día - noche de la atmósfera	29
2.3. Distintas Interacciones	31
2.3.1. Pérdidas de energías de partículas cargadas más pesadas que el electrón	31
2.3.2. Electrones y positrones	32
2.3.3. Fotones	34

2.3.4. Muones	36
2.3.5. Hadrones	37
2.3.6. Bariones	37
2.3.7. Resumen de interacciones	38
2.4. Modelización de las cascadas	38
2.4.1. Componente muónica	38
2.4.2. Componente electromagnética	39
2.4.3. Perfil Longitudinal	40
2.4.4. Perfil Lateral	43
2.5. Simulaciones	44
3. El Observatorio Auger y Estudios sobre su Arreglo de Superficie	47
3.1. Pampa Amarilla	48
3.2. Detector de fluorescencia	49
3.2.1. Principio de detección	50
3.2.2. Calibración y monitoreo del detector y de la atmósfera	52
3.3. Calibración de los detectores de superficie	53
3.3.1. Electrónica	54
3.3.2. Calibración con muones de fondo	54
3.3.3. Calibración y nivel de agua en los detectores	58
3.3.4. Aplicación del método en el Observatorio	63
3.4. Reconstrucción de los eventos de superficie	65
3.4.1. Disparo del detector	69
3.5. Discusión y conclusión del capítulo	71
4. Selección de eventos	73
4.1. Selección de triángulos	73
4.2. Determinación del punto de impacto y de la dirección de arribo	74
4.3. Selección de estaciones	74
4.4. Reconstrucción de eventos "limpios"	76
4.4.1. Eventos "limpios" no reconstruidos	77
4.4.2. Comparación entre la reconstrucción final y los valores estimados	77
4.4.3. Comparación con una reconstrucción independiente	78
4.5. Instrumentación del método en el Observatorio	79
4.6. Extensión para lluvias inclinadas	81
4.7. Discusión y conclusión del capítulo	83
5. Aceptancia del Detector de Superficie	85
5.1. Introducción	85
5.1.1. Probabilidad de disparo de un detector SD	86
5.2. Irregularidades en la geometría radial del arreglo	91
5.2.1. Áreas geométricas y efectivas	93
5.3. Irregularidades en la geometría acimutal del arreglo	95
5.4. Efecto de las Condiciones Meteorológicas	97

5.4.1. Influencia de la temperatura en la electrónica del detector	98
5.4.2. Influencia de las condiciones atmosféricas en el desarrollo de la cascada	99
5.5. Método y análisis	103
5.5.1. Temperatura Atmosférica	104
5.5.2. Presión Atmosférica	105
5.5.3. Densidad atmosférica	106
5.6. Discusión y conclusión del capítulo	107
6. Direcciones de arribo	109
6.1. Introducción	109
6.2. Anisotropía a bajas energías	110
6.3. Búsqueda de Anisotropía con el Observatorio Pierre Auger	111
6.3.1. El mapa de cobertura de Auger	112
6.4. Método de Mezclado	113
6.5. Método Semi-analítico	117
6.5.1. Ajuste de la distribución cenital de los eventos	117
6.5.2. Estimación de la distribución en declinación	119
6.5.3. Impacto de una aceptación variable	121
6.6. Búsqueda de anisotropía en la dirección del Centro Galáctico con Auger	124
6.7. Conclusiones	125
7. AMIGA: la transición de fuentes galácticas a extragalácticas	127
7.1. Introducción	127
7.1.1. HEAT y AMIGA	129
7.2. Simulaciones	131
7.3. Determinación de la aceptación	132
7.4. Resolución Angular	134
7.5. Resolución en la posición del punto de impacto	136
7.6. Determinación de $S(600)$	138
7.7. Estudios de composición con AMIGA y HEAT	139
7.8. Conclusiones	140
8. Conclusiones	143
Bibliografía	147
Trabajos Publicados	155
Apéndice I: Aceleración de Fermi	161
8.1. Aceleración de segundo orden	161
8.2. Aceleración de Fermi de primer orden	163
Apéndice II: Coordenadas celestes	167
8.3. Coordenadas horizontales	167
8.4. Coordenadas ecuatoriales	168

8.5. Coordenadas Galácticas	169
8.6. Tiempos	171
8.7. Conversión entre sistemas de coordenadas	171
8.7.1. De horizontales a ecuatoriales horarias y viceversa	171
8.7.2. De ecuatoriales horarias a ecuatoriales absolutas y viceversa	172
8.7.3. De ecuatoriales absolutas a galácticas y viceversa	173

Índice de figuras

1.1. Espectro de Rayos cósmicos.	3
1.2. Espectro de rayos cósmicos multiplicado por E^3	5
1.3. Diagrama de Hillas	7
1.4. Pulsar del Cangrejo	10
1.5. Esquema del modelo de unificación de AGNs	10
1.6. GRB más energético detectado.	11
1.7. Decaimiento de una partícula supermasiva	11
1.8. Longitud de atenuación de fotones, protones y núcleos de Fe en los distintos fondos de r.	17
1.9. Atenuación de núcleos de Fe en los fondos de radiación (CMB, IR y OP.	17
1.10. GZK cut-off para protones y núcleos de Fe.	19
2.1. Simulación de una lluvia de 10^{19} eV.	24
2.2. Esquema de una cascada hadrónica	25
2.3. Estructura de la atmósfera.	27
2.4. Profundidad Atmosférica.	29
2.5. Variación de presión y temperatura en Malargüe.	30
2.6. Variación en altura de la temperatura y presión atmosféricas.	30
2.7. Pérdida de energía por longitud de radiación para $e\pm$	32
2.8. Coeficiente de Atenuación de fotones.	35
2.9. Poder de frenado de muones en el aire.	37
2.10. Distribución de energía de partículas de una cascada	39
2.11. Perfil longitudinal de un evento de alta energía de Auger.	41
2.12. Modelo simplificado de una cascada.	41
2.13. Elongation Rate.	42
3.1. Detección Híbrida.	48
3.2. Emplazamiento del Observatorio P.A.	49
3.3. Edificio de fluorescencia.	50
3.4. Bahía del detector de fluorescencia.	50
3.5. Plano detector - eje de la lluvia.	51
3.6. Detector de superficie de Auger.	53
3.7. Foto y esquema del tanque del Tandar	56
3.8. Distribución de carga del VEM, Q_{VEM}^{peak} , y de muones de fondo, Q_{3-fold}^{peak} , en Tandar.	57
3.9. Distribución de carga del VEM y de muones de fondo.	57

3.10. Histogramas de carga de un PMT individual.	60
3.11. Histogramas de carga de la suma de los 3 PMTs.	60
3.12. Pendiente de los histogramas de carga individuales.	61
3.13. Variación de la pendiente del histograma de carga de la suma de los 3 PMTs	62
3.14. Razón entre hump(PMT) y hump(suma)	62
3.15. Tiempo de decaimiento.	63
3.16. Monitoreo del nivel de agua de las estaciones.	64
3.17. Nivel de agua en el año 2006	65
3.18. Parámetros de la reconstrucción de una cascada con SD.	67
3.19. Fluctuaciones en la LDF.	67
3.20. Configuraciones de disparo de detectores de superficie.	70
4.1. Diferencia entre los valores estimados y reconstruidos del punto de impacto y la dirección de arrib	
4.2. Distribución de Δt en función de la distancia al punto de impacto de las estaciones. 76	
4.3. Diferencia entre los valores estimados y reconstruidos del punto de impacto y θ . 78	
4.4. Comparación de los valores del punto de impacto y θ reconstruidos con una reconstrucción independiente	
4.5. Aplicación del procedimiento de selección de eventos y estaciones.	81
4.6. Aplicación del procedimiento de selección de eventos y estaciones.	82
5.1. LTP para distintas energías.	87
5.2. Dependencia de $S_{0.5}$ con θ y $S(1000)$	88
5.3. Probabilidad de disparo experimental de un detector SD	89
5.4. Aceptancia relativa del detector de superficie	90
5.5. Probabilidad de disparo para una celda triangular de 1,5 km.	92
5.6. Relación entre el área efectiva de disparo y el área geométrica.	93
5.7. Variación diferencial del área efectiva.	94
5.8. (a) Variación del área efectiva de disparo, cuadrados rojos: simulaciones de áreas efectivas, cruces	
5.9. Asimetría en ϕ	96
5.10. Asimetría en ϕ	96
5.11. Distribución en ángulo acimutal	97
5.12. Variación de la temperatura atmosférica, de la electrónica y de los PMTs	98
5.13. Distribución de temperatura de eventos y triángulos.	105
5.14. Variación de la aceptación relativa con la temperatura.	105
5.15. Variación de la aceptación relativa con la presión.	106
5.16. Variación de la aceptación relativa con la densidad.	107
6.1. Anisotropía reportada por AGASA y SUGAR.	110
6.2. Distribución en ascensión recta	112
6.3. Modulacion diaria	113
6.4. Distribuciones del tiempo UTC	115
6.5. Shuffling: efecto en la distribución en declinación.	116
6.6. Shuffling:efecto de una variación día-noche.	116
6.7. Dependencia de la aceptación con el ángulo cenital.	118
6.8. Vectores para el cálculo del mapa de cobertura.	119
6.9. Distribución en declinación: Comprobación de la precisión método.	120

6.10. Mapa de la cobertura de Auger para eventos 3 TOT.	123
6.11. Espectro angular para los eventos 3 TOT entre enero y mayo de 2004.	123
6.12. Mapa de excesos en la dirección del Centro Galáctico reportado por Auger.	124
7.1. Emplazamiento del infill de 750 m y 433 m.	128
7.2. Lluvia simulada iniciada por un protón de 1,0 EeV (<i>izquierda</i>) iluminación de dos cámaras	
7.3. Ensamblado de un prototipo de 64 píxeles de 200cm × 4,1cm; (<i>izquierda</i>) vista lateral, and	
7.4. Diferentes configuraciones de infill posibles generadas dentro del arreglo original con 1500 n	
7.5. Número promedio de estaciones disparadas por evento para distintos espaciamentos.133	
7.6. Aceptancia relativa para las diferentes configuraciones de arreglos infill.	133
7.7. Incerteza en la dirección de arribo en función del espaciamiento entre detectores para $\theta = 3$	
7.8. Incerteza en la dirección de arribo en función del espaciamiento entre detectores para $\theta = 4$	
7.9. Incerteza en la dirección de arribo en función de el número promedio de estaciones disparac	
7.10. Resolución en la posición del punto de impacto en función de la separación entre detectores	
7.11. Resolución en la posición del punto de impacto en función de la separación entre detectores	
7.12. Resolución en la posición del core en función del número medio de estaciones disparadas pa	
7.13. Dispersión relativa de S(600) definida como $\sigma_{S(600)}/S(600)$	139
7.14. Simulación (<i>izquierda</i>) del cambio de X_{max} y (<i>derecha</i>) de $N_{\mu}(600)$. Líneas y puntos son lo:	
8.1. Interacción de una partícula cargada con una nube magnetizada en movimiento.161	
8.2. Mecanismo de Fermi de primer orden	163
8.3. Coordenadas horizontales	168
8.4. Coordenadas horizontales	170
8.5. Coordenadas galácticas	170
8.6. Relación entre coordenadas horizontales y ecuatoriales	172
8.7. Relación entre coordenadas ecuatoriales absolutas y horarias	173
8.8. Relación entre coordenadas ecuatoriales y galácticas	173

Agradecimientos

Esta es la parte en que una quisiera recordar a todos aquellos que de alguna u otra manera han contribuido a lo largo de estos 5 ños a que este momento llegue. Hacer una lista con nombres y funciones resulta demasiado simple y vacío. Es por esto que trataré de hacer un repaso temporal, pero no lineal, de esta experiencia. Cada quien ha sido una parte importante en este proceso de aprendizaje, de crecimiento como profesional y como persona que emprendí allá en el 2002 cuando me incorporé al grupo Auger de Tandar. Y es aquí donde no puedo dejar de mencionar el inigualable e inolvidable gesto de mi director Alberto Etchegoyen al confiar en mí para realizar mi tesis de Licenciatura dentro del Proyecto y después para poder continuar luego con la de doctorado. Esto representó el primer paso hacia un cambio profundo en mi vida, dejando mi Tucumán querido para asentarme en las riberas del Río de la Plata. A partir de ese momento el apoyo de Alberto ha sido fundamental en diversas oportunidades. Fue gracias a su iniciativa que pude interactuar con el grupo de Física Nuclear y de Altas Energías de la Universidad de París VI y VII (LPNHE), donde pude adquirir un conocimiento profundo de las herramientas de análisis de datos del Observatorio.

No quiero dejar de mencionar la amabilidad, la paciencia y la generosidad con que mi co - director Pierre Billoir me recibió y me transmitió parte de su conocimiento. Y en este mismo sentido quisiera agradecer a Jean-Christophe Hamilton y Pierre Da Silva, quienes con su buen humor, afecto y disposición hicieron de mi paso por el laboratorio una experiencia productiva y muy agradable. A mis compañeros en la lucha por el doctorado en Francia: Cécile, Benjamin, Eric, Bruno, Diego, gracias por arrancarme de la computadora para ir a almorzar aquellos días.

En Argentina, he interactuado con mucha gente y de cada interacción rescato algo para mí. En Tandar agradezco a mis compañeros de doctorado, Daniel, Diego y Alejandro por aguantar mi carácter, mi desorden y mi especial sentido del humor.

En el Balseiro, he aprendido mucho gracias otra vez al trabajo en colaboración con Mariano, Ingo, Xavier y Hernán. Gracias por las charlas compartidas, por las críticas constructivas, por las correcciones interminables, por los consejos, por la ayuda incondicional y el ánimo que siempre me brindaron en este camino que parecía tan largo.

En el Observatorio en Malargüe, amistad y el cariño de Pedro, Andrés, Rubé, Analía y Ulises fue muy importante en las largas jornadas pasadas en la Pampa Amarilla.

En el desarraigo de mi tierra muchos fueron los que estuvieron ahí para hacer de familia sustituta. Sin ellos esto no hubiese sido posible. Gracias María, por ser mi punto de referencia, mi amiga y casi mi madre cuando todo parecía tan difícil. Gracias Cynthia, Flor, Ana por formar esa red invicible de contención invaluable.

Mi familia a lo lejos minea ha dejado de apoyarme en toda empresa en la que decidí embarcarme a lo largo de mi vida. Gracias a mi herman María Clara, por siempre estar presente, a pesar de la distancia, con su afecto, su optimismo y su enorme fe en mí. A mis hermanos por quererme y cuidarme a la distancia, a mi mamá por el empuje y el cariño incondicional, a mi papá por haberme inculcado que no hay límites para la superación personal ni techo para el crecimiento interno. Y a mis sobrinos Lute, Nani y Tiziana por iluminar mi vida con su alegría y ternura.

Finalmente no puedo dejar de agradecer a Juan Ignacio, quien me ha acompañado en estos últimos meses de stress, mal humor, poco sueño mucho delivery con una paciencia y un amor difíciles de cuantificar.

Y a todas aquellas persons que de alguna u otra manera hicieron de estos 5 años una experiencia extremadamente enriquecedora e inolvidable, gracias de corazón. Si faltara algún nombre, pido comprensión y tolerancia. En mi pensamiento están y estarán siempre.

Introducción

El Observatorio Pierre Auger se encuentra en la etapa final de la construcción del sitio Sur en la provincia de Mendoza en Argentina habiendo comenzado la adquisición de datos en forma estable en el año 2004. Auger fue diseñado para observar los rayos cósmicos de las más altas energías, $E > 10^{19}$ eV, (con eficiencia 1 para $E \geq 10^{18.5}$ eV) con el propósito de resolver el enigma que envuelve a la existencia de estas partículas. Es posible además, con su configuración actual, registrar chubascos cósmicos con energías de hasta 10^{18} eV y sobre este tipo de eventos se desarrollará el presente trabajo incluyéndose un nuevo diseño del arreglo geométrico del Observatorio para incrementar en más de un orden de magnitud, $E \geq 10^{17}$ eV la operación del Observatorio con eficiencia saturada. Incluir este rango de energía es crucial para la astrofísica de altas energías pues entre $\sim 10^{17.5}$ y 10^{19} eV, ocurre la transición entre la componente galáctica y la extragaláctica del flujo de rayos cósmicos. Los resultados existentes de experimentos anteriores en este intervalo energético son poco concluyentes y aún más, contradictorios, con respecto a la transición, forma del espectro, naturaleza, origen y posibles anisotropías en la dirección de arribo de los rayos cósmicos. Cabe destacar, que a estas energías extremas dentro de nuestra galaxia, una partícula neutra como el neutrón podrá arribar a la tierra sin decaer desde el centro de la galaxia apuntando hacia su fuente a través de una anisotropía en la dirección de arribo. Sabiendo que Auger posee una exposición actual de más de $2 \times 10^7 \text{ m}^2 \text{ sr s}$ (4 veces mayor a la de AGASA, Akeno Giant Airshower Surface Array) es posible pensar que, en poco tiempo, se pueda contar con suficientes datos y de excelente calidad en esta zona del espectro para arrojar luz sobre los interrogantes aún sin respuesta.

El Observatorio Pierre Auger tiene un carácter híbrido, es decir que combina dos técnicas de observación completamente distintas: los detectores de fluorescencia y los detectores Cherenkov de superficie para registrar la cascada de partículas producida por un rayo cósmico en la atmósfera. Considerando solamente el arreglo de detectores Cherenkov de superficie del Observatorio, el conjunto de datos disponible en el rango de energías comprendido entre $\sim 10^{18}$ eV y $10^{18.5}$ eV es estadísticamente muy significativo aunque adolece de los inconvenientes asociados con trabajar en una zona del espectro donde la eficiencia de detección es menor que 1. El hecho de que estos datos sean adquiridos con una eficiencia no saturada introduce una serie de dificultades en el momento de asegurar su confiabilidad. Variables que en el régimen de eficiencia total no influyen en la adquisición de los datos, comienzan a ser importantes a la hora de trabajar con los que se encuentran apenas por encima del nivel inferior de disparo. Estas variables tienen que ver con la geometría del arreglo, las condiciones atmosféricas y la sensibilidad del detector a las condiciones externas. Es importante

notar también que las señales obtenidas en el caso de eventos de bajas energías se encuentran apenas por encima del nivel de disparo individual y, por lo tanto, las fluctuaciones que sufre el mismo por variables externas serán importantes en el momento de la detección. También, la identificación de la naturaleza química del primario se torna dificultosa pues la eficiencia de disparo dependerá fuertemente de ella.

Hay también otro inconveniente aparejado. Entre estos datos existirá una alta proporción de lo que se podría definir como *ruido*. Este ruido está formado por eventos “falsos” producidos por el disparo fortuito de por lo menos tres detectores de superficie en cierta ventana temporal. La diferenciación entre este tipo de eventos y los que realmente corresponden a una cascada de partículas formada por el arribo de un rayo cósmico de baja energía a la atmósfera resulta complicada debido a la baja multiplicidad de estaciones que poseen ambos.

Todos estos factores deben ser tenidos en cuenta para efectuar las correcciones pertinentes en el momento del análisis de los datos, especialmente si este análisis está orientado a la búsqueda de anisotropía a gran o mediana escala en la distribución de las direcciones de arribo.

Siguiendo este razonamiento, este trabajo comienza con el estudio de la respuesta del detector de superficie de Auger a la llegada de partículas y de cómo cambia esta respuesta al variar distintos factores. Gracias a estos estudios y al desarrollo de una re-calibración continua de los detectores de superficie, estos cambios pueden ser seguidos en forma permanente y para cada evento registrado, dicha información se encuentra disponible junto con datos sobre las condiciones atmosféricas locales.

El siguiente objetivo fue la determinación de un proceso de selección de eventos que elimine el mayor porcentaje de ruido posible sin sacrificar gran cantidad de eventos físicamente reales pero confundibles con coincidencias casuales. Una vez que la selección de eventos es óptima, es necesario también limpiar estos eventos de estaciones disparadas en forma casual que podrían influir en una mala reconstrucción posterior de los observables de la cascada.

Una vez que se posee un conjunto de datos fiable, la búsqueda de anisotropía en sus direcciones de arribo se realiza comparando la densidad de eventos en el cielo con un mapa de densidades esperado si la distribución de fuentes de rayos cósmicos fuese isotrópica (mapa de cobertura). El cálculo de esta distribución puede realizarse de diferentes maneras, pero fuera cual fuese el método que se utilice, es necesario introducir un valor de la aceptación del arreglo. Para altas energías esta aceptación es independiente de factores externos, mientras que para el caso de eventos de baja energía presenta cierta variabilidad en el tiempo. El estudio de esta variabilidad y su parametrización en función de las condiciones atmosféricas, es el primer paso para la determinación del mapa de cobertura del Observatorio. Finalmente, como se dijo anteriormente, esta determinación puede hacerse usando distintos métodos. En particular, en este trabajo se estudian los métodos que utilizan solamente datos para los cálculos en lugar de basarse en simulaciones Monte Carlo. Es necesario decidir cual de los métodos propuestos es el más adecuado para nuestro detector y justificar la elección.

Usando los métodos de selección de eventos de bajas energías propuestos, y el cálculo de la aceptación del arreglo con las correcciones por su dependencia temporal, se obtuvieron los primeros resultados del Observatorio Pierre Auger en relación a la búsqueda de anisotropía a gran escala y en la dirección del centro galáctico para energías de ~ 1 EeV ($1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$).

A pesar de haberse probado que los datos usados son de calidad y las distintas variables que influyen en la detección pueden ser conocidas y manejadas de manera correcta para el caso en que la aceptación no este saturada, se sugiere extender el rango dinámico del Observatorio hasta energías mucho menores. Esto se podría lograr con una modificación del arreglo de superficie: en un área pequeña se ubican detectores a menor distancia que la establecida originalmente para Auger. El siguiente paso consistió entonces en estudiar la separación entre detectores y el área ideales para obtener un conjunto de eventos estadísticamente significativo y libre de cualquier efecto espurio externo en el rango de energías deseado, $E \geq 10^{17}$ eV.

Resumiendo, este trabajo está organizado de la siguiente manera: un primer capítulo (Cap.1) con una introducción a la física de los rayos cósmicos ultra energéticos, un capítulo con la descripción de la fenomenología de las lluvias de partículas producidas por los rayos cósmicos al interactuar con la atmósfera terrestre y cómo las variaciones en esta última pueden influir en el desarrollo de la lluvia (Cap.2). En el tercer capítulo nos adentramos en el Observatorio Pierre Auger, sus principios de detección y en particular se detalla el funcionamiento del detector de superficie incluyendo una descripción de su calibración, de las condiciones de disparo y de su comportamiento con la variación del volumen de agua contenido (Cap.3). El proceso de reconstrucción de los parámetros de las lluvias se incluye en este capítulo, haciéndose hincapié en las incertezas involucradas en el mismo. El siguiente capítulo trata sobre el mecanismo para la selección de eventos desarrollado (Cap.4). En el capítulo que le sigue (Cap.5), se estudia en detalle la dependencia de la aceptación del detector de superficie en función de distintos factores para la zona de bajas energías y cómo esta variación puede parametrizarse para ser tomada en cuenta en el momento de calcular la cobertura celeste del Observatorio. A éste le sigue el estudio de los distintos métodos para la búsqueda de anisotropía y el impacto de la variabilidad de la aceptación en los mismos (Cap.6). El último capítulo (Cap.7) se dedica a mostrar que la adición de un pequeño arreglo de mayor densidad de estaciones ("infill") con detectores separados a la mitad de la distancia actual entre las estaciones (1500 m) es suficiente para conseguir una aceptación saturada hasta energías $E \gtrsim 10^{17.5}$, lo que garantizaría un conjunto de datos libres de todos los efectos espurios estudiados en capítulos anteriores. Las conclusiones finales del trabajo siguen a este último capítulo (Conclusiones).

Capítulo 1

Rayos Cósmicos de altas energías

1.1. Reseña histórica

Hace casi un siglo que el enigma de los rayos cósmicos motiva la imaginación de físicos de todo el mundo. Los primeros indicios de su existencia datan de 1912 y 1913, cuando Hess[1] y Kolhorster[2] descubrieron que la ionización de la atmósfera aumentaba a partir de 1500 m de altura, llegando a ser 16 veces mayor a unos 5000 m. Esto indicaba claramente que esta ionización era provocada por algo proveniente del espacio exterior y no por radiación de la Tierra. El nombre de “rayos cósmicos” fue introducido por Millikan en 1925 [4], haciendo referencia a su origen extraterrestre y presuponiendo que se trataban de rayos gamma con un gran poder de penetración. Esta idea fue desterrada a partir de los experimentos llevados a cabo por Bothe y Kolhorster[3] pero la designación se conservó. Estos experimentos mostraron que el agente ionizante estaba constituido por partículas cargadas de muy altas energías. La primera estimación de la energía de estas partículas que realizaron Bothe y Kolhorster fue de 10^9 a 10^{10} eV.

En 1938 Pierre Auger [5] propone, al observar el arribo simultáneo de partículas a detectores ubicados a cientos de metros entre sí, la existencia de grandes lluvias de partículas (“Extensive Air Showers” o EAS) producidas por el paso de los rayos cósmicos a través de la atmósfera. Auger y sus colegas estimaron que la energía de las partículas primarias que iniciaban estas lluvias era aproximadamente de 10^{15} eV.

Para explicar como adquieren tal energía, en 1949 Enrico Fermi [6] propuso un mecanismo de aceleración a partir de la interacción con los campos magnéticos interestelares. Según este mecanismo, las partículas ganan energía al chocar con una nube de plasma magnetizado en movimiento. La teoría original de Fermi fue modificada en 1954 [7], proponiéndose un proceso de aceleración más eficiente. Conforme a ésta, las partículas serían aceleradas en sucesivos encuentros con grandes ondas de choque astrofísicas, ganando energía en forma más rápida y alcanzando energías de hasta 10^{15} eV.

A partir del seguimiento de las trazas dejadas por las partículas de las EAS en cámaras de niebla, se pudo demostrar la existencia de una cantidad importante de partículas elementales como los positrones (1932), los muones (1936), los kaones (1945), y las partículas Λ (1945). Al mejorarse las técnicas de adquisición y análisis de las trazas de las partículas en placas fotográficas fue posible descubrir además la existencia de los piones, su decaimiento en muones

y de 3stos en electrones, positrones y neutrinos.

El uso de conjuntos de detectores con cierta configuraci3n espacial para el estudio de las EAS se populariz3 y se construyeron arreglos cada vez m3s grandes, reemplazando los contadores Geiger - M3ller usados originalmente por detectores de centelleo. Entre 1954 y 1957 el espectro de energía de rayos c3smicos se extendió desde 3×10^{15} eV hasta 10^{18} eV con datos provistos por la Estaci3n Agassiz en Harvard[8]. Apenas unos ańos despu3s Volcano Ranch [9] sería el primero de estos arreglos gigantes en detectar un evento ultra energ3tico ($\sim 10^{20}$ eV) en el ańo 1963.

Hasta principio de los ańos 60 nada impedía que la energía de los rayos c3smicos alcance valores de hasta 10^{21} eV. Esto impuls3 el desarrollo de nuevos m3todos alternativos de detecci3n de las EAS. Así nacieron observatorios basados en la captaci3n de la luz de fluorescencia producida en la atm3sfera por la interacci3n de las partícula de la cascada con las mol3culas de N₂. El primer observatorio donde se us3 esta t3cnica fue el de Fly's Eye [19] obteniendo excelentes resultados. En la actualidad este ha sido reemplazado por el observatorio HiRes [11].

Luego del descubrimiento del fondo de radiaci3n c3smica (CMB) por Penzias y Wilson [13], Kenneth Greisen, Vadim Kuzmin y Georgi Zatsepin[14] [15] demostraron que para energías superiores a 5×10^{19} eV, los protones que viajan por el espacio exterior comienzan a interactuar con los fotones del fondo de radiaci3n de microondas, produciendo piones secundarios. Esta interacci3n degrada la energía del prot3n, impidiendo que partícula que viajen distancias mayores que ~ 100 Mpc¹ alcancen energías superiores a $\sim 5 \times 10^{19}$ eV (energía conocida como GZK cutoff). Desde el evento de Volcano Ranch (1963) hasta nuestros días se han detectado m3s de una veintena de eventos con energías superiores al GZK cutoff por diversos experimentos como Yakutsk [16] (Rusia), Haverah Park [17](Reino Unido), AGASA [18](Japon) y Fly's Eye [10](USA). La existencia de estas partícula y su distribuci3n espectral representan una nueva pieza del rompecabezas de los rayos c3smicos que llev3 finalmente a la construcci3n del observatorio Pierre Auger. Éste, adem3s de ser el m3s grande del mundo, combina las dos t3cnicas usadas hasta ahora en forma independiente en la detecci3n de las EAS: un arreglo de detectores de superficie registran las partícula que llegan al piso mientras que telescopios de fluorescencia registran la luz UV producida en la atm3sfera por el paso de estas partícula. Gracias a esta configuraci3n se pretende disminuir los errores sistemáticos en la determinaci3n de la energía de la cascada, determinar la composici3n de la partícula primaria con mayor precisi3n y reducir la incerteza en la direcci3n de arribo de la misma.

1.2. Espectro de rayos c3smicos

Como ya se ha dejado entrever en la secci3n anterior, se han observado rayos c3smicos en un amplio rango de energías, que abarca desde energías menores a 10^9 eV hasta valores mayores a 10^{20} eV. La figura 1.1 muestra el flujo de rayos c3smicos por m², por unidad de ángulo s3lido, por segundo y por GeV de energía ($d\phi/dE$) en funci3n de la energía. Una característica significativa de este espectro es que se expande unos 13 3rdenes de magnitud

¹parsec: unidad astron3mica correspondiente a la distancia que se encuentra una estrella que subtiende un ángulo de 1 segundo de arco. 1 parsec = 3.3 ańos luz = 206.000 UA = 3×10^{13} km.

en energía y unos 32 órdenes de magnitud en el flujo. Distintos métodos experimentales se utilizan para detectar rayos cósmicos según la energía que posean. En la figura 1.1 se muestran además las técnicas usadas en cada zona del espectro.

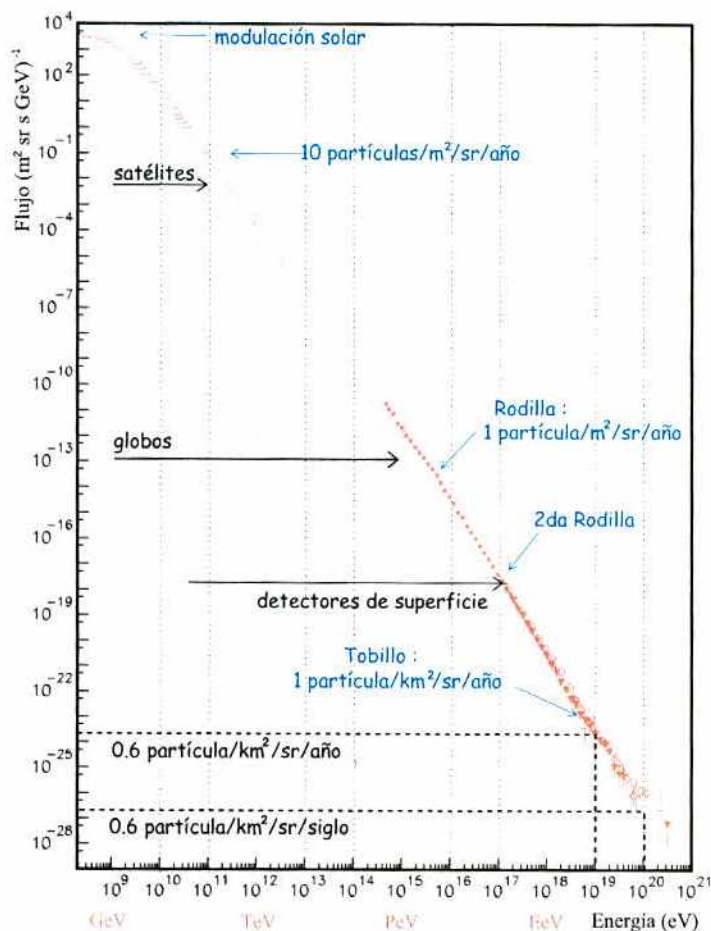


Figura 1.1: Espectro de rayos cósmicos [20] (flujo en función de la energía). La línea verde punteada corresponde a una ley de potencias en la energía de la forma E^{-3} . Se muestran también los límites para las diferentes técnicas de detección usadas hasta la fecha.

Como se puede ver en la figura 1.1, el flujo observado disminuye rápidamente con la energía, desde aproximadamente 10^4 partículas por segundo y por m^2 para 10^9 eV hasta 10^{-2} partículas por m^2 y por año para 10^{20} eV. La disminución del flujo con la energía sigue una ley de potencias simple $E^{-\alpha}$ en casi todo el rango conocido. Sólo se observan algunos pequeños cambios en la pendiente. El primero de estos quiebres se presenta a $\sim 10^{15.5}$ eV donde se pasa de $E^{-2.7}$ a $E^{-3.0}$, formando lo que se conoce como la *rodilla*. El segundo cambio se produce a aproximadamente $10^{17.7}$ eV y corresponde a una nueva disminución de la pendiente hasta -3.3 y recibe el nombre de *segunda rodilla*. Luego de ésta, el espectro vuelve a aplanarse recuperando el exponente -2.7 y se forma el *tobillo* alrededor de $10^{18.5}$

eV.

Hasta la *rodilla*, el flujo de rayos c3smicos puede ser producido por partículas cargadas aceleradas en los frentes de choque formados en remanentes de supernovas (SNR) [21, 22, 23] galácticos. La energía cinética liberada en una explosión de supernova es más que suficiente para producir rayos c3smicos galácticos de hasta 10^{15} eV. A partir de la *rodilla* la aceleración de núcleos livianos en SNR deja de ser eficiente y la composición se vuelve más pesada. El origen de las partículas con energías entre la primera *rodilla* y la *segunda rodilla* es aún poco claro pero existe un consenso general en su naturaleza galáctica. Existen dos posibles mecanismos sobre la producción de estas partículas: según el primero, éstas serían núcleos pre-acelerados en las cromósferas de estrellas tipo F y G, mientras que en el segundo se tratan de granos de polvo eléctricamente cargados que se condensan en los densos vientos de las estrellas gigantes rojas o azules [24, 25, 44].

Con respecto a la *segunda rodilla*, aunque ha sido observada por diversos experimentos (Akeno [26], Fly's Eye [19, 27, 28], Yakutsk [30, 31] y HiRes [32]), su interpretación física es todavía incierta (ver figura 1.2). Puede ser el fin de la contribución galáctica al flujo de rayos c3smicos [33, 34] o también el apilamiento debido a la creación de pares en la interacción de protones con el fondo de radiación cósmica de microondas mientras se propagan por el medio intergaláctico.

El *tobillo* ha sido observado por Fly's Eye [19, 27, 28] alrededor de los 3×10^{18} eV. Esta observación fue confirmada por Haverah Park [29], Yakutsk [30, 31] y HiRes [32] (ver figura 1.2). Al igual que con la rodilla se han elaborado diversas interpretaciones físicas que se relacionan estrechamente con la naturaleza de la segunda rodilla. El tobillo podría representar el punto de transición entre las componentes galáctica y extragaláctica del flujo de rayos c3smicos [137], el resultado de la creación de pares por protones propagándose en el fondo de radiación cósmica [127, 128, 139] o el resultado de propagación difusiva de núcleos extragalácticos a través de campos magnéticos intergalácticos [138].

A partir de 10^{19} eV, la disminución regular del espectro podría sugerir la existencia del corte GZK predicho por la teoría en $\sim 6 \times 10^{19}$ eV. Aún así, la forma del fin del espectro no está del todo establecida. La figura 1.2 muestra lo que las experiencias de AGASA y HiRes registraron para estas energías con dos técnicas de detección diferentes. La discrepancia entre ambos es evidente. Pero si se supone que uno de ellos posee un error sistemático de alrededor de 20% en la determinación de la energía (que se traduce en un factor $\simeq 2$ en el flujo), la parte de bajas energías parece concordar mientras que a altas energías los resultados siguen siendo diferentes.

Para concluir con la descripción del espectro de rayos c3smicos de altas energías, se puede decir que hay suficiente evidencia de la existencia de los tres quiebres en la pendiente del espectro: la *segunda rodilla*, el *tobillo* y el corte GZK. Con respecto a los primeros dos existe un amplio consenso en el valor de las pendientes ajustadas antes y después del cambio pero el acuerdo es menor cuando se trata de determinar la energía exacta a la que ocurre el quiebre.

Los distintos cambios en el espectro se encuentran relacionados también con cambios en la naturaleza de las partículas que arriban a nuestro planeta y por lo tanto con el espectro de energía y de masa en las posibles fuentes astrofísicas. El estudio de la física actuando en cada intervalo energético debe incluir las posibles evidencias en un cambio de composición y la existencia de patrones de anisotropía en las direcciones de arribo.

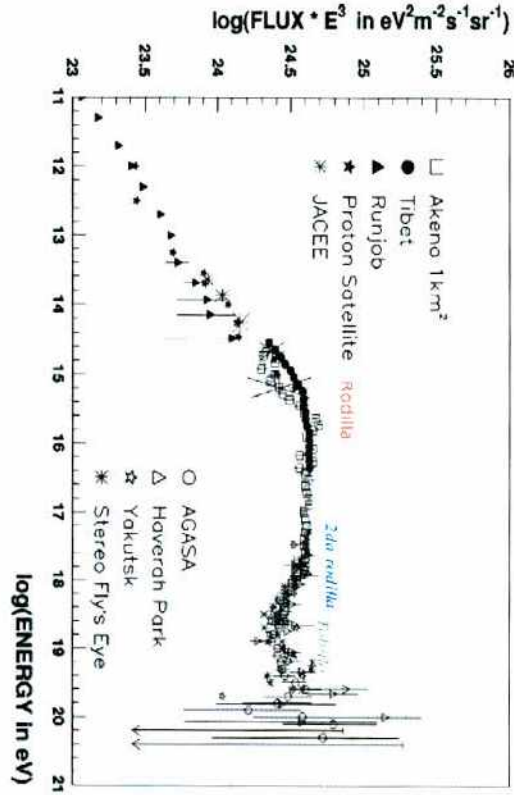


Figura 1.2: Flujo diferencial de rayos cósmicos multiplicado por E^3 mostrando la *rodilla*, la *segunda rodilla* y el *tobillo*. Este gráfico fue modificado de [12] y contiene datos de AKENO [37], Yakutsk [38], Haverah Park [132], Fly's Eye Stereo [39], y AGASA [135].

1.3. Origen de los rayos cósmicos de altas energías

Además de la forma que toma el espectro de energía de los rayos cósmicos de altas energías, existen dos preguntas fundamentales que aún se encuentran sin respuesta concluyente: cual es su naturaleza y cómo adquieren la energía observada. Existen en la actualidad dos propuestas al respecto: la primera consiste en que las partículas inicialmente con baja energía alcanzan altas energías en forma progresiva por algún medio acelerador natural ("bottom - up"), mientras que en el segundo caso, es el decaimiento de partículas supermasivas (creadas en procesos que datan del Universo primitivo) el responsable de las partículas ultra energéticas observadas. Cualquiera de las dos opciones es igualmente probable en la actualidad pero pueden ser descartadas o confirmadas a partir de futuras observaciones. La distribución de las direcciones de arribo de las partículas ultra energéticas debería ser determinante para la decisión sobre uno y otro mecanismo. Si las partículas provienen de un acelerador astrofísico ubicado a una distancia menor al corte GZK, deberían apuntar a dicho acelerador al no sufrir grandes desviaciones por la presencia de campos magnéticos, mientras que si son producto del decaimiento de partículas supermasivas la distribución de las direcciones de arribo debería ser esencialmente isotrópica correlacionada sólo, si se desea, con la distribución de materia

en el Universo.

1.3.1. Mecanismos de aceleraci3n convencionales

El mecanismo de aceleraci3n aceptado como el m3s eficiente es el que comprende la aceleraci3n de partículaas por choques difusivos en campos magnéticos turbulentos en escenarios astrofísicos como los puntos calientes en las radiogalaxias. La base para este mecanismo se encuentra en las ideas de Fermi publicadas en los ańos 50 [6, 7]: las irregularidades magnéticas presentes a ambos lados de una onda de choque juegan una especie de partido de tenis relativista con las partículas cargadas que ganan energía cada vez que pasan de un lado a otro hasta que eventualmente escapan. Este mecanismo de aceleraci3n produce típicamente partículas con un espectro de energía que sigue una ley de potencia de la forma E^{-2} . La ganancia fraccional de energía por choque es proporcional a la velocidad relativa de la onda y es por esto que este mecanismo recibe el nombre de aceleraci3n de primer orden de Fermi [7].

1.3.2. Posibles Aceleradores C3smicos

La energía cinética liberada en una explosi3n de supernova es m3s que suficiente para producir rayos c3smicos galácticos de hasta 10^{15} eV, existiendo adem3s la ventaja de que el fenómeno de las supernovas es bastante com3n en toda la Galaxia. El mecanismo de aceleraci3n de partículas es la versi3n estándar de la aceleraci3n difusiva de Fermi en frentes de onda de choque relativistas, dando lugar a cantidades importantes de rayos γ . Los electrones sufren pérdidas sincrotrónicas produciendo radiaci3n no térmica desde radio hasta RX observada en general en los SNRs. Rayos c3smicos de baja energía también pueden ser acelerados en asociaciones OB a trav3s de movimientos turbulentos y efectos colectivos de los vientos estelares. La zona donde se produciría la aceleraci3n de partículas hasta los TeV sería el borde exterior de la super-burbuja producida por la asociaci3n estelar. Si hay un grupo de estrellas cercano, sus vientos pueden ser iluminados por los protones acelerados localmente, produciendo rayos γ detectables.

A partir de la *rodilla* el combustible que pueden proveer los SNRs es insuficiente para movilizar estas partículas desde sus fuentes hasta nosotros atravesando grandes distancias de medio interestelar, por lo que otro tipo de fuente debería comenzar a contribuir. Estrictamente, hasta el momento no está muy claro cual es el proceso por el cual se obtienen rayos c3smicos con energías comprendidas a partir de la *rodilla* hasta el *tobillo*, dentro de nuestra Galaxia.

A partir del *tobillo* se ha llegado a un consenso sobre el origen extragaláctico de los rayos c3smicos de altas energías. Sin embargo, hasta el momento no se han encontrado fuentes evidentes en el Universo cercano que puedan correlacionarse con los rayos c3smicos de ultra alta energía. Adem3s de estar ubicadas a distancias relativamente cortas, estas fuentes deben ser lo suficientemente poderosas como para producir el flujo de partículas de ultra alta energía observadas.

La energía máxima que se puede alcanzar a trav3s del mecanismo de aceleraci3n de Fermi depende de la cantidad de tiempo que las partículas pueden interactuar con el plasma magnetizado. Este tiempo puede ser el tiempo en que el acelerador está “encendido” o el tiempo que la partícula permanece confinada en la regi3n aceleradora antes de escapar por procesos

difusivos o porque el campo magnético ya no puede mantenerlas confinadas. En el último caso, las partículas (con carga Ze) dejarán de acelerarse en un medio magnetizado cuando su radio de Larmor ($r_L \sim 110 \frac{E_{20}}{ZB_{\mu G}}$ kpc) se aproxime al tamaño del acelerador, donde E_{20} es la energía de la partícula expresada en unidades de 10^{20} eV y $B_{\mu G}$ es la intensidad de campo magnético expresada en unidades de μGauss .

Si además se incluye el efecto de la velocidad característica de los centros de dispersión magnéticos presentes en el plasma magnetizado que sigue a la onda de choque, la energía máxima que puede alcanzar una partícula atravesando con una velocidad β este medio con un campo magnético B será:

$$E_{\max} \sim 2 \beta c Ze B r_L. \quad (1.1)$$

La expresión (1.1) se conoce como el criterio de “Hillas” y puede resumirse en la forma de un famoso diagrama que se muestra en la figura 1.3.

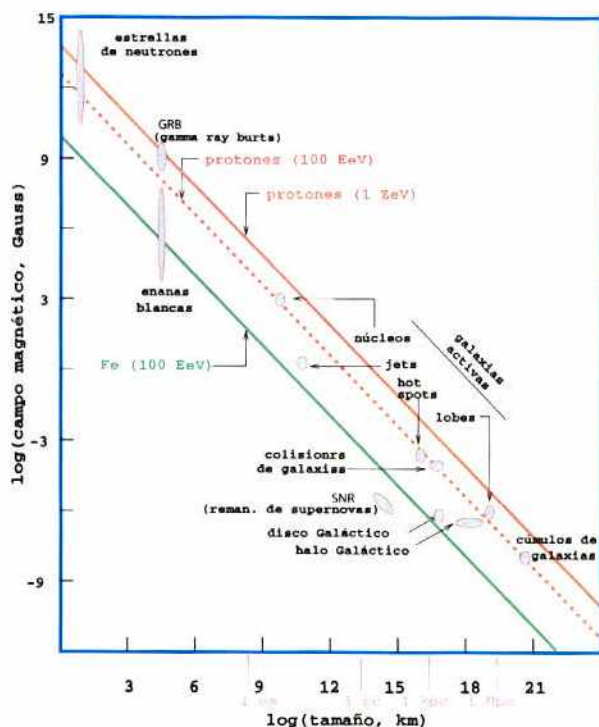


Figura 1.3: Diagrama de Hillas mostrando la relación entre el tamaño y el campo magnético de los posibles escenarios de aceleración de rayos cósmicos. Los objetos que se encuentran por debajo de las líneas diagonales no pueden acelerar las partículas que se indican hasta las energías señaladas.

Es claro que muy pocos sitios pueden generar partículas con energías superiores a 10^{20} eV. Esto puede ocurrir en objetos compactos con grandes campos magnéticos o en objetos muy extendidos. Una descripción detallada de todos los posibles escenarios propuestos en los últimos tiempos como fuentes extragalácticas de los rayos cósmicos más energéticos se puede encontrar en [44]. A continuación sólo se presentarán 3 de ellos con un poco más de detalles para ubicar al lector en el tipo de acelerador que se está buscando. Estas posibles fuentes son: las estrellas de neutrones o púlsares, las galaxias con núcleos activos o AGNs y los destellos Gamma o GRB.

Púlsares: Los púlsares son estrellas de neutrones rotando rápidamente altamente magnetizadas. Estas se forman por la explosión y colapso de una estrella supermasiva. Por la conservación del momento cinético, al rotar rápidamente, el radio de estas estrellas sólo puede ser de unos cuantos kilómetros. Su masa es aproximadamente 1.4 veces la masa solar. Con una densidad de $\sim 10^8$ tn/cm³ los electrones y protones no pueden existir por separado y se fusionan para formar neutrones. Los púlsares están rodeados por una magnetósfera donde las partículas cargadas pueden acelerarse convirtiéndose en potentes motores cósmicos gracias a sus intensos campos magnéticos ($B \gg 10^{12}$ G) que pueden producir una diferencia de potencial aceleradora del orden de $\Delta\Phi = \frac{BR^2}{T}$. Considerando un valor típico de $T=1$ ms para el periodo de rotación del pulsar, $B = 10^{13}$ G ($=10^9$ T) y un radio de $R = 10$ km, las partículas cargadas podrían acelerarse hasta energías del orden de $e\Delta\Phi = 100$ EeV. Sin embargo, en este sistema las pérdidas por radiación sincrotrón son muy importantes para electrones y protones. Si se trata de núcleos pesados, estos pueden acelerarse gracias a la presencia de supervientos ultra relativistas en los alrededores del pulsar. Para más detalles ver [45].

AGNs: Algunas galaxias se llaman activas al presentar un núcleo muy brillante y muy denso con una luminosidad típica de $\sim 10^{41-48}$ erg/s que emite por sí solo la mayor parte de la radiación electromagnética total de la galaxia. Estos Núcleos Activos de Galaxias (AGN) están entre las fuentes más poderosas del Universo. Actualmente existe un escenario de unificación en el que todos los tipos de AGN conocidos hasta el momento poseen una estructura similar y su diferenciación se relaciona con su orientación espacial en relación a la línea de visión del observador (ver figura 1.5). En general todos los AGN tienen un agujero negro de 10^6 a 10^{10} masas solares, alrededor del cual se forma un disco de acreción. El agujero negro y el disco de acreción están rodeados por un toro molecular y nubes de gas en movimiento que absorben parte de la radiación. Los distintos tipos de AGN pueden resumirse en:

- Galaxias Seyfert
- Quasars
- Blazars
- Radiogalaxias Fanaroff-Riley (FR-I y FR-II)

Para más detalles sobre las distintas clasificaciones ir a [46, 47, 43]. Estos núcleos activos parecen ser lo suficientemente energéticos como para acelerar partículas hasta

energías extremas. En las regiones centrales de los AGN se producen fenómenos altamente energéticos pero la densidad de fotones en esas zonas es muy importante, haciendo que las partículas ultra relativistas emitidas por el núcleo pierdan gran parte de su energía. Los jets relativistas de las radiogalaxias parecen representar un escenario más propicio para la producción de partículas. Estos jets transportan una cantidad importante de energía hasta “puntos calientes” ubicados a varias decenas de kpc del núcleo. En estos puntos se generan ondas de choque relativistas muy intensas que disipan gran parte de la energía cinética calentando el plasma y generando campos magnéticos del orden de $B \sim 0.5$ mG. Son sitios aceleradores eficaces dada la baja densidad de fotones de ambiente y menores pérdidas de energía. En [48] se muestra cierta correlación angular entre las direcciones de arribo de los rayos cósmicos ultra energéticos reportados por Yakutsk y AGASA por encima de 2×10^{19} eV y las BL Lacs más potentes. La elección de las BL Lacs se basa inicialmente en el hecho que la Tierra está en la línea de visión de los jets emitidos por estas AGN y la ausencia de líneas de emisión indica que no hay mucho gas rodeando al objeto, lo que garantiza una densidad baja de materia que favorece la aceleración sin pérdidas importantes de energía. Sin embargo, la función de correlación tiene un tamaño angular muy pequeño, lo que significa que las partículas deberían propagarse de manera casi rectilínea, hecho que sólo puede darse si las partículas son neutras o los campos magnéticos extragalácticos son mucho menores a los estimados.

GRB (Gamma Ray Bursts): los GRB son los eventos más energéticos observados en el Universo conocido (ver figura 1.6). Son destellos de fotones de alta energía (0.1 - 100 MeV) que duran entre 10 ms y decenas de segundos y son seguidos por una emisión de radiación posterior (“afterglow”) en distintas longitudes de onda que puede durar hasta semanas. De manera similar a los rayos cósmicos ultra energéticos, la distribución de GRBs en el cielo es isotrópica (según la información experimental disponible hasta este momento). Además la energía emitida en forma de GRBs por unidad de tiempo y por unidad de volumen es comparable a la correspondiente a los rayos cósmicos más energéticos: 10^{44} erg Mpc³ s⁻¹ suponiendo que las fuentes se distribuyen en forma homogénea en el Universo sin tener en cuenta el corrimiento al rojo. Sin embargo, resultados recientes muestran una fuerte evolución cosmológica de las fuentes de GRBs lo que lleva a que el flujo de rayos cósmicos asociado a las fuentes más cercanas es mucho menor que el observado [49].

1.4. Mecanismos Exóticos

El mecanismo de aceleración de partículas en ondas de choque astrofísicas es un proceso auto-limitante. Existe un máximo en la energía que puede ganar una partícula que depende del tamaño de la región aceleradora y de la intensidad y forma del campo magnético presente en la misma. Cuando la energía de la partícula excede el límite impuesto por el producto de estas dos cantidades escapa y no gana más energía. Aún para los objetos astrofísicos más poderosos (como las AGNs) es casi imposible entregar energías superiores a 10^{11} GeV. Se suma a esta dificultad la falta de evidencia directa de fuentes cercanas, lo que hace pensar en



Figura 1.4: El pulsar del Cangrejo. Esta es una composici3n de im3genes en el 3ptico (rojo) y en X (azul), tomadas respectivamente por el telescopio espacial Hubble y el observatorio Chandra [50, 51].

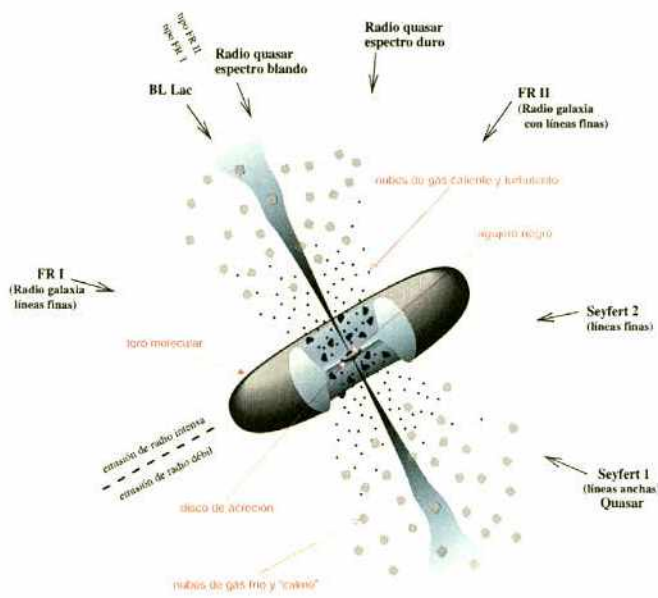


Figura 1.5: Esquematzicaci3n de las diferentes clases de AGNs. Esto representa una especie de “Modelo Est3ndar” para las AGNs y es una versi3n modificada de [56]. Seg3n el 3ngulo de observaci3n se definen los distintos tipos de galaxias activas.

alg3n mecanismo alternativo para la producci3n de estas partícula. En particular se propone que los rayos c3smicos ultra energ3ticos son el producto del decaimiento de ciertas partícula X supermasivas (con masas superiores a 10^{11} GeV) originadas en procesos ocurridos en el Universo temprano. Seg3n los modelos disponibles, dichas partícula X decaen en quarks y leptones. Los quark producen un jet de hadrones formado principalmente por mesones livianos (piones) y un peque1o porcentaje de bariones (en su mayoría nucleones). Los piones decaen en fotones, neutrinos (antineutrinos) y electrones (positrones) como se puede ver en la figura 1.7. As3, se producen fotones, neutrinos, leptones cargados y nucleones con energías



Figura 1.6: Destello Gamma GRB99012312 detectado por Hubble [51]. Es el GRB más energético detectado hasta el momento. La luz emitida en la explosión equivale a la de 10^{17} estrellas. El detalle muestra bien el destello luminoso así como la galaxia que lo aloja, visiblemente afectada por la colisión con otra galaxia.

cercanas a la de los rayos cósmicos más energéticos observados sin estar involucrado ningún mecanismo de aceleración.

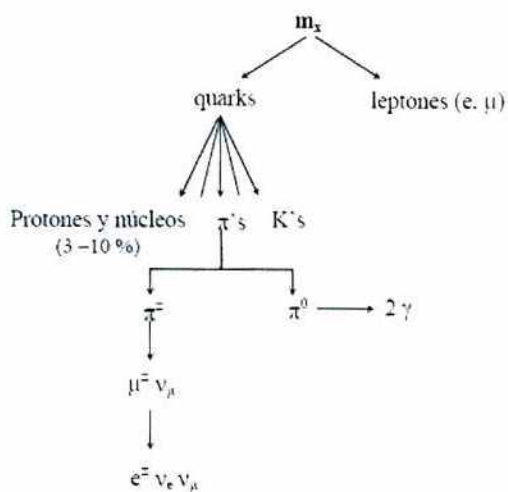


Figura 1.7: Esquema del decaimiento de una partícula supermasiva, primero en quarks y leptones. Los quarks producen un jet hadrónico de piones y algunos nucleones. Los piones decaen en fotones, neutrinos y electrones.

La distinción más importante entre este mecanismo y el proceso de aceleración convencional reside en la gran cantidad de fotones y neutrinos que predice el primero. Para que los productos del decaimiento de las partículas X sean observados como rayos cósmicos ultra energéticos en la época actual, se deben satisfacer tres condiciones básicas:

- Las partículas X deben decaer en una época actual o a distancias menores o iguales

a 100 Mpc de la Tierra. Si fuese de otra manera, los productos del decaimiento de las partículas X perderían parte de su energí a al interactuar con el fondo de radiaci3n. Una excepci3n posible serían los neutrinos originados a partir de las partículas X .

- Las partículas X deben tener una masa $\gg 10^{11}$ GeV.
- La densidad numérica y la tasa de decaimiento de las partículas X deben ser suficientes como para producir un flujo detectable de rayos cósmicos ultra energéticos.

Las partículas supermasivas pueden ser producidas te3ricamente por:

Defectos topol3gicos: las partículas X se producen por la radiaci3n o decaimiento de estos defectos que, dada su corta vida media, se desintegran inmediatamente. La formaci3n de los defectos topol3gicos se daría como producto de transiciones de fase con rompimientos de simetría en el Universo Primitivo, predichas en la GUT². La gran cantidad de modelos relacionados con los defectos topol3gicos y el gran número de parámetros involucrados en estos modelos dificulta la tarea de hacer una revisi3n completa de todos ellos. Muchos autores se han dedicado a esta tarea [52, 53]. Los defectos topol3gicos se clasifican seg3n sus dimensiones en: monopolos magnéticos (dimensi3n 0, puntual), cadenas cósmicas (unidimensionales), paredes de dominios (bidimensionales) y texturas (tridimensionales). De todos estos, sólo los monopolos y las cadenas cósmicas son de interés como fuentes de rayos cósmicos de altas energías. El flujo de rayos cósmicos de altas energías est á ligado a la tasa de producci3n, la densidad de defectos n_X y su tasa de decaimiento. Es difícil predecir la densidad de estos defectos ya que se conoce muy poco sobre las transiciones de fase en el Universo Primitivo. La tasa de producci3n es entonces:

$$\frac{dn_X}{dt} = \frac{Q_0}{m_X} \left(\frac{t}{t_0} \right)^{p-4} \quad (1.2)$$

donde t es el tiempo de Hubble, Q_0 es la tasa de energí a inyectada en la forma de partículas X de masa por unidad de volumen en la actualidad, siendo t_0 la edad del Universo. Finalmente, p es una constante cuyo valor depende del modelo de defectos usado.

Reliquias supermasivas: son partículas metaestables supermasivas que vienen de un campo cuántico primordial producido despu3s de la fase de inflaci3n del Universo. El tiempo de vida de estas partículas debe ser del orden de la edad del Universo para que sean los responsables de los rayos cósmicos de altas energías. Estas reliquias sienten la acci3n de la gravedad como la materia com3n y actúan como un componente más de la materia oscura fría. Esto implica que su distribuci3n no será uniforme al ser atraídas por las grandes estructuras de materia como las galaxias y los cúmulos galácticos, acumulándose en los halos galácticos en forma simétrica alrededor del centro galáctico. El flujo de rayos cósmicos de altas energías est á ligado a la tasa de desintegraci3n de estas

²Teoría de la Gran Unificaci3n (Grant Unified Theory): teorí a que unifica las interacciones electromagnética, débil y fuerte. El rompimiento de la simetría GUT se produce con la separaci3n de estas tres interacciones que sucede a 10^{-35} s a partir del Big Bang.

partículas de la siguiente manera:

$$\frac{dn_X}{dt} = \frac{n_r}{\tau} \quad (1.3)$$

donde τ es el tiempo de vida de la reliquia. n_r es la densidad de reliquias calculada a partir de la densidad crítica del Universo $\rho_c = 1.05 \times 10^{-5} h^2 \text{GeV cm}^{-3}$ (con h igual a la constante de Hubble en la época actual en unidades de $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). La densidad de reliquias se puede expresar entonces como:

$$n_r = \frac{\rho_c(\Omega_X h^2)}{m_X}, \quad (1.4)$$

con $\Omega_X h^2$ es la densidad másica promedio de las reliquias. En [52] se da un límite inferior a la tasa de desintegración de estas reliquias para explicar el flujo de rayos cósmicos de altas energías a 100 EeV: $dn_X/dt \geq 10^{-46} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$. Si se considera un valor máximo de $\Omega_X h^2 \simeq 1$ y $m_X = 10^{25} \text{ eV}$ se obtiene un tiempo de producción de $\sim 3 \times 10^{17}$ años. Como la edad del Universo es de alrededor de 13 billones de años, esto representa un problema que se evita si se cumple que $\Omega_X h^2 \sim 4 \times 10^{-8}$.

1.5. Anisotropía en las direcciones de arribo

El estudio de las direcciones de arribo de rayos cósmicos de altas energías de los últimos años ha dado una serie de resultados poco concluyentes sobre la existencia de excesos en alguna dirección privilegiada (a pequeña o gran escala). Se dejará para el capítulo 6 el desarrollo en detalle de este ítem, incluyendo los últimos resultados experimentales y los distintos métodos de búsqueda de correlaciones con las posibles fuentes cercanas.

1.6. Propagación

Como se mencionó anteriormente el origen de los rayos cósmicos de ultra alta energía parece ser extragaláctico. Esto significa que en el trayecto que realizan desde sus fuentes hasta nosotros sufren una serie de interacciones que afectarán su energía, dirección de arribo y composición de distintas maneras. Conociendo la forma del espectro de las partículas que llegan a la Tierra es necesario conocer, o por lo menos estimar, la importancia de estas interacciones para poder determinar el espectro de emisión inicial y así poder identificar posibles fuentes.

Las partículas pierden energía al interactuar principalmente con el fondo difuso de fotones intergaláctico. Este fondo está formado por fotones que emiten en el microondas (CMB) con energía comprendida entre $2 \mu\text{eV}$ y 4 meV , y por los fotones infrarrojos (IR) emitidos por las galaxias con energías de hasta $\sim 0.8 \text{ eV}$. A continuación se presentan los efectos de la interacción de los diferentes tipos de partículas con estos fotones de fondo y como puede esto afectar el espectro de rayos cósmicos de altas energías.

Para describir la pérdida de energía de una partícula se utiliza la longitud característica a la cual la partícula perdió una fracción $1/e$ de su energía, definida como $\ell = -\left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dt}\right)^{-1}$ y que recibe el nombre de longitud de atenuación.

En la figura 1.8 se puede ver la longitud de atenuaci3n para fotones, protones y n3cleos de hierro propagándose por los distintos fondos de radiaci3n: de microondas, infrarrojo y de radio.

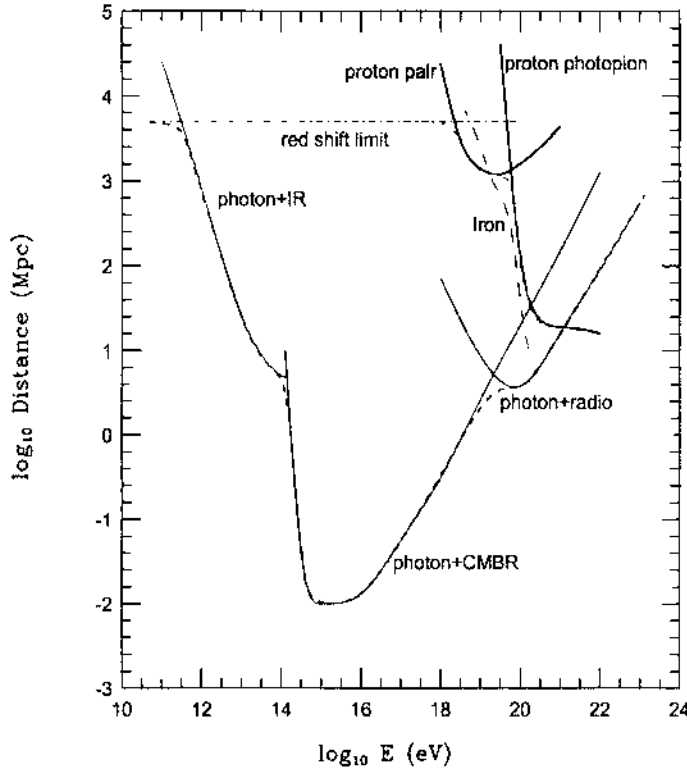


Figura 1.8: Longitud de atenuaci3n de fotones en distintos fondos de radiaci3n(IR, CMB y radio) en funci3n de la energía. Tambi3n se muestra la longitud de atenuaci3n para protones en el fondo de radiaci3n microondas y la de n3cleos de Fe. La lnea roja punteada representa el lmite “red shift” a partir del cual las partculas pierden energía por la expansi3n del Universo.

1.6.1. Propagaci3n de Fotones

Los fotones de altas energías viajando a trav3s del Universo interactúan con los fotones de los fondos de radiaci3n (CMB, IR y Radio) a trav3s de la producci3n de pares:

$$\gamma \gamma_{fondo} \rightarrow e^+ e^- \quad (1.5)$$

Estos electrones y positrones producirán fotones por Compton Inverso, que a su vez darán lugar a otros pares $e^+ e^-$ y al desarrollo de una cascada electromagnética que no contribuirá a los rayos cósmicos de altas energías. Como se puede ver en la figura 1.8 fotones con energías comprendidas entre 10^{12} eV y 10^{22} eV tienen una longitud de interacci3n menor a 100 Mpc. Con apenas $\sim 10^{20}$ eV, un fot3n no puede propagarse m3s de 10 Mpc. Sin embargo, a esta distancia no existen fuentes evidentemente poderosas como para producir este tipo de fotones. As3, si Auger detecta fotones de estas energías se los podr3a asociar solamente con el decaimiento de partculas supermasivas.

1.6.2. Propagación de Nucleones

Para protones relativistas con energías comprendidas entre 10^{17} eV y $10^{18.5}$ eV, las pérdidas de energía más importantes son las debidas a la expansión del Universo. En este caso la longitud de atenuación es igual a la longitud de Hubble $\ell_H \simeq \frac{c}{H} \simeq 4200$ Mpc si $H = 71$ Mpc $\text{km}^{-1} \text{s}^{-1}$.

A partir de allí, las pérdidas de energía significativas son las producidas por la interacción con el CMB. Para el rango de energías comprendido entre $10^{18.5}$ eV y $10^{19.5}$ eV el mecanismo de pérdida de energía importante es la producción de pares con los fotones de los fondos de radiación: $p\gamma_{CMB} \rightarrow p + e^+e^-$. La longitud de atenuación para este proceso tiene un mínimo en aproximadamente $10^{19.3}$ eV, con un valor de ℓ de aproximadamente 1500 Mpc.

Para energías ultra altas las pérdidas de energía están dominadas por la fotoproducción de piones:

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta \rightarrow \begin{cases} p + \pi^0 \\ n + \pi^+ \end{cases}, \quad n + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta \rightarrow \begin{cases} n + \pi^0 \\ p + \pi^- \end{cases} \quad (1.6)$$

La energía umbral para este proceso puede expresarse en el sistema de referencia en el que el pion emergente y el nucleón se encuentran en reposo de la siguiente manera:

$$E_p = \frac{m_\pi(m_\pi + 2m_p)}{4E_\gamma} \simeq \frac{7 \times 10^{19}}{E_\gamma(\text{MeV})} \text{ eV} = E_{th,\pi} \quad (1.7)$$

Si se considera que la energía promedio de un fotón del CMB es de 1 MeV, el umbral de energía para el protón en este proceso es de 7×10^{19} eV. Esta energía, como se puede ver en la figura 1.8, marca el límite entre la zona dominada por la producción de pares y la zona dominada por la fotoproducción de piones.

De igual manera puede calcularse el umbral de energía para la producción de pares como:

$$E_{th,e^+e^-} = \frac{m_e(m_p + m_e)}{E_\gamma} \simeq \frac{4.8 \times 10^{17}}{E_\gamma(\text{MeV})} \text{ eV} \quad (1.8)$$

Este valor depende de la energía de los fotones del fondo considerada. Pero como esta energía sigue cierta distribución espectral el valor considerado puede alejarse hasta en un factor 10 del valor medio de 1 MeV. Pero, si se toma $E_\gamma = kT = 0.24$ meV, los umbrales para ambos procesos serán $E_{th,e^+e^-} = 2 \times 10^{18}$ eV y $E_{th,\pi} = 2.9 \times 10^{20}$ eV.

Para energías extremas el proceso importante es la fotoproducción de piones. La pérdida fraccional de energía en este caso, considerando un corrimiento al rojo nulo ($z = 0$), está determinada por la integral de la pérdida de energía de un nucleón por colisión, multiplicada por la probabilidad por unidad de tiempo de que ocurra una colisión del nucleón dentro de un gas isotrópico de fotones. Esta integral puede expresarse como:

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{c}{2\Gamma^2} \int_{\epsilon_{th}/2\Gamma}^{\infty} d\epsilon \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{th}}^{2\Gamma\epsilon} d\epsilon' \sigma(\epsilon') f(\epsilon') \epsilon' \quad (1.9)$$

donde Γ es el factor de Lorentz del protón, ϵ y ϵ_{th} son la energía del fotón y la energía umbral respectivamente en el sistema de referencia del protón en reposo, $\sigma(\epsilon)$ es la sección eficaz de la interacción, y $f(\epsilon)$ es la fracción de energía promedio perdida por el protón en una colisión.

Finalmente $n(\epsilon)$ es la densidad de fotones y en el caso del fondo de radiaci3n c3smica sigue el espectro de un cuerpo negro con $T = 2.73$ K: $n(\epsilon) = \frac{1}{\pi^2(\hbar c)^3} \frac{\epsilon^2}{e^{\epsilon/kT} - 1}$, siendo k la constante de Boltzmann. As3, la p3rdida de energ3a se puede expresar como:

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{c}{2\pi^2(\hbar c)^3 \Gamma^2} \int_{\epsilon_{th}/2\Gamma}^{\infty} \frac{d\epsilon}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \int_{\epsilon_{th}}^{2\Gamma\epsilon} d\epsilon' \sigma(\epsilon') f(\epsilon') \epsilon' \quad (1.10)$$

Si se determinan los valores de la secci3n eficaz y la fracci3n de energ3a perdida por colisi3n en relaci3n a las energ3as umbrales de la interacci3n se puede determinar la longitud de atenuaci3n para dos casos (para detalles sobre estos c3lculos ver [35]):

Para $E_p \ll E_{th,\pi}$ (con $\epsilon_{th} \sim 145$ MeV), $\ell \simeq 6 \times \exp\left(\frac{3 \times 10^{20}}{E(eV)}\right)$; mientras que para $E_p \gg E_{th,\pi}$, $\sigma(\epsilon)$ y $f(\epsilon)$ son constantes ($\sigma(\epsilon) \sim 10^{-25}$ cm y $f(\epsilon) \sim 0.5$) y resulta que $\ell \simeq 20$ Mpc.

A altas energ3as, los neutrones sufren las mismas interacciones que los protones. Sin embargo, su tiempo de vida es relativamente corto, por lo que no pueden propagarse m3s all3 de $\gamma c\tau \simeq 9.2 \left(\frac{E(eV)}{10^{18}}\right)$ kpc. Para un neutr3n de 1 EeV, esta distancia es de ~ 10 kpc que representa aproximadamente 1/3 del di3metro de nuestra Galaxia.

1.6.3. Propagaci3n de N3cleos Pesados

Durante su propagaci3n a trav3s del Universo, los n3cleos interact3an con los fotones de los fondos de radiaci3n de microondas e infrarrojo principalmente. Un n3cleo se define por un n3mero m3sico Z y un n3mero at3mico A y puede considerarse como la suma de A nucleones. Como $m_p \simeq m_n$ la masa en reposo del n3cleo ser3 $m_A = A m_p c^2$ siendo su factor de Lorentz $\Gamma = \frac{E}{A m_p c^2}$.

Los n3cleos de altas energ3as (a partir de $\sim 5 \times 10^{19}$ eV hasta 10^{20} eV) pierden energ3a en su viaje principalmente por fotoproducci3n de piones y producci3n de pares. A partir de 10^{20} eV el proceso importante pasa a ser la fotodesintegraci3n al interactuar el n3cleo con los fotones del CMB. En la figura 1.9 se puede ver la longitud de atenuaci3n resultante de las distintas interacciones de un n3cleo de hierro con los distintos fondos de radiaci3n en funci3n de la energ3a inicial del n3cleo.

La producci3n de pares e^+e^- es particularmente importante para los n3cleos m3s pesados. El umbral para este proceso viene dado por:

$$E_{th,e^+e^-} = \frac{m_e(m_e + A m_p)}{E_\gamma} \simeq \frac{A m_e m_p}{E_\gamma} = A \frac{4.8 \times 10^{17}}{E_\gamma(meV)} eV \quad (1.11)$$

en sistema del Universo siendo A veces mayor que para un nucle3n. La fracci3n de p3rdida de energ3a (inelasticidad promedio) es de aproximadamente $\frac{2m_e}{A m_p}$, siendo un factor A m3s peque1o que para el prot3n. Con esto, una secci3n eficaz proporcional a Z^2 , se obtiene una p3rdida de energ3a Z^2/A m3s grande que para un prot3n. As3, para un n3cleo de hierro, con $Z=26$ y $A=56$, las p3rdidas de energ3a son 12 veces mayores que para un prot3n.

De manera similar, el umbral para la fotoproducci3n de piones viene dada por:

$$E_{th,\pi} = \frac{m_\pi(2A m_p + m_\pi)}{4 E_\gamma} \simeq A \frac{m_\pi m_p}{2 E_\gamma} \quad (1.12)$$

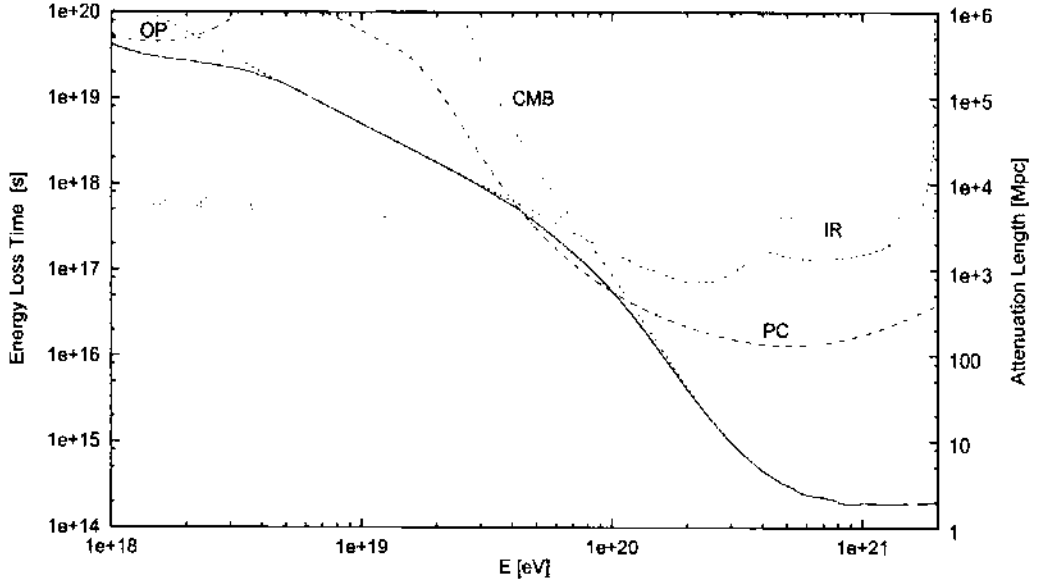


Figura 1.9: Tiempo de pérdida de energía / longitud de atenuación de la fotodesintegración de núcleos de hierro e los fotones de fondo de microondas (CMB), infrarrojo (IR) y óptico (OP) junto a la suma de todas las contribuciones (línea llena). Además se representa la creación de pares (PC) y el límite impuesto por la expansión del Universo. Modificado de [54].

(145 McV en el sistema del núcleo en reposo). La inelasticidad vale, para un fotón de energía $\epsilon_{th} = 145 \text{ MeV}$:

$$f_{\pi, A} = \frac{\epsilon + m_{\pi}^2/2A m_p}{2\epsilon + A m_p} \simeq 2.7 \times 10^{-3} \approx \frac{f_{\pi, \text{proton}}}{A} \quad (1.13)$$

para el hierro. En este caso, la sección eficaz es A veces más grande que un nucleón, lo que lleva a que las pérdidas por fotoproducción de piones sean similares para núcleos que para nucleones.

Las pérdidas por producción de pares son más importantes que por producción de piones. Sin embargo, a energías muy altas la fotodesintegración es mucho más importante que estos dos procesos. En la fotodesintegración primero se produce la absorción del fotón por parte del núcleo para formar un estado compuesto y luego se produce un proceso estadístico de decaimiento que involucra la emisión de uno o más nucleones.

El ritmo de desintegración con producción de i nucleones viene dado por:

$$R_{A, i} = \frac{1}{2\Gamma^2} \int_0^\infty d\omega \frac{n(\omega)}{\omega^2} \int_0^{2\Gamma\omega} d\omega_r \omega_r \sigma_{A, i}(\omega_r) \quad (1.14)$$

donde $n(\omega)$ es la densidad de fotones con energía ω en el sistema de referencia donde la temperatura asociada al CMB es de 2.73 K, ω_r es la energía del fotón en el sistema de referencia del núcleo, Γ es el factor de Lorentz y $\sigma_{A, i}$ es la sección eficaz de la interacción.

La pérdida fraccional de energía de un núcleo de hierro puede parametrizarse en función

de su factor de Lorentz como:

$$R_{\Gamma}|_{Fe} = 3.25 \times 10^{-6} \Gamma^{-0.643} \exp(-2.15 \times 10^{10}/\Gamma) s^{-1} \quad \text{si } \Gamma \in [1. \times 10^9, 3.68 \times 10^{10}] \quad (1.15)$$

$$R_{\Gamma}|_{Fe} = 1.59 \times 10^{-12} \Gamma^{-0.0698} s^{-1} \quad \text{si } \Gamma \in [1. \times 10^9, 3.68 \times 10^{10}] \quad (1.16)$$

Si se trata de núcleos livianos o pertenecientes al grupo del Silicio, Carbono e Hierro, el ritmo de desintegración se puede calcular como:

$$\left. \frac{dA}{dt} \right|_A \approx R|_{Fe} \left(\frac{A}{56} \right) \quad (1.17)$$

Para la fotodesintegración la pérdida fraccional de energía promedio resulta igual a la pérdida fraccional del número másico del núcleo, ya que la emisión de nucleones es isotrópica en el sistema de referencia del núcleo en reposo. Durante el proceso de fotodesintegración, el factor de Lorentz del núcleo se conserva y la degradación de la energía puede expresarse (para $\Gamma > 10^{10}$) como:

$$E(t) = E_0 e^{-R(\Gamma)t/56} \quad (1.18)$$

donde E_0 es la energía con la que el núcleo fue emitido en la fuente. Cada nucleon emitido tendrá el mismo factor de Lorentz del núcleo emisor, es decir son partículas relativistas pero no contribuyen al flujo de rayos cósmicos ya que interactúan con los fondos de radiación.

La ecuación 1.18 impone una fuerte restricción sobre la ubicación de las posibles fuentes de núcleos como rayos cósmicos ultra energéticos: menos del 1 % de los núcleos de hierro (o cualquier fragmento que sobreviva a partir de él) puede sobrevivir más de 3×10^{14} s con una energía mayor a $10^{20.5}$ eV. Para una propagación en línea recta este tiempo correspondería a una distancia máxima de ~ 3 Mpc.

1.6.4. El corte GZK

En las secciones anteriores se vio que los rayos cósmicos ultra energéticos poseen una longitud de propagación en el Universo limitada. A estas energías, los fotones no pueden viajar más de 10 Mpc. Los protones y núcleos más pesados pueden recorrer distancias más grande pero sufrirán en el camino una degradación catastrófica de su energía.

En la figura 1.10 se puede ver cómo se degrada la energía de protones y núcleos pesados en función de la distancia recorrida por los mismos. A la izquierda de dicha figura se puede ver que un protón que haya viajado aproximadamente 100 Mpc siempre tendrá una energía menor que 10^{20} eV, sin importar la energía con la que partió de su fuente. De igual manera, a la derecha de la figura 1.10 se puede ver que la energía final de los fragmentos resultantes llega hasta ~ 200 EeV en 10 Mpc y hasta 100 EeV en 100 Mpc. A partir 10^{21} eV el núcleo se desintegra totalmente antes de los 10 Mpc y la energía de los fragmentos producidos es menor que la energía de corte para nucleones relativistas (recordemos que para un núcleo de hierro de 10^{21} eV, la energía de los nucleones es de 1.8×10^{19} eV).

Así, cualquiera sea la energía inicial del rayo cósmico, si viaja una distancia promedio de 100 Mpc su energía se degradará hasta menos de 100 EeV. Esta degradación aparece naturalmente a partir de la interacción de las partículas con los fotones del fondo cósmico

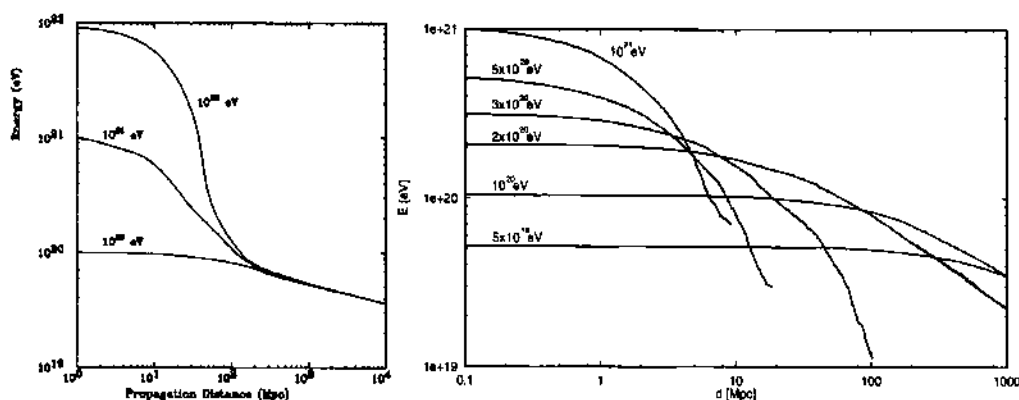


Figura 1.10: Energía media de las partículas en función de su distancia de propagación para diferentes energías iniciales: a la izquierda para un protón[20] a la derecha para un núcleo de hierro. Para el Fe se considera el fragmento más energético después de la desintegración. [54]

y produce un corte en el espectro de rayos cósmicos que recibe el nombre de corte GZK en honor a Kenneth Greisen, Vadim Kuzmin y Georgi Zatsepin. Este corte se puede definir de distintas maneras: como el umbral de la fotoproducción de piones por protones o el umbral para la fotodesintegración de núcleos ($E_{GZK} = 6.8 \times 10^{19}$ eV), o como la energía a la cual la pendiente de la curva de la longitud de atenuación aumenta cuando la producción de piones comienza ($E_{GZK} \simeq 7 \times 10^{19}$ eV).

1.6.5. Propagación en campos magnéticos

Además de perder energía por la interacción con los fotones de los distintos fondos de radiación, las partículas cargadas sentirán la influencia de los campos magnéticos presentes en el medio en que se propagan, ya sea galáctico o intergaláctico.

Nuestra Galaxia es un disco de aproximadamente 20 kpc de radio y unos cuantos pc de espesor con un campo magnético regular de intensidad de $\sim 3 \mu\text{G}$ con variaciones de la escala del kpc. Con respecto a los campos magnéticos intergalácticos es poco lo que se sabe con precisión. A partir de mediciones realizadas por emisión sincrotrón y rotación de Faraday se determinó la intensidad del campo magnético en el Cúmulo de Virgo (a 20 Mpc de la Vía Láctea) en $\sim 1.5 \mu\text{G}$. En el Super Cúmulo de Coma (a 90 Mpc) la intensidad del campo está entre $0.2 \mu\text{G}$ y $0.6 \mu\text{G}$. Finalmente, para los campos magnéticos cosmológicos las mediciones se realizan usando la rotación de Faraday y da como resultado:

$$\begin{aligned} B &< 1 \text{ nG si } \ell_c = L_{H_0} = c/H_0 > 4 \text{ Gpc}, \\ B &< 6 \text{ nG si } \ell_c = 50 \text{ Mpc}. \end{aligned}$$

donde ℓ_c es la longitud de coherencia del campo magnético.

Lamentablemente, los campos magnéticos presentes en la Galaxia y en el medio intergaláctico no son uniformes. Tienen una componente “regular” y una turbulenta que, en general, no es despreciable y también influirá en la trayectoria de la partícula. En nuestra

Galaxia, 3sta es casi del orden de la componente regular. La componente turbulenta se explica en general con una distribuci3n de Kolmogorov con una longitud de coherencia ℓ_c de hasta 100 pc para la Vía Láctea y de ~ 1 Mpc para los campos extragalácticos (con $B \sim 1$ nG).

La fuerza magn3tica no realiza ning3n trabajo sobre la partícula y la interacci3n con la misma se traduce en una desviaci3n angular en su direcci3n sin p3rdidas importantes de energía. La propagaci3n de una partícula cargada en un campo magn3tico tenderá a describir una trayectoria curvada cuyo radio de giro o radio de Larmor (r_L) depende de la carga de la misma y de la intensidad del campo magn3tico de la siguiente manera:

$$r_L \cong \frac{1}{Z} \times \left(\frac{E}{10^{18}} \right) \left(\frac{\mu G}{B} \right) \text{ kpc} \quad (1.19)$$

donde E es la energía de la partícula, Z su carga y B la intensidad del campo magn3tico. Una partícula permanecerá confinada en cierta regi3n magnetizada de tamaño L mientras que se cumpla que $r_L \leq L$. Para el campo magn3tico galáctico regular, toda partícula con $E \leq 10^{17}$ eV permanecerá confinada dentro del disco galáctico. Esto implica que todas los rayos cósmicos observados hasta la *segunda rodilla* tendrían un origen galáctico. El radio de Larmor para protones con energía $E \geq 10^{18}$ eV es ≥ 300 pc, valor del espesor del disco de nuestra galaxia. Para núcleos de hierro, es necesaria una energía superior ($\sim 10^{19}$ eV) para alcanzar dicho valor.

En definitiva, a partir de la regi3n de la *segunda rodilla* el campo magn3tico galáctico en la direcci3n paralela a los brazos espirales es demasiado débil como para confinar las partículas en su interior. Esto lleva a pensar que a partir de esa energía los rayos cósmicos son de naturaleza extragaláctica.

Seg3n la intensidad del campo que atravesase una partícula y el valor de su energía, una partícula puede estar sometida a dos regímenes de propagaci3n: difusivo, cuando $r_L < \ell_c$ y balístico cuando $r_L > \ell_c$ siendo la trayectoria de la partícula casi rectilínea en el último caso. La energía crítica que define la transici3n entre ambos regímenes puede expresarse como:

$$E_c = 218 \text{ EeV } Z^2 \left(\frac{r}{10 \text{ Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{\ell_c}{1 \text{ Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{B}{10^{-6} \text{ G}} \right). \quad (1.20)$$

Así, las partículas con $E \gtrsim E_c$ se propagarán prácticamente en línea recta mientras que las partículas con $E \lesssim E_c$ difundirán en el campo. En el caso de nuestra Galaxia, debido a la presencia de la componente turbulenta, los protones se propagarán en forma balística a partir de $E \sim 10^{17}$ eV, mientras que los núcleos de hierro se propagarán en forma difusiva hasta $E \sim 10^{19}$ eV.

Para el caso de la propagaci3n extragaláctica, si se considera que la longitud de coherencia es del orden de 1 Mpc para valores de campo generalmente inferiores a 1 nG, los rayos cósmicos con $E > 10^{18}$ eV deberían tener una trayectoria casi rectilínea apuntando hacia sus fuentes con una desviaci3n angular que disminuye a medida que su energía aumenta.

1.6.6. Desviaci3n magn3tica

La desviaci3n angular típica que sufre un rayo cósmico a partir de una fuente situada a una distancia $r \gtrsim \ell_c$ puede estimarse suponiendo que la partícula realiza una caminata

aleatoria en el campo magnético[55]:

$$\begin{aligned}\theta(E, r) &= \sqrt{2r\ell_c/9}/r_L \\ &= 0.79^\circ Z\left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}}\right)^{-1} \left(\frac{r}{10 \text{ Mpc}}\right)^{1/2} \left(\frac{\ell_c}{1 \text{ Mpc}}\right)^{1/2} \left(\frac{B}{10^{-9} \text{ G}}\right), \quad (1.21)\end{aligned}$$

Si se consideran campos del orden del nG, con longitudes de coherencia $\ell_c \simeq 1 \text{ Mpc}$, el radio de Larmor para partículas con $E \geq 10^{20}$ es mucho más grande que ℓ_c y la desviación angular es de unos pocos grados. Sin embargo, si la intensidad del campo aumenta, el radio de Larmor disminuye y la desviación angular puede llegar a ser muy grande. Como la magnitud y la naturaleza del campo magnético extragaláctico es aún producto de especulaciones, establecer una correlación cierta y físicamente posible entre las direcciones de arribo de los rayos cósmicos más energéticos con la distribución de materia local ha sido hasta el momento una tarea infructuosa.

Capítulo 2

Cascadas de Partículas

2.1. Fenomenología Básica

Luego de atravesar el espacio exterior y de interactuar con los fotones de fondo perdiendo energía en su propagación (ver capítulo 1), algunas partículas terminan de dispersar el resto de su energía en la atmósfera terrestre. La interacción de esta partícula primaria con las moléculas de aire presentes en la atmósfera genera otras partículas que interactúan a su vez con el aire o se desintegran. Así se dispara una reacción en cadena que dará como resultado una “avalancha” de partículas propagándose por la atmósfera llamada lluvia, chubasco, o cascada atmosférica de partículas (“Extensive Air Showers” o EAS, ver figura 2.1). De ahora en adelante se denominará al rayo cósmico incidente “primario” y a los constituyentes de las cascadas “partículas secundarias”.

El desarrollo de esta cascada de partículas depende de las características del primario (naturaleza química, energía inicial, ángulo de incidencia) y en cierta medida, de las condiciones atmosféricas locales. El número de partículas producidas aumenta hasta alcanzar un máximo y luego comienza a disminuir por disipación y porque la energía de las partículas secundarias comienza a estar por debajo del valor necesario para la creación de nuevas. A medida que la lluvia se desarrolla, las partículas se dispersan alejándose del eje determinado por la dirección de incidencia del primario. Las partículas se esparcen lateralmente formando un “panqueque” normal al eje de la lluvia, que crece a medida que la cascada se propaga por la atmósfera. Este “panqueque” puede alcanzar algunas decenas de kilómetros cuadrados al llegar al nivel del suelo, dependiendo de la energía del primario, su ángulo cenital y la altura a la que se produzca el máximo de la misma. La mayor densidad de partículas se genera en la zona cercana al eje principal, disminuyendo rápidamente a medida que uno se aleja del mismo (ver figura 2.2).

Primarios con energías superiores a 10^{15} eV producirán cascadas que es probable que lleguen hasta la superficie terrestre. Cuanto más alta sea la energía inicial, el tamaño de la lluvia será mayor. Las cascadas iniciadas por nucleones o núcleos, llamadas hadrónicas, pueden dividirse en tres componentes: una electromagnética, una muónica y una hadrónica (ver figura 2.2). En una lluvia iniciada por un fotón sólo la componente electromagnética es importante, por lo que recibe el nombre de cascada electromagnética. Durante el proceso de formación de la cascada se producen interacciones de distinto carácter. Cuando el primario

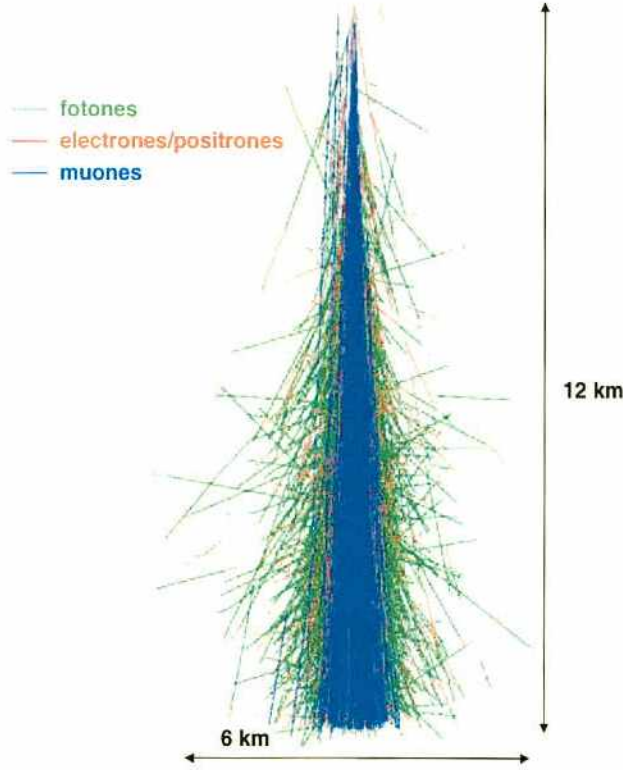


Figura 2.1: Una lluvia de incidencia vertical simulada con MOCCA (10^{19} eV). Las líneas azules corresponden a las trayectorias de los muones, las verdes a las de los fotones y las rojas a los electrones y positrones. Notar que la abundancia de un color no implica la de la partícula sino el orden en que la trayectoria fue dibujada.

es un nucleón, la primera interacción es hadrónica. Algunas de las partículas producidas en interacciones de este tipo son piones neutros (π^0) que pueden decaer en 2 fotones:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.1)$$

Los fotones producidos en este decaimiento darán inicio a la componente electromagnética de la lluvia a través de la creación de pares e^+e^- . Los dos leptones creados producirán otros fotones por Bremsstrahlung, que a su vez darán lugar a nuevos pares. Este proceso de multiplicación es muy rápido, lo que lleva a que las partículas más abundantes en la lluvia sean los positrones, electrones y fotones. En cada interacción hadrónica, más de la tercera parte de la energía se va a la componente electromagnética de la lluvia, que luego se disipará por la ionización que producen estas partículas en los átomos de la atmósfera.

Otras partículas generadas en la primeras interacciones hadrónicas son los mesones cargados, cuyo decaimiento genera muones. Los modos de decaimiento dominantes en el desarrollo de la cascada son:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu \quad (2.2)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu \quad K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$$

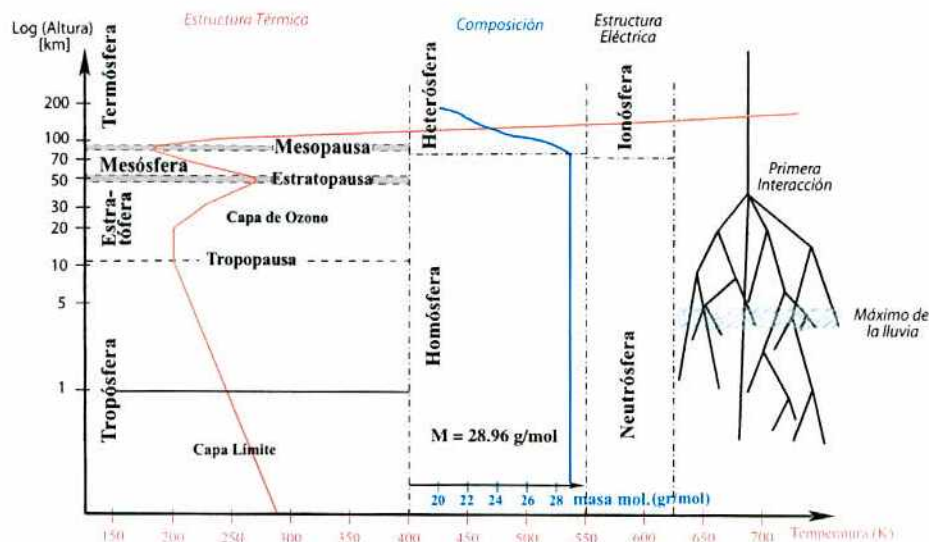


Figura 2.3: Estructura vertical de la atmósfera terrestre [57]. Los valores corresponden al modelo estándar norteamericano pero las distintas divisiones son válidas para cualquier modelo atmosférico. A la derecha se encuentra el esquema del desarrollo de una EAS.

y atómico, lo que hace aumentar la temperatura desde ~ 300 a $1700\text{ }^{\circ}\text{C}$ en función de la actividad solar.

Las cascadas de partículas se desarrollan dentro de los primeros 50 km snm , es decir, a partir de la *estratopausa*. El máximo de la lluvia se encuentra entre los primeros 5 km snm para primarios de ultra alta energía y aún pueden no desarrollarse completamente para los más energéticos.

2.2.2. Modelización de la atmósfera: Profundidad Atmosférica

Para la descripción de una cascada de partículas atmosférica, la unidad de “longitud” que se utiliza en lugar de la altura geométrica, es lo que se llama “profundidad atmosférica” que se define como la cantidad de materia atravesada en un cierto trayecto. La profundidad atmosférica vertical se define como:

$$X_{\nu}(h) = \int_h^{\infty} \rho(z) dz, \tag{2.4}$$

donde ρ representa la densidad de la atmósfera a la altitud h . Otra cantidad que se utiliza en el cálculo de cascadas de partículas es la profundidad atmosférica longitudinal o $X_s(h)$, definida como $X_{\nu}(h)$ pero con el camino de integración a lo largo del eje de la lluvia. Una

La atmósfera puede ser descrita usando distintas variables de estado. La más intuitiva es la temperatura $T(h)$ que es una medida de la energía cinética de las moléculas. La temperatura está influenciada por muchos factores como:

- la cantidad de calor, que depende de la posición del sol y de la cantidad de nubes;
- el intercambio vertical de calor entre la superficie de la Tierra y la atmósfera;
- transporte horizontal de calor por movimiento de aire;
- tipo de superficie de la tierra (nieve, agua, bosque, desierto, etc);
- altitud;
- vientos;
- topografía.

La presión $p(h)$ es otra variable que define a la atmósfera y representa el peso del aire sobre la superficie debido a la fuerza gravitacional. La densidad del aire ρ es una cantidad derivada. Para aire seco, la densidad puede escribirse como:

$$\rho(h) = \frac{p(h) M_m}{R T(h)} \quad (2.3)$$

donde R es la constante universal de los gases y vale $8.31451 \text{ J/(K mol)}$ y M_m es la masa molar del aire en g/mol .

2.2.1. Estructura Vertical

Para describir la estructura vertical de la atmósfera terrestre se la divide en varias regiones según la variación de la temperatura y la composición (ver figura 2.3). Hasta aproximadamente 80 km de altura, la masa molecular es prácticamente constante. Esta zona se denomina *homósfera*. Por encima de ésta, en la *heterósfera*, los átomos más pesados se ubican en el fondo de la capa mientras que los más livianos flotan en la parte superior.

Dentro de la *homósfera* se puede realizar una clasificación más fina a partir del gradiente de temperaturas. En la *tropósfera* ocurren variaciones a corto plazo y tienen lugar la mayoría de los fenómenos meteorológicos. La temperatura decrece linealmente con la altura en esta región (a razón de 6.5°C por 1000 m hasta $\sim -75^\circ\text{C}$). La banda que separa la *tropósfera* de la *estratósfera* es la tropopausa, donde la temperatura se mantiene más o menos constante pero su valor depende de la latitud. La *estratósfera* comienza a aproximadamente 50 km *snm* y contiene varias capas a temperaturas distintas. Una de estas capas es muy rica en Ozono. Esta se extiende hasta la *estratopausa* donde la presión es del orden de 1 hPa^1 . Le sigue a ésta la *mesósfera*, donde la temperatura decrece como en la *tropósfera*. Es la capa más fría de la atmósfera llegando a temperaturas del orden de -100°C . En la *heterósfera* se encuentra la *termósfera*, donde la radiación ultravioleta del sol es absorbida por el oxígeno molecular

¹ 1 Pascal es la unidad de presión del SI y vale $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2 = 1 \text{ J/m}^3 = 1 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$. Equivale a 10 bar y a 9.9×10^{-6} atmósferas.

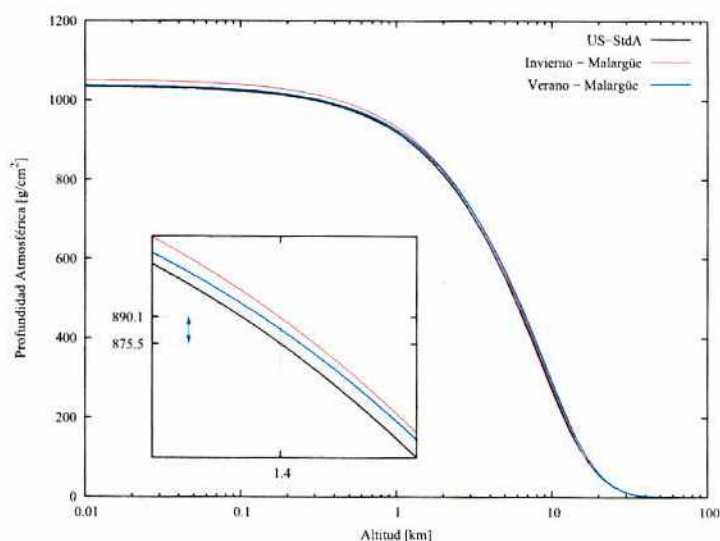


Figura 2.4: Profundidad atmosférica calculada usando la parametrización de Linsley para el modelo de atmósfera estándar (Us-StdA) y para las mediciones realizadas en Malargüe para las estaciones de verano e invierno [57]. En el acercamiento se puede ver las diferencias en la profundidad atmosférica o “gramaje” para la altitud a la que se encuentra el Observatorio Auger.

La figura 2.5 muestra las variaciones de presión y temperatura para unas decenas de días. Los datos fueron tomados por la estación meteorológica instalada en el cerro Los Leones a metros de uno de los edificios de Fluorescencia del Observatorio Pierre Auger.

La densidad fue calculada usando la expresión (2.3). Se puede observar que las variaciones relativas de la presión son menores y más lentas que las de la temperatura. La densidad varía en el mismo sentido que $1/T$.

El perfil de temperatura en altura también parece presentar variaciones estacionales, como se puede ver en la figura 2.6 (*izquierda*). La disminución de la temperatura con la altura parece ser más rápida durante el verano que durante el invierno. En esta época del año, la atmósfera se acerca más a la descripción estándar de la misma.

El comportamiento en altura de la presión atmosférica parece ser altamente fluctuante entre verano e invierno. Esto se puede apreciar en la figura 2.6 (*derecha*) donde se muestra la diferencia entre el perfil estándar y los distintos perfiles de presión en altura para las distintas estaciones en Malargüe. Para el desarrollo de las cascadas de partículas, las diferencias de presión importantes serán las que se produzcan a alturas entre 3 km y 9 km *snm* aproximadamente.

2.2.4. Variaciones día - noche de la atmósfera

Según las mediciones realizadas en Malargüe en [57] no existen diferencias significativas en los perfiles en altura de la temperatura y presión atmosférica para el día y la noche, lo que implica que no habrá variación apreciable en el desarrollo global de las EAS. Como ya se mencionó anteriormente, si la temperatura a la altura donde se producen los piones no

aproximación razonable, que vale hasta ángulos cenitales de 70° es la siguiente:

$$X_s(h) = \frac{X_\nu(h)}{\cos \theta}. \quad (2.5)$$

Es claro que la profundidad atmosférica dependerá del modelo o parametrización de la densidad atmosférica con la altura que se utilice en el cálculo. Existen muchos modelos pero en general se utiliza el perfil de densidad llamado "US Standard Atmosphere 1976" (US-StdA) [58]. Este modelo está descrito por la parametrización de Linsley que ha sido implementada en por lo menos dos programas de simulación de lluvias como CORSIKA[59] y AIRES[60].

El modelo de Linsley separa la atmósfera en distintas capas teniendo en cuenta la variación de su temperatura. Sirve para $h < h_{max} = 112,8$ km, valor a partir del cual considera que la densidad es nula. Como se vio anteriormente, en este rango de alturas, la masa molecular del aire puede considerarse constante. Típicamente, la atmósfera se divide en 5 capas, comprendidas entre h_i y h_{i+1} , donde i es el número de capa, siendo $h_1 = 0$ y $h_6 = h_{max}$. Así, se describe la profundidad atmosférica en función de la altura geométrica como:

$$X_\nu(h) = \begin{cases} a_i + b_i e^{-h/c_i} & h_i \leq h < h_{i+1}, i = 1, \dots, 4 \\ a_5 - b_5(h/c_5) & h_5 \leq h < h_{max} \\ 0 & h \geq h_{max} \end{cases} \quad (2.6)$$

Los coeficientes a_i , b_i y c_i son los parámetros que se deben ajustar con los datos experimentales con los que se cuenta. Recientemente se realizaron mediciones de la atmósfera en elevación en el sitio donde se encuentra ubicado el Observatorio Pierre Auger, en Malargüe [57]. A partir de estos datos se calcularon los coeficientes correspondientes para las 4 estaciones del año, tomando valores promedios para cada uno de ellos [61].

En la figura 2.4 se muestra la profundidad atmosférica en función de la altura calculada usando la parametrización de Linsley y los datos obtenidos en Malargüe para verano e invierno, comparándolo con lo obtenido para la atmósfera estándar (US-StdA) usada regularmente. Como se puede apreciar en el detalle de la figura, la diferencia en la profundidad óptica para la altura a la que se encuentra el Observatorio Pierre Auger (1,4 km *snm*) con respecto a la de una atmósfera estándar es apreciable. Estas diferencias van a influenciar principalmente la energía depositada por las partículas en el paso por la atmósfera.

Es por esto que a partir de ahora, sólo se tendrá en cuenta las modelizaciones realizadas específicamente para la atmósfera de Malargüe.

2.2.3. Variaciones estacionales de la atmósfera

La temperatura es el parámetro que presenta la variabilidad más importante, mostrando un ciclo periódico diario y anual. Depende fuertemente de la humedad relativa, si se asume que la humedad absoluta es constante.

Con respecto a la variación diaria, la temperatura mínima es alcanzada temprano a la mañana, justo después del amanecer. Durante la mañana la temperatura aumenta rápidamente. El ritmo de aumento se vuelve menor alrededor del mediodía y la máxima temperatura se alcanza aproximadamente 2 horas después de que el sol alcanza su máxima altura. Después la temperatura comienza a decrecer rápidamente de nuevo hasta el anochecer, siendo el ritmo más lento durante la noche.

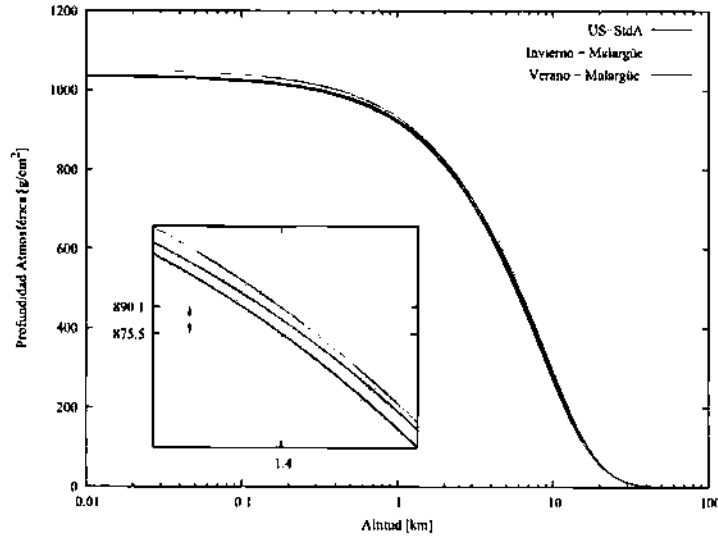


Figura 2.4: Profundidad atmosférica calculada usando la parametrización de Linsley para el modelo de atmósfera estándar (Us-StdA) y para las mediciones realizadas en Malargüe para las estaciones de verano e invierno [57]. En el acercamiento se puede ver las diferencias en la profundidad atmosférica o “gramaje” para la altitud a la que se encuentra el Observatorio Auger.

La figura 2.5 muestra las variaciones de presión y temperatura para unas decenas de días. Los datos fueron tomados por la estación meteorológica instalada en el cerro Los Leones a metros de uno de los edificios de Fluorescencia del Observatorio Pierre Auger.

La densidad fue calculada usando la expresión (2.3). Se puede observar que las variaciones relativas de la presión son menores y más lentas que las de la temperatura. La densidad varía en el mismo sentido que $1/T$.

El perfil de temperatura en altura también parece presentar variaciones estacionales, como se puede ver en la figura 2.6 (*izquierda*). La disminución de la temperatura con la altura parece ser más rápida durante el verano que durante el invierno. En esta época del año, la atmósfera se acerca más a la descripción estándar de la misma.

El comportamiento en altura de la presión atmosférica parece ser altamente fluctuante entre verano e invierno. Esto se puede apreciar en la figura 2.6 (*derecha*) donde se muestra la diferencia entre el perfil estándar y los distintos perfiles de presión en altura para las distintas estaciones en Malargüe. Para el desarrollo de las cascadas de partículas, las diferencias de presión importantes serán las que se produzcan a alturas entre 3 km y 9 km *snm* aproximadamente.

2.2.4. Variaciones día - noche de la atmósfera

Según las mediciones realizadas en Malargüe en [57] no existen diferencias significativas en los perfiles en altura de la temperatura y presión atmosférica para el día y la noche, lo que implica que no habrá variación apreciable en el desarrollo global de las EAS. Como ya se mencionó anteriormente, si la temperatura a la altura donde se producen los piones no

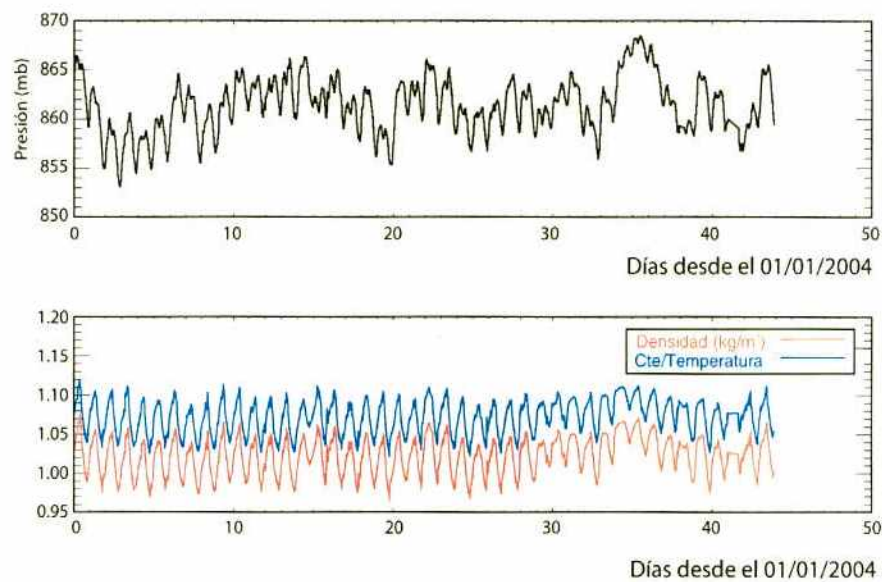


Figura 2.5: Variación de la presión (*arriba*), de la temperatura y de la densidad (*abajo*), en función del número de días a partir del 1ero de enero de 2004 hasta el 14 de febrero de 2004. Como se ve en la figura de abajo, las variaciones de densidad tienen el mismo patrón que las de la inversa de la temperatura, salvo un factor de normalización expresado por una constante.

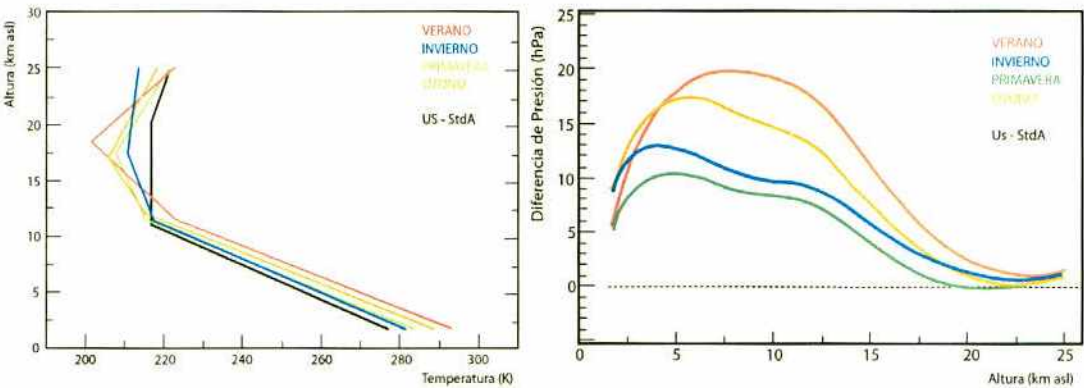


Figura 2.6: *Izquierda:* Diferentes perfiles de temperatura atmosférica en función de la altura para distintas épocas del año, junto al perfil estándar (US-StdA). *Derecha:* Diferencia entre el perfil estándar (US-StdA) y los distintos perfiles de presión atmosférica en función de la altura para distintas épocas del año en Malargüe[57].

difiere entre el día y la noche, el desarrollo de la cascada producida por un primario de una dada energía será igual para ambas situaciones.

La atmósfera terrestre funciona como las capas pasivas de absorción de un calorímetro de los típicamente usados en los experimentos de partículas elementales, en las cuales se crean las cascadas de partículas secundarias. Se detallarán a continuación las distintas interacciones en la atmósfera pertinentes al desarrollo del chubásco cósmico.

2.3. Distintas Interacciones

Antes de comenzar con la descripción de los distintos tipos de interacción involucrados en el proceso de formación de una lluvia de partículas en la atmósfera, es necesario definir una magnitud característica de los procesos electromagnéticos: la longitud de radiación. Ésta se define para una partícula cargada como la cantidad de materia promedio que atravesó antes de perder $1/e$ (63.2 %) de su energía. Se expresa en general como X_0 y en unidades de g/cm^2 .

En el aire y con condiciones normales de temperatura y presión, la longitud de radiación vale²:

$$X_0 = \left(4\alpha \mathcal{N}_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} \ln(183 Z^{-1/3}) \right)^{-1} \simeq 36.66 \text{ g}/\text{cm}^2 \quad (2.7)$$

donde $\mathcal{N}_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ es el número de Avogadro, Z y A son el número atómico y la masa atómica promedio del aire, respectivamente. r_e es el radio clásico del electrón y α la constante de estructura fina. La profundidad de la atmósfera equivale a $\sim 1030 \text{ g}/\text{cm}^2$, lo que da alrededor de 28 longitudes de radiación a nivel de mar. En Malargüe, a 1400 m de altura y con $\sim 875 \text{ g}/\text{cm}^2$, se llega a 24 longitudes de radiación.

2.3.1. Pérdidas de energías de partículas cargadas más pesadas que el electrón

Los electrones de alta energía pierden energía en su interacción con la materia principalmente por Bremsstrahlung y los fotones de altas energías por creación de pares e^+e^- .

Las partículas cargadas moderadamente relativistas (con energías del orden del MeV) distintas a los electrones (muones, piones cargados, protones, núcleos, etc.) pierden energía principalmente por ionización y excitación. Si la pérdida de energía promedio por unidad de longitud en un medio de densidad ρ es $\frac{dE}{dx}$, se puede definir el poder de frenamiento másico como $\frac{dE}{dX} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$. Este viene dado por la ecuación de Bethe - Bloch:

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi \mathcal{N}_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2(Z)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) (\text{MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}) \quad (2.8)$$

siendo ze la carga de la partícula considerada, Z y A (en g/mol) son respectivamente el número y la masa atómica del medio, $I(Z)$ es el potencial de ionización del medio ($\sim 85.7 \text{ eV}$ para el aire) y δ es la corrección por los efectos de la densidad de carga (apantallamiento del campo eléctrico con el que interactúa la partícula incidente; este parámetro depende de la densidad del medio). T_{max} es la energía cinética máxima que puede adquirir un electrón libre luego de una colisión simple. Esta energía vale:

$$T_{max} = \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2 \gamma m_e / M + (m_e / M)^2}, \quad (2.9)$$

donde M , β y γ son respectivamente la masa, la velocidad (con respecto a c) y el factor de Lorentz de la partícula incidente.

A fines prácticos y de ahora en adelante, se define $K = 4\pi \mathcal{N}_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \text{ MeV cm}^2$.

²Se define así para un electrón que sufre Bremsstrahlung

2.3.2. Electrones y positrones

Las principales pérdidas de energía para electrones y positrones con energías desde el MeV hasta GeV son (ver figura 2.7):

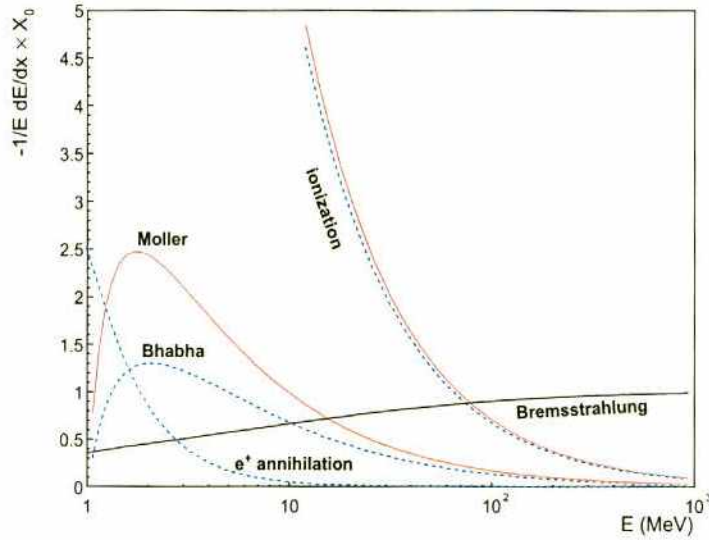


Figura 2.7: Pérdida de energía por longitud de radiación X_0 en el aire para electrones (líneas llenas) y para positrones (líneas punteadas) en función de su energía [62, 63].

Aniquilación del positrón: Cuando un positrón perdió toda su energía cinética en el medio en el cual se encuentra, éste se aniquilará con un electrón:

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (2.10)$$

Si la aniquilación se produce en reposo, se obtienen dos fotones de 0.511 MeV cada uno, emitidos formando un ángulo de 180° entre ellos.

Difusión de Møller: es la dispersión elástica de un electrón con otro electrón:

$$e^- e^- \rightarrow e^- e^-. \quad (2.11)$$

Difusión Bhabha: es la dispersión de un electrón con un positrón (o la inversa):

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-. \quad (2.12)$$

Ionización y excitación: los electrones incidentes interactúan principalmente con los electrones de los átomos del medio que atraviesan. Si la energía transferida por el electrón incidente es superior a la energía de ligadura de un electrón del átomo blanco, éste es sacado de la coraza electrónica y el átomo queda ionizado:

$$e^- + \text{átomo} \rightarrow \text{ion}^+ + 2e^- \quad (2.13)$$

Por el contrario, si la energía transferida por el electrón incidente es exactamente igual a la diferencia entre dos niveles electrónicos del átomo, un electrón de éste pasará a una

capa menos ligada y el átomo se excita. Los electrones que participan en este caso son los electrones ligados débilmente en las capas externas.

Las pérdidas de energía por este proceso son similares a la de Bethe-Bloch pero modificadas para tener en cuenta el hecho de que las colisiones se realizan entre partículas de la misma naturaleza. Para electrones relativistas, la pérdida de energía puede expresarse como:

$$-\frac{dE}{dX} = K \frac{Z}{A\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T}{2 I^2(Z)} + \frac{(1 - (2\gamma - 1) \ln 2)}{2\gamma^2} + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right) \quad (2.14)$$

donde $T = E - m_e$ es la energía cinética del electrón incidente.

De igual manera, para los positrones se obtiene:

$$-\frac{dE}{dX} = K \frac{Z}{A\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T}{2 I^2(Z)} - \frac{\beta^2}{24} \left(23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right) \right). \quad (2.15)$$

Rayos δ : los electrones creados por ionización con la suficiente energía como para volver a ionizar el medio son los rayos (o electrones) δ . La distribución de los electrones secundarios producidos por éstos se puede expresar como:

$$\frac{d^2 N}{dT dx} = \frac{K Z z^2}{2 A \beta^2} \frac{F(T)}{T^2} \quad (2.16)$$

donde $I \ll T \leq T_{max}$ es la energía cinética del electrón resultante (T_{max} sale de la ecuación (2.9)). El factor $F(T)$ depende del spin de la partícula incidente pero puede valer 1 en el caso en que $T \ll T_{max}$. Para las partículas con spin 0, $F(T) = (1 - \beta^2 T / T_{max})$.

Bremsstrahlung: La partícula cargada incidente es desviada de su trayectoria por su interacción con el campo electrostático de los núcleos de la materia atravesada, y cada desviación resulta en la emisión de cierta radiación de frenado. Si la distancia entre la trayectoria de la partícula y el núcleo del átomo es inferior al radio atómico, el campo actuando sobre la partícula incidente se puede considerar como el campo coulombiano producido por una carga Ze puntual centrada en el núcleo. Pero, si la distancia es del orden o mayor que el radio atómico, se debe tener en cuenta el apantallamiento producido por los electrones atómicos al campo nuclear.

La influencia de este apantallamiento en el proceso radiativo está determinado por la cantidad δ denotada por:

$$\delta = \frac{136}{Z^{1/3}} \frac{m_e c^2}{E_0} \frac{\epsilon}{1 - \epsilon} \quad (2.17)$$

siendo E_0 la energía del electrón y $\epsilon = \frac{h\nu}{E_0}$ la fracción de energía del fotón emitido. Cuanto mayor es el apantallamiento, menor es δ , y viceversa. Para $\delta \gg 1$, el apantallamiento se considera despreciable y para $\delta \simeq 0$ se dice que es total.

De acuerdo a la ecuación (2.17), si la energía del electrón es muy grande, el apantallamiento siempre resulta total.

Así, para $1 \ll \frac{E_0}{m_e c^2} \ll \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$, el efecto del apantallamiento es despreciable y la pérdida de energía es:

$$-\frac{dE}{dX} = 4\alpha \mathcal{N}_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} E_0 \left(\ln \left(\frac{2 E_0}{m_e c^2} \right) - \frac{1}{3} \right), \quad (2.18)$$

y para altas energías ($E_0 \gg \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$), con un apantallamiento total:

$$-\frac{dE}{dX} = 4\alpha \mathcal{N}_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} E_0 \left(\ln(183 Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right) = \frac{E_0}{X_0} (1 + b) \quad (2.19)$$

con $b = (18 \ln(183 Z^{-1/3}))^{-1} = 0.012$ que se puede despreciar, la energía radiada viene dada por $E(X) = E_0(1 - e^{-X/X_0})$. Así, al recorrer una longitud de interacción, la pérdida de energía es del 63.2 % de la energía inicial.

A bajas energías, los electrones y positrones pierden energía principalmente por ionización y los demás procesos descritos tienen un efecto mucho menos importante.

El Bremsstrahlung pasa a ser dominante a partir de la energía crítica E_c . En el aire $E_c \simeq 80$ MeV, según la figura 2.7. Este valor está en concordancia con el valor que sale de usar la aproximación para gases de [64]:

$$E_c = \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0.92}. \quad (2.20)$$

Para el aire se obtiene $E_c = 84$ MeV. Por encima de E_c las pérdidas por Bremsstrahlung dominan y, a partir de 1 GeV son prácticamente constantes. El efecto de apantallamiento es total y se puede utilizar la ecuación (2.19) para calcular la pérdida de energía.

2.3.3. Fotones

Las interacciones dominantes entre los fotones y la atmósfera terrestre son la dispersión Compton y la producción de pares en el campo nuclear de los átomos del aire a partir de ~ 25 MeV (ver figura 2.8).

Efecto Compton: una parte de la energía del fotón incidente es transferida a un electrón de una capa externa:

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^{-'}. \quad (2.21)$$

La energía inicial del fotón incidente se reparte entre el electrón Compton y el fotón dispersado.

Creación de pares: la energía $h\nu$ del fotón incidente es totalmente absorbida en la creación de un par electrón/positrón:

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-. \quad (2.22)$$

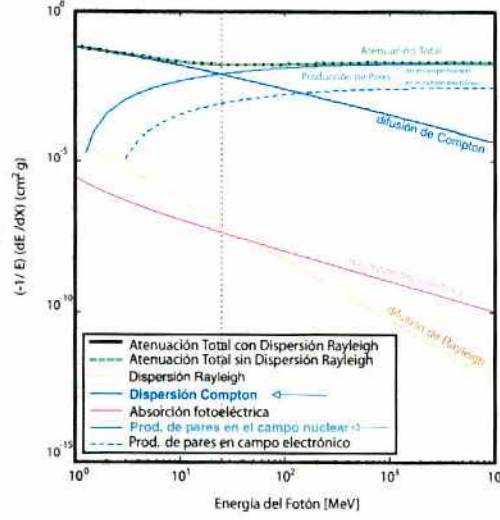


Figura 2.8: Coeficiente de atenuación de fotones en el aire [65].

Este proceso es seguido por una aniquilación del positrón con un electrón del medio, produciendo un par de fotones.

La creación de pares proviene de la interacción del fotón con el campo eléctrico de una partícula cargada del medio:

- si se trata de un núcleo atómico, ella tendrá lugar si se cumple que $h\nu \geq 2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$;
- en el caso de un electrón atómico, ella se producirá si $h\nu \geq 4m_e c^2 = 2.044 \text{ MeV}$; el electrón golpeado será eyectado.

Sin embargo, la interacción es más importante con el campo coulombiano del núcleo (el potencial eléctrico del núcleo es más intenso que el del electrón): $V_{nuc}(r) = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} > V_{e-}(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$.

Este fenómeno es muy parecido al Bremsstrahlung y las ecuaciones que describen ambos procesos son muy parecidas. De la misma manera que con el Bremsstrahlung, hay que tener en cuenta el efecto del apantallamiento electrónico sobre el campo nuclear, que en este caso está caracterizado por:

$$\delta = \frac{136}{Z^{1/3}} \frac{m_e c^2}{h\nu} \frac{1}{\epsilon(1-\epsilon)}, \quad (2.23)$$

con $\epsilon = \frac{E}{h\nu}$, y E es la energía de una de las 2 partículas que forman el par.

Así, para energías que cumplan que $m_e c^2 \ll h\nu \ll \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$, el efecto de apantallamiento es despreciable ($\delta \gg 1$), y la sección eficaz de producción de pares es :

$$\sigma = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{2h\nu}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right). \quad (2.24)$$

Para fotones de energía $h\nu \gg \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$ ($\simeq 36$ MeV en el aire), el apantallamiento es total, y se obtiene:

$$\sigma = 4 \alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln(183 Z^{-1/3}) - \frac{1}{54} \right) = \frac{1}{X_0} \left(\frac{7}{9} - \frac{b}{3} \right) \quad (2.25)$$

Esta relación implica que la creación de pares es constante para altas energías. Despreciando el término $b/3$ se tiene:

$$\sigma \simeq \frac{7}{9} \frac{A}{N_A} X_0^{-1} \Rightarrow X_0 = \frac{7}{9} \frac{A}{N_A} \frac{1}{\sigma} = \frac{7}{9} \lambda_{par}, \quad (2.26)$$

donde λ_{par} (en g/cm²) corresponde al camino libre medio de la producción de pares.

Otras interacciones menos importantes de los fotones con la atmósfera son:

Dispersión de Rayleigh: es la dispersión por los átomos o moléculas de la atmósfera. El tamaño del átomo o molécula debe ser mucho menor que la longitud de onda del fotón. Rayleigh mostró en 1899 que la intensidad de esta dispersión es función de $1/\lambda_{fotón}^4$. Así, la radiación de longitud de onda corta (azul), es más dispersada que la de longitud de onda grande. Esto es lo que explica el color azul del cielo.

Efecto fotoeléctrico: la energía $h\nu$ del fotón incidente es totalmente transferida a un electrón de una capa interna de un átomo del medio:

$$\gamma + \text{átomo} \rightarrow e^- + \text{ion}^+. \quad (2.27)$$

La energía resultante del electrón liberado es $E_e = h\nu - E_l$, con E_l siendo la energía de ligadura del electrón dentro del átomo. El retroceso del núcleo en este proceso en general es despreciable. La vacancia creada en la capa interna es llenada por un electrón de una capa superior. El exceso de energía se libera con la emisión de un RX o se retransmite a otro electrón periférico que es igualmente liberado (electrón Auger).

2.3.4. Muones

Los muones de alta energía interactúan con la atmósfera a través de la ionización, Bremsstrahlung, creación de pares e^+e^- y por interacciones fotonucleares. La energía perdida por un muón luego de atravesar una cierta cantidad de aire se puede ver en la figura 2.9.

Las pérdidas por ionización vienen dadas por la fórmula de Bethe - Bloch (ec. 2.8). Para las interacciones fotonucleares de muones de altas energías sólo existen extrapolaciones de secciones eficaces medidas con aceleradores de partículas. Las interacciones inelásticas de muones con los núcleos del aire comienzan a dejar de ser despreciables a partir de 100 GeV, pero las pérdidas de energía siguen siendo pequeñas frente a la de otros procesos radiativos.

La energía crítica para los muones es de ~ 1115 GeV (ver figura 2.9), muy superior a la de los electrones. A partir de esa energía, la producción de pares comienza a ser importante.

El tiempo de vida de los muones es relativamente grande ($\tau_\mu = 2.2 \mu s$) y las pequeñas secciones eficaces hacen que éstos sean muy penetrantes: pueden atravesar toda la atmósfera y ser detectados fácilmente en la superficie.

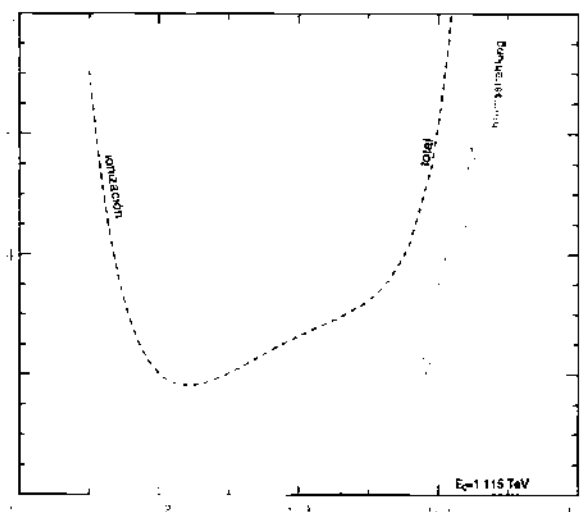


Figura 2.9: Poder de frenado másico de muones en aire. Los datos fueron obtenidos de [66]

2.3.5. Hadrones

Los hadrones son partículas compuestas por quarks. Hay 2 tipos de hadrones: los que están compuestos por 3 quarks o *Bariones* (protones, neutrones) y los compuestos por 2 quarks (quark y antiquark) llamados *Mesones* (kaones cargados y neutro, piones cargados y neutro, ...). El tratamiento de estas partículas es más delicado ya que sus interacciones con los núcleos aún no han sido comprendidas del todo y la medición de las secciones eficaces todavía es insuficiente.

2.3.6. Bariones

Un protón altamente energético interactúa violentamente con un núcleo. En la colisión se producen piones cargados y neutros, nucleones y partículas extrañas. Los núcleos, nucleones y piones emergentes son muy energéticos y se concentran en un fino cono alrededor de la dirección determinada por las colisiones más energéticas. A su vez, cada partícula secundaria puede dar lugar a otra colisión. Es muy probable que se evaporen varios fragmentos nucleares del núcleo blanco original, llamados fragmentos de “espalación”. Puede también haber evaporación de nucleones.

Si la partícula incidente es un núcleo, en una colisión con un núcleo del aire se van a producir piones, quedando poco de los núcleos iniciales si el choque es frontal, lo que no es muy probable. Luego de una colisión no frontal los núcleos remanentes quedarán en un estado excitado pudiendo dar lugar a fragmentos de espalación relativistas que pueden iniciar a su vez sub-lluvias indistinguibles dentro de la cascada global.

Al final de la traza y ya a bajas energías (keV a MeV), las pérdidas de energía se deben principalmente a las interacciones electromagnéticas entre las partículas cargadas pesadas (protones o núcleos) y los electrones presentes en las moléculas de aire.

En el caso del neutrón, este es mucho más penetrante y no es afectado por las interacciones

coulombianas. Solamente participa de las interacciones nucleares que son de corto alcance. Sin embargo, los neutrones de altas energías ($\gg 100$ MeV) interactúan con un medio como lo hacen los hadrones cargados (o sea a nivel de quarks), produciendo una cascada hadrónica. A más bajas energías, las interacciones posibles son: difusión elástica, difusión inelástica, captura radioactiva y fisión. Además, con un tiempo de vida de 885.7 s ($c\tau = 2.655 \times 10^8$ km), el neutrón puede eventualmente desintegrarse siguiendo el canal $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Sin embargo, es mucho más probable que sea capturado por un núcleo antes de que logre dispersar su energía hasta la energía térmica.

2.3.7. Resumen de interacciones

Para resumir, las interacciones más importantes en el desarrollo de cascadas son la creación de pares por los fotones, y el Bremsstrahlung por los electrones. Los muones más energéticos llegan hasta la superficie y constituyen la componente más importante de las lluvias “tempranas”. Los hadrones son minoritarios pero muy energéticos.

Al momento de modelizar el desarrollo de una cascada es necesario tener en cuenta todos estos procesos y su importancia relativa para evitar errores no deseados.

2.4. Modelización de las cascadas

En su máximo desarrollo una cascada de 10^{20} eV producirá $\sim 10^{11}$ partículas. La mayoría de éstas son fotones ($\sim 86\%$) de algunas decenas de MeV y electrones/positrones ($\sim 14\%$) con energías entre algunos MeV y decenas de MeV. El resto (menos del 0.3%) está constituido por muones de algunos GeV. Más allá de un radio de Molière (ver sección 2.4.4) estas proporciones pueden cambiar siendo los muones un poco más numerosos ($\sim 1\%$). También hay hadrones pero no contribuyen significativamente en la energía.

Las pérdidas por ionización de electrones y positrones son las más importantes en la degradación de la energía de la lluvia. En la figura 2.10 se observa que el número de muones aumenta a medida que la cascada se desarrolla, pasa por un máximo y después se atenúa muy lentamente porque sus pérdidas de energía son despreciables. En contraste el número de electrones disminuye rápidamente después de su máximo porque la radiación de frenado y la producción de pares baja la energía por debajo de la energía crítica (~ 80 MeV), a partir de la cual los electrones pierden energía por ionización y se disipan en la atmósfera.

Se puede estimar la energía total de la lluvia a partir del número de muones o del número de partículas electromagnéticas. Sin embargo, al ser estas últimas más numerosas las fluctuaciones estadísticas son mucho menores.

2.4.1. Componente muónica

Consideremos un protón de energía E_0 que inicia una cascada en la atmósfera y que en la primera interacción hadrónica se producen globalmente sólo piones. En cada etapa del desarrollo de la cascada se producen n piones, de los cuales $2/3$ son cargados. Los muones se producirán por el decaimiento de estos piones cuando la energía de los mismos alcancen un valor E_d para el cual la probabilidad de decaer es mayor que la de las demás interacciones.

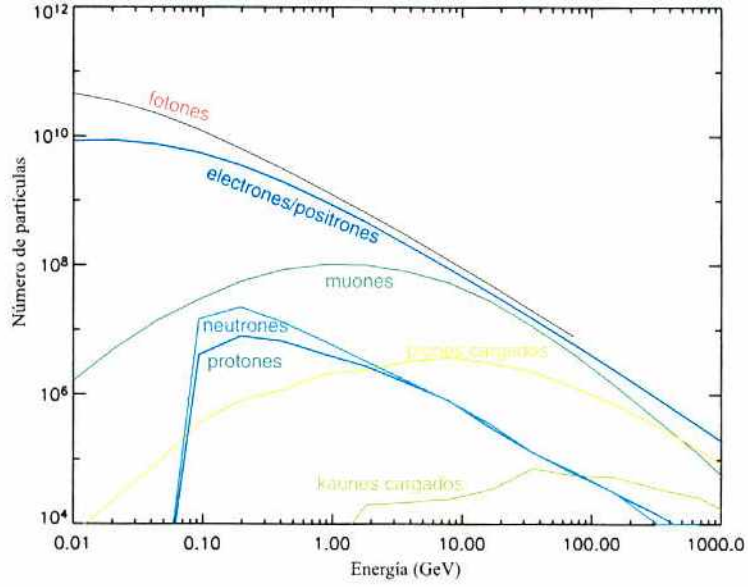


Figura 2.10: Distribución de energía de las partículas de una cascada producida por un protón de 10^{20} eV con $\theta=0^\circ$. La lluvia fue simulada con AIRES 2.6.0 [60].

Supongamos que se llega a esta energía crítica luego de k etapas. Habrá $(2n/3)^k$ piones cargados, cada uno con una energía E_0/n^k . Si $E_0/n^k = E_d$ entonces $k = \ln(E_0/E_d)/\ln(n)$. Si se supone que todos los piones se desintegran, el número de muones en la cascada será:

$$N_{\mu^\pm}^p = \left(\frac{2}{3}n\right)^k = \left(\frac{2}{3}n\right)^{\frac{\ln(E_0/E_d)}{\ln(n)}} = \left(\frac{E_0}{E_d}\right)^{\frac{\ln(2n/3)}{\ln(n)}} \propto (E_0)^\alpha \quad (2.28)$$

La multiplicidad n aumenta con la energía y a energías muy altas toma valores entre 200 y 600. El número de muones es entonces proporcional a $E_0^{0.92}$ y $E_0^{0.94}$ respectivamente. Es importante señalar que $\alpha < 1$, hecho sobre el cual yace la diferenciación entre cascadas producidas por un núcleo liviano o las producidas por núcleos pesados. Teniendo en cuenta el principio de superposición, la cascada producida por un núcleo de número atómico A y energía E_0 puede considerarse como la suma de las cascadas producidas por A nucleones con energía E_0/A . El número de muones entonces será:

$$N_{\mu^\pm}^A \propto A \left(\frac{E_0}{A}\right)^\alpha; \quad N_{\mu^\pm}^p \propto (E_0)^\alpha \quad \Rightarrow \quad N_{\mu^\pm}^A = N_{\mu^\pm}^p A^{1-\alpha} \quad (2.29)$$

Así, para un núcleo de hierro con $A=56$, se obtiene $N_{\mu^\pm}^{Fe}/N_{\mu^\pm}^p \simeq 1.38$ para $n = 200$ y $\simeq 1.27$ para $n = 600$. Esto significa que un núcleo de Fe produce un 30 % más de muones que un protón con la misma energía. La incorporación de contadores de muones a AMIGA (ver capítulo 7) se basa en esta diferencia.

2.4.2. Componente electromagnética

En cada interacción hadrónica se producen piones cargados y neutros. El decaimiento de estos últimos da lugar a un par de fotones que luego originaran un par e^+e^- que a su vez generarán nuevos fotones. La mayor parte de la energía de la lluvia se transfiere a la componente

electromagnética. Además, la rápida multiplicación de las cascadas electromagnéticas hace que los electrones y positrones sean las partículas más numerosas de las lluvias atmosféricas. La componente electromagnética disipa $\sim 90\%$ de la energía del primario. Por esto la medición directa de esta componente permitirá una estimación mucho más precisa de la energía de la partícula incidente que la realizada con el número de muones presentes en la cascada.

El número de partículas producidas por un protón es entonces:

$$N_{\gamma, e^\pm}^p = \frac{0.9 E_0}{\epsilon} \quad (2.30)$$

donde ϵ es la energía promedio de un elemento electromagnético. Aplicando nuevamente el principio de superposición, para un núcleo formado por A nucleones, la componente electromagnética será:

$$N_{\gamma, e^\pm}^A = A \left(\frac{0.9 E_0/A}{\epsilon} \right) = N_{\gamma, e^\pm}^p \quad (2.31)$$

Así, para un núcleo pesado el número de partículas electromagnéticas será el mismo, mientras el número de muones es mayor. Aquí radica otra ventaja de asignar la energía a través de la componente electromagnética ya que ésta es independiente de la naturaleza química del primario.

Por lo antedicho es esta sección, Auger calibra en energía con su sistema de telescopios de fluorescencia que miden el perfil longitudinal de la componente electromagnética de la lluvia.

2.4.3. Perfil Longitudinal

En la sección anterior se habló del número total de partículas producidas por un protón o núcleo pesado en su interacción con la atmósfera. Pero, como ya se mencionó anteriormente la cantidad de partículas producidas depende de cuánta atmósfera es atravesada por la misma. La distribución del número de partículas producidas por unidad de profundidad atmosférica es lo que se conoce como perfil longitudinal de una lluvia.

Este perfil se mide por la luz de fluorescencia (UV cercano) producida en la desexcitación de las moléculas de N_2 del aire, luego de haber sido excitadas (e ionizadas) por los electrones secundarios de la componente electromagnética de la cascada. Esta luz de fluorescencia puede representarse como una fuente puntual de luz descendiendo a lo largo del eje de la lluvia. La intensidad de esta luz a distintas profundidades refleja directamente el perfil longitudinal de su componente electromagnética. La integral de esta distribución dará finalmente la energía total depositada por la cascada en la atmósfera.

Para describir el perfil longitudinal se usa la expresión desarrollada de Gaisser-Hillas que permite extraer del ajuste de la medición de la luz de fluorescencia los principales parámetros de la lluvia:

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{\frac{X_{max} - X}{\lambda}} \quad (2.32)$$

con $\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$. N_{max} es el número máximo de partículas en el desarrollo de la lluvia, X_{max} es la profundidad a la que se produce este máximo y X_0 es la profundidad de la primera interacción. Después de X_{max} , el número de partículas secundarias comienza a disminuir. Las partículas comienzan a alcanzar el umbral de la energía crítica y el proceso de multiplicación se detiene.

En la figura 2.11 se puede apreciar el perfil longitudinal de un evento de $\sim 10^{20}$ eV registrado por el detector de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger junto al ajuste de la expresión de Gaisser - Hillas.

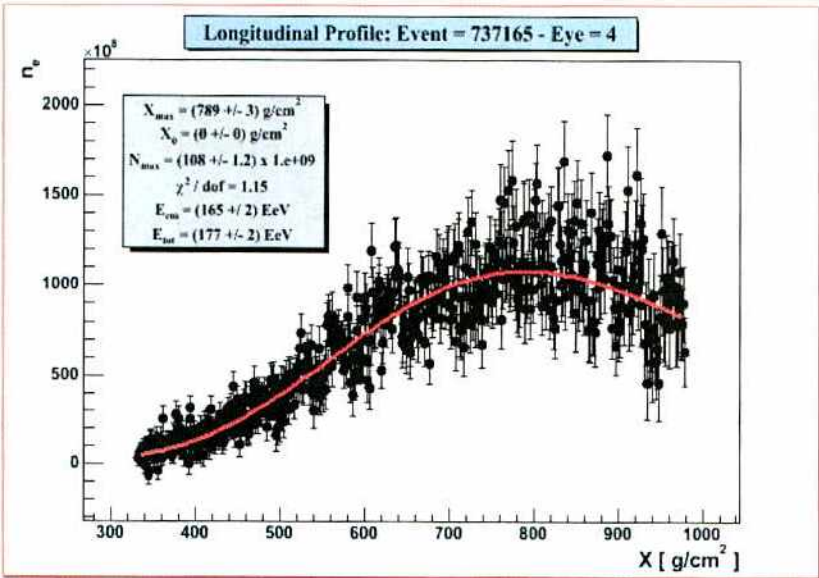


Figura 2.11: Perfil longitudinal del evento 737165 [67] con el ajuste (línea roja) de la expresión de Gaisser - Hillas. Este evento fue detectado el 19 de abril de 2004 por el ojo de fluorescencia ubicado en el cerro Coihueco y simultáneamente por 5 detectores de superficie del Observatorio Pierre Auger. Su energía fue calculada en [67] en 177 ± 45 EeV con un ángulo cenital de 48° .

La posición del X_{max} depende de la energía y de la naturaleza de la partícula primaria. Se puede deducir esta dependencia en primera aproximación de manera sencilla. Extrapolando el modelo simple de Heitler [68] para la descripción de cascadas se puede representar la multiplicación de las partículas después de cada interacción con una longitud característica λ como se muestra en la figura 2.12.

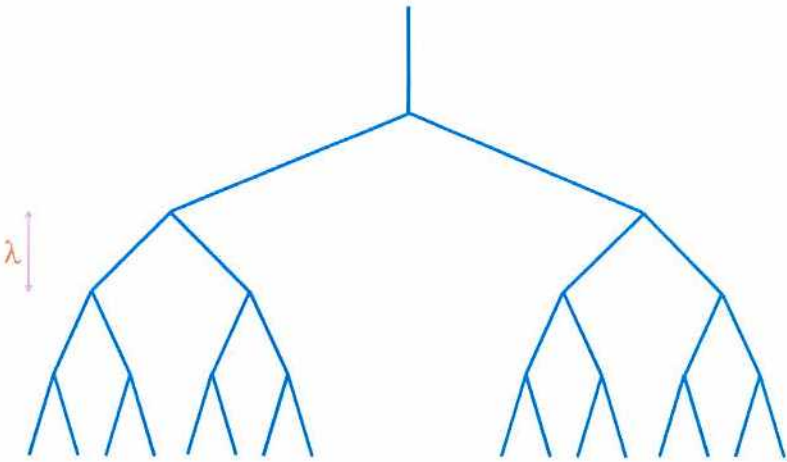


Figura 2.12: Modelo Simplificado del desarrollo de una cascada atmosférica.

Cada segmento representa una partícula y en cada interacción la energía se divide en las n partículas resultantes (2 para los procesos electromagnéticos).

Luego de X/λ divisiones el número de partículas es:

$$N(X) = n^{X/\lambda} \quad (2.33)$$

y la energía por partícula será $E(X) = E_0/N(X)$. La multiplicación continuará hasta la energía crítica E_c a partir de la cual no se producen más partículas. El número máximo de partículas en esta simplificación será $N(X_{max}) = E_0/E_c$, de donde se desprende que:

$$N(X_{max}) = \frac{E_0}{E_c} = n^{X/\lambda} \Rightarrow X_{max} = \frac{\lambda}{\log(n)} \log(E_0) + cte \quad (2.34)$$

En general, X_{max} aumenta en promedio 55 g/cm² por década de energía. En la figura 2.13 se puede ver la variación del X_{max} con la energía del primario para lluvias simuladas con AIRES 2.6.0 considerando dos primarios: protones y núcleos de Fe.

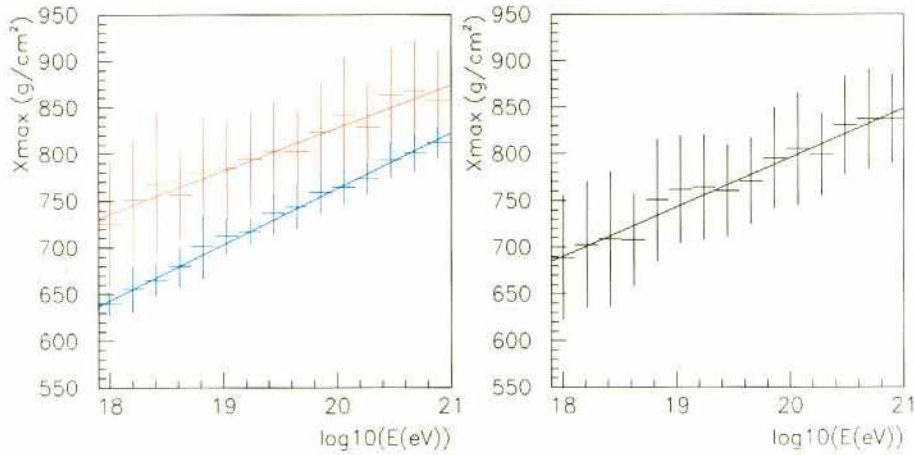


Figura 2.13: X_{max} en función de la energía [65]. Los valores provienen de simulaciones realizadas con AIRES 2.6.0 para protón y núcleos de Fe y varios ángulos cenitales ($0^\circ < \theta < 72^\circ$). *Izquierda:* diferencia entre protones (azul) y núcleos de Fe (rojo). *Derecha:* mezcla de ambos primarios. El ajuste de estos datos da una variación de X_{max} de ~ 53 g/cm² por década de energía.

Con respecto a la dependencia de X_{max} con la composición, el número de partículas en el máximo de la lluvia es el mismo para un núcleo formado por A nucleones que para un protón, mientras que X_{max} se encontrará desplazado en $-55 \log(A)$. La cascada de un núcleo pesado se desarrolla más rápidamente que la producida por un protón de la misma energía. La diferencia entre protón e hierro es aproximadamente 100 g/cm², disminuyendo lentamente a medida que la energía del primario aumenta (ver figura 2.13). Esta diferencia en X_{max} junto con la diferencia en el número de muones, son los dos instrumentos experimentales fundamentales para distinguir la composición química del rayo cósmico primario y base de los estudios de composición a realizarse con HEAT y AMIGA.

Auger es un sistema híbrido de detección y registra tanto el perfil longitudinal de una lluvia con sus telescopios como el lateral sobre la superficie de la tierra con su arreglo de detectores de superficie.

2.4.4. Perfil Lateral

Las cascadas electromagnéticas tienen un cierto desarrollo lateral que se debe en gran parte a la dispersión coulombiana. La densidad de partículas al nivel del suelo es muy grande en las cercanías del core (punto de impacto del eje de la lluvia) y disminuye rápidamente con la distancia al mismo.

El frente de una lluvia es en general representado por un disco ligeramente curvado y fino de partículas avanzando a una velocidad cercana a la de la luz, perpendicular al eje de la lluvia. El ensanchamiento transversal de un frente de partículas cargadas es causado por diferentes procesos. La dispersión de Compton y fotoeléctrica generan electrones secundarios que no van a estar más alineados con la dirección del fotón incidente. Tampoco los fotones Compton secundarios producidos tendrán la misma dirección del fotón primario, contribuyendo a que la cascada se vaya abriendo a medida que se propaga.

El parámetro que caracteriza la dispersión de las partículas de bajas energías debido a la interacción coulombiana es el radio de Molière, definido como:

$$r_m = \frac{E_s}{E_c} X_0 = 9.2 \text{ g/cm}^2 \quad (2.35)$$

donde $E_s = m_e(4\pi/\alpha)^{1/2} \cong 21.2 \text{ MeV}$, E_c es la energía crítica definida por la expresión (2.20) y X_0 es la longitud de radiación en el aire (ver ecuación (2.7)). Esta depende de la densidad del aire y por lo tanto del nivel de observación (h_{obs}). El radio de Molière es inversamente proporcional a la densidad del medio y puede expresarse como:

$$R_m = \frac{r_m}{\rho(h_{obs})} \quad (2.36)$$

Para la altitud a la que se encuentra el Observatorio Pierre Auger, la densidad promedio es de 1.07 kg/m^3 , lo que da un valor para R_m de $\simeq 86.4 \text{ m}$.

La densidad de partículas cerca del punto de impacto de la lluvia es tal que alrededor del 90 % de la energía de la lluvia está contenida en un cilindro de radio $\sim 1 R_m$. El perfil lateral de la densidad de partículas en función de la distancia perpendicular al eje r para una cascada electromagnética puede aproximarse con la llamada fórmula NKG (Nishimura - Kamata - Greisen) [69, 70]:

$$\rho_{NKG}(r) = \frac{N_e(L_{ef})}{r_m^2} \left(\frac{r}{r_m} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m} \right)^{s-4.5} \cdot \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi \Gamma(s) \Gamma(4.5-2s)} \quad (2.37)$$

donde:

- N_e es el número total de partículas de la lluvia a nivel del suelo. Este número depende de la profundidad efectiva de la lluvia L_{ef} en longitudes de radiación. L_{ef} depende de la primera interacción en la atmósfera, de la composición del rayo cósmico primario, de la altura del sitio, del ángulo cenital de la lluvia y de forma débil de la energía. Pero, si se considera que la presión es constante, la profundidad de la lluvia y N_e son independientes de la temperatura para una dada lluvia.
- s es el parámetro de "edad" de la lluvia que caracteriza el estado de desarrollo de la lluvia en términos de la profundidad de la misma en longitudes de radiación y está definida

como:

$$s = 3 \left(1 + \frac{2 \ln(E_0/E_c)}{t} \right) \equiv 3 \frac{t}{t + 2t_m}. \quad (2.38)$$

donde E_0 es la energía del primario, $t = \int_z^\infty \rho(z) dz / X_0$ [71] y t_m es la profundidad a la cual se produce el máximo de la lluvia en unidades de longitud de radiación. La edad de la lluvia aumenta con la profundidad de la cascada y se define de manera que $s = 1$ para el máximo de la lluvia. s , al igual que N_e y L_{ef} , es independiente de la temperatura.

- Finalmente, las Γ son funciones gamma que sirven para normalizar la expresión para la densidad de partículas, de manera que $\int_0^\infty 2\pi r \rho_{NKG}(r) dr = 1$.
- r_m es el radio de Moliere.

Aunque la fórmula NKG (2.37) se aplica estrictamente a las lluvias electromagnéticas, se puede extender para ser usada en la descripción de las cascadas hadrónicas en general.

2.5. Simulaciones

Para el análisis de los datos obtenidos en la detección de estas grandes cascadas atmosféricas o EAS fue necesaria la construcción de una modelización teórica de estas cascadas para poder predecir por ejemplo la respuesta de los detectores o estimar la energía del primario. Los códigos utilizan los métodos de Monte Carlo y el conocimiento de las interacciones (fuerte y electromagnética) a altas energías permiten simular en detalle el desarrollo de las grandes lluvias en la atmósfera. Estos programas generan las lluvias a partir de condiciones iniciales que elige el usuario y realizan el seguimiento de producción y propagación de las partículas producidas por las distintas interacciones en la atmósfera. Para esto se realizan una serie de suposiciones sobre los modelos de interacciones, simplificaciones para reducir el tiempo de cálculo y extrapolaciones de las secciones eficaces.

Las simulaciones de cascadas realizadas para este trabajo fueron llevadas a cabo con el código AIRES (AIR shower Extended Simulations) [60], desarrollado en la Universidad Nacional de La Plata. Está basado en el programa MOCCA y se encuentra en permanente evolución.

Las interacciones implementadas en AIRES son:

- Procesos electrodinámicos
 - producción de pares y aniquilación electrón - positrón
 - Bremsstrahlung (electrones, positrones y muones)
 - Producción de pares muónicos
 - Electrones δ
 - Efecto fotoeléctrico y Compton
 - Efecto Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) y la supresión dieléctrica.
- Desintegración de partículas inestables

- Procesos hadrónicos
 - Colisiones inelásticas hadrón - núcleo, núcleo - núcleo, fotón - núcleo
 - Reacciones foto-nucleares
 - Fragmentación nuclear
- Propagación de partículas cargadas.
 - Pérdidas de energía por ionización del medio
 - Dispersión múltiple de Coulomb
 - Desviaciones en el campo magnético terrestre.

Para la simulación de las interacciones hadrónicas AIRES usa QGSJet [73] y SIBYLL[72]. La mayor fuente de incerteza en las simulaciones de las cascadas proviene de la utilización de estos modelos hadrónicos para la descripción de las primeras interacciones en la atmósfera. Estos modelos se basan en la extrapolación de las secciones eficaces de las interacciones hadrónicas a bajas energías. En este trabajo se usó como modelo hadrónico QGSJet I.

En este capítulo se han reseñado las distintas facetas pertinentes al desarrollo de un chubasco cósmico sobre las cuales se hará hincapié en los siguientes capítulos.

Capítulo 3

El Observatorio Auger y Estudios sobre su Arreglo de Superficie

El Observatorio Pierre Auger fue concebido para medir con buena estadística el flujo, las direcciones de arribo y la composición de rayos cósmicos con energías superiores a 10^{19} eV con una precisión mucho mayor que los experimentos de rayos cósmicos precedentes siendo totalmente capaz de resolver el espectro en la zona correspondiente al corte GZK (ver capítulo 1, sección 1.2).

Como el flujo de rayos cósmicos por sobre 10^{20} eV es del orden de 1 partícula por siglo y por km^2 es necesario que el Observatorio cubra una superficie de miles de km^2 para lograr la estadística suficiente (varias decenas de eventos) en un tiempo de funcionamiento razonable (20 años). El proyecto consiste en la construcción de dos observatorios similares, uno en el hemisferio sur y otro en el norte cubriendo cada uno un área de por lo menos 3000 km^2 . Además de lograr la suficiente estadística de eventos, con esta configuración se logrará una cobertura total del cielo, permitiendo una mejor determinación de posibles fuentes [74].

Auger es además un detector híbrido. Esto significa que combina las dos técnicas usadas por distintos experimentos para la detección de las EAS producidas por rayos cósmicos. Estas dos técnicas consisten en la detección de las partículas que llegan a la superficie usando un arreglo de detectores (Cherenkov en Auger) sumado a la captación de la luz de fluorescencia producida por las partículas al interactuar con las moléculas de N_2 en su paso por la atmósfera usando cierto tipo de telescopios. Esto le brinda a Auger su característica más importante: la posibilidad de reconstruir un mismo evento de dos maneras completamente independientes pero complementarias. Esto implica una importante reducción de los errores sistemáticos. Una limitación de la detección híbrida es introducida por los telescopios de fluorescencia que sólo pueden trabajar en noche claras y sin luna. Esto reduce el tiempo de observación a un 10 % del total.

En la figura 3.1 se puede observar una representación artística del principio de la detección híbrida de lluvias en el observatorio Pierre Auger. En las siguientes secciones se expondrán las características principales de las dos técnicas experimentales mencionadas en esta introducción.

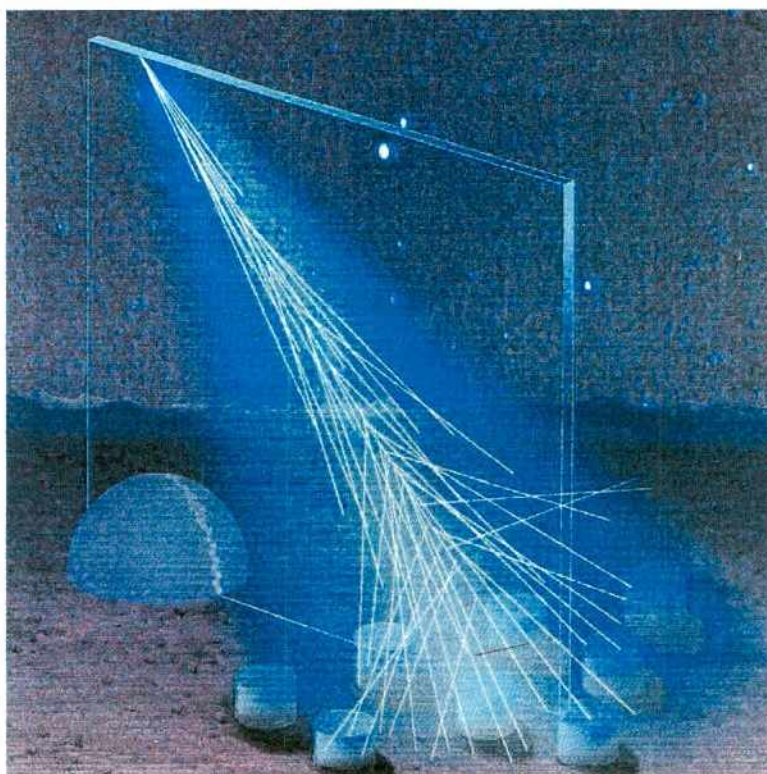


Figura 3.1: Principio de detección híbrida implementada en Auger. En esta figura se representa el desarrollo de la cascada de partículas en la atmósfera, el plano que contiene al eje de la misma y al detector de fluorescencia (representado por el casquete semi esférico en el que se muestra la traza dejada por la luz de fluorescencia. En la superficie se observan los cilindros que representan los detectores de Cherenkov.)

3.1. Pampa Amarilla

Actualmente se encuentra en construcción el Observatorio Sur de Auger. Éste está ubicado en Argentina, al sur de la provincia de Mendoza (ver figura 3.2), extendiéndose en una zona relativamente desértica que recibe el nombre de “Pampa Amarilla” y que está comprendida entre el departamento de Malargüe y el de San Rafael. Este sitio se encuentra a $35,3^\circ$ latitud Sur y $69,0^\circ$ longitud Oeste con una altitud promedio de 1400 m sobre el nivel del mar. Cerca del sitio se encuentra la ciudad de Malargüe (con 18000 habitantes) y a 180 km está la ciudad de San Rafael con 100000 habitantes. Este sitio fue elegido por diversos motivos:

- Su altitud (1400 m *snm*: las grandes cascadas atmosféricas ($> 10^{19}$) tienen su máximo desarrollo cerca de la superficie.)
- Claridad atmosférica
- Terreno plano (pampa) sobre el cual se pueda transportar las 12 toneladas de agua hiper pura de cada detector de superficie
- Temperaturas moderadas

- Baja contaminación lumínica
- Infraestructura habitacional en las cercanías.

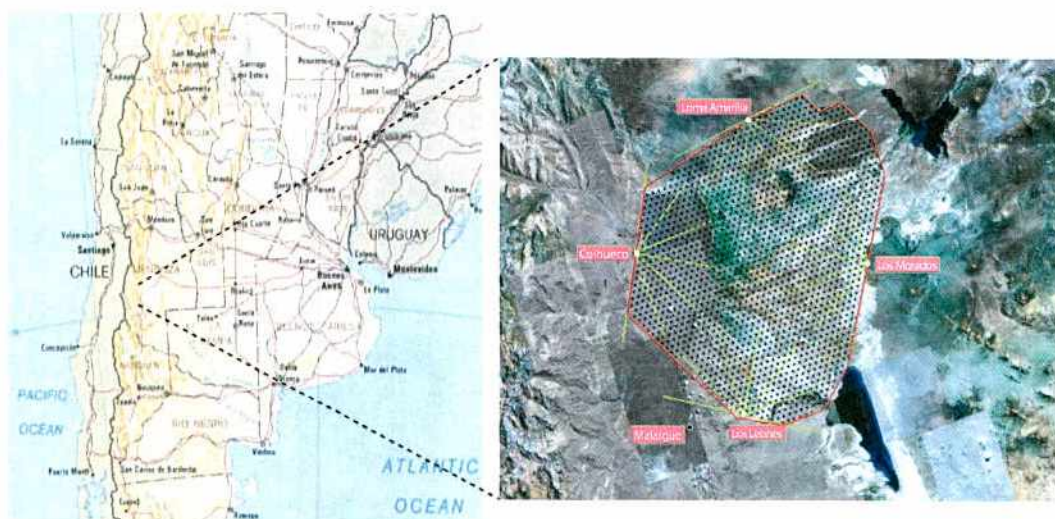


Figura 3.2: *Izquierda:* emplazamiento del Observatorio Pierre Auger Sur en Argentina, al sur de la provincia de Mendoza, en los departamentos de Malargüe y San Rafael. *Derecha:* distribución de los detectores de superficie (*puntos negros*) y de los cuatro telescopios de fluorescencia (*puntos blancos*). También se muestra la ciudad de Malargüe, donde se encuentra el centro de adquisición de los datos y de armado de los detectores.

Se espera que la construcción de la primera fase del Observatorio Sur termine en el año 2007 y la segunda en 2010. Esta segunda fase consiste en la construcción de HEAT y AMIGA (ver capítulo 7). El sitio Norte será emplazado en Colorado, EE.UU. y su construcción comenzará luego de completar la construcción del sitio Sur.

3.2. Detector de fluorescencia

El Observatorio Pierre Auger Sur cuenta con 4 edificios de fluorescencia ubicados en la periferia del arreglo de detectores de superficie, cada uno formado por 6 bahías que alojan sendos telescopios que apuntan al centro del arreglo como se muestra en la figura 3.3.

Cada bahía cuenta con un espejo esférico de $3,5 \text{ m} \times 3,5 \text{ m}$, con una distancia focal de $1,7 \text{ m}$ que refleja la luz colectada a través de un diafragma de $1,10 \text{ m}$ de diámetro hacia una cámara formada por 440 fotomultiplicadores (PMTs) hexagonales (ver figura 3.4). Cada PMT cubre una porción del cielo de $\sim 1,5^\circ$ de diámetro. La superficie de la cámara es de forma esférica concéntrica con el espejo. El tamaño del spot de luz en la superficie focal es de 15 mm , lo que corresponde a $0,5^\circ$ para cualquier dirección de la luz incidente. Para reducir las pérdidas de señal cuando el spot cae en los límites entre PMTs, se agregaron pequeños reflectores de luz llamados “mercedes” entre los mismos. El campo de visión de una bahía es de 30° en acimut por $28,6^\circ$ en elevación [75].

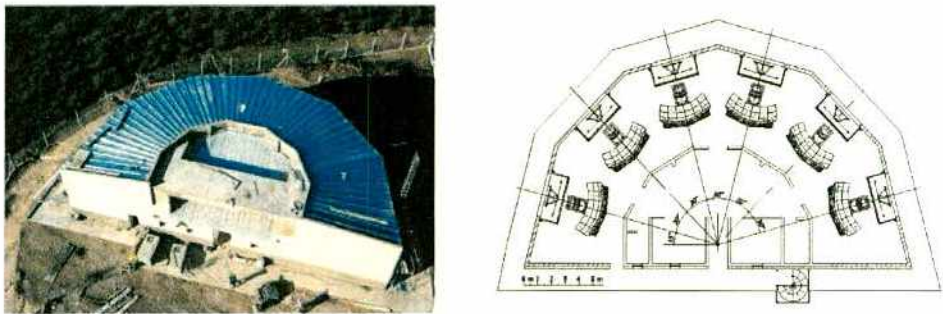


Figura 3.3: *Izquierda:* vista aérea del edificio de fluorescencia en el cerro Los Leones. *Derecha:* esquema de las seis bahías que forman el edificio. Cada bahía contiene un telescopio.

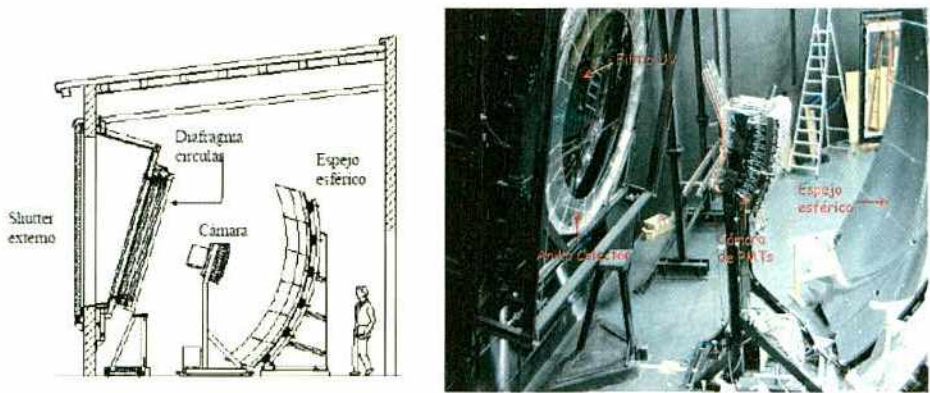


Figura 3.4: *Izquierda:* esquema de una bahía en un edificio de fluorescencia. *Derecha:* componentes que forman el sistema de detección de la luz de fluorescencia. Se pueden ver el diafragma, el filtro UV que cierra la ventana por donde ingresa la luz a la bahía, el anillo corrector, el espejo segmentado esférico y la cámara de PMTs que capta la luz colectada por el mismo.

El interior de la bahía está aislado por un filtro UV (entre 300 nm y 400 nm) ubicado en el diafragma que permite mejorar la relación señal-ruido. Para aumentar la colección efectiva de luz se agregó un anillo corrector de 0,85 m de diámetro interno y 1,10 m de radio exterior, dividido en 24 segmentos como se muestra en la figura 3.4.

Se espera que cada EAS de más de 10^{19} eV que caiga sobre el sitio de Auger sea registrada por lo menos por un telescopio de fluorescencia y un 60 % de las mismas sean vistas por al menos 2 detectores [75]. Además, el disparo conjunto de por lo menos un detector de superficie con un telescopio de fluorescencia (detección híbrida), garantiza una resolución angular similar a la lograda con una detección estéreo ($0,5^\circ$) [88].

3.2.1. Principio de detección

El paso de las partículas por la atmósfera es registrado por el telescopio de fluorescencia como un punto de luz que disparará una serie de PMTs de la cámara con un cierto patrón

y una secuencia temporal coherente con la propagación de las partículas a la velocidad de la luz.

Estudiando el patrón de los PMTs alcanzados por la luz de fluorescencia es posible determinar el plano que contiene al detector y al eje de la lluvia (llamado “Shower Detector Plane” o *SDP* – ver figura 3.5). En el caso de que la lluvia haya sido detectada por dos telescopios separados unos kilómetros, i.e. en “estéreo”, se pueden determinar dos *SDP*, siendo el eje de la lluvia la intersección de los mismos. De esta forma, la dirección de incidencia se determina con mayor precisión que cuando sólo se cuenta con la información proveniente de un telescopio (modo “mono”). En este caso se debe recurrir a los tiempos de disparo de los distintos PMTs de la cámara. Para obtener una buena reconstrucción de la dirección de incidencia es necesario que haya una cantidad razonable de PMTs disparados tal que no estén alineados y que por ende permitan reconstruir los tres parámetros de la geometría de la lluvia (ver más abajo). A partir de esquema de la *derecha* de la figura 3.5, el tiempo de arribo de la luz sobre el pixel i de una cámara de PMTs viene dado por la fórmula (3.1).

$$t_i = T_0 + \frac{R_p}{c} \left(\frac{1}{\sin \alpha_i} - \frac{1}{\tan \alpha_i} \right) = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan \frac{\alpha_i}{2} \quad (3.1)$$

donde R_p es la distancia perpendicular al eje de la lluvia que pasa por el detector y T_0 es el tiempo correspondiente a la máxima aproximación del eje de la lluvia al ojo de fluorescencia.

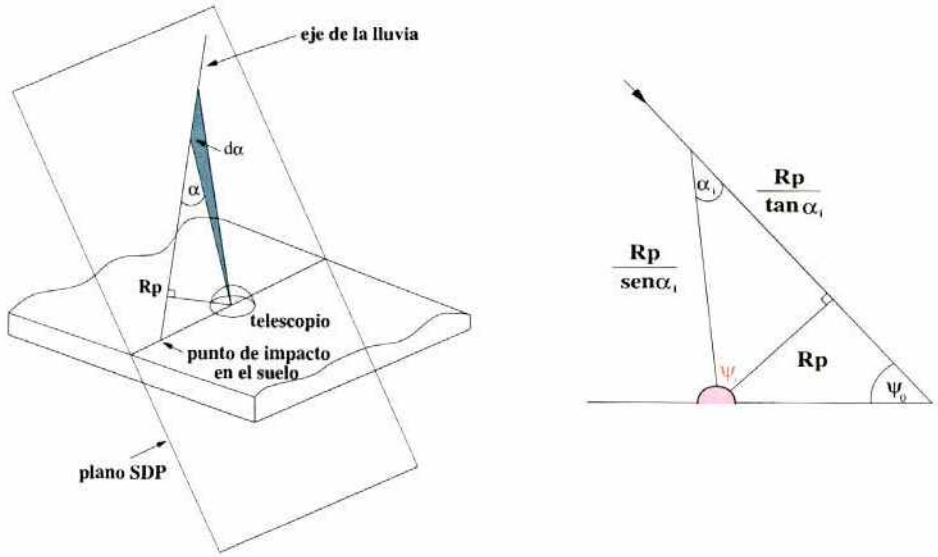


Figura 3.5: Esquema del plano que contiene al telescopio y al eje de la lluvia. Se muestran los parámetros a reconstruir. Un pixel i de la cámara ve el punto de luz fluorescente pasar en el momento t_i con una elevación ψ_i

Los valores de R_p , ψ_0 ($= 180 - \alpha_i - \psi_i$) y T_0 son obtenidos a partir de la minimización de un χ^2 de la forma:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(t_i(\psi_{i,med}) - t_{i,med})^2}{\sigma_i^2}, \quad (3.2)$$

con $t_{i,med}$ siendo el tiempo de arribo de la luz medido en el pixel i y $\psi_{i,med}$ la elevación correspondiente en el SDP. σ_i es la incerteza en los tiempos y dependen del flujo de fotones recibido por el pixel i .

Para trazas cortas (menores a 20° de apertura) $t_{i,med}$ depende linealmente con $\psi_{i,med}$ lo que resulta en una indeterminación importante en el cálculo de R_p y ψ_0 (del orden de varios grados) y T_0 . Para trazas más largas (mayor cantidad de PMTs con señal) la curvatura que aparece permite eliminar esta degeneración.

Como la medición de ψ es ambigua, es de utilidad usar la información proveniente del arreglo de superficie si esta existiera para el evento en cuestión. Es suficiente con una estación disparada para determinar geoméricamente el valor de T_0 de la siguiente manera:

$$T_0 = t_{est} + \frac{\vec{r}_{est} \cdot \vec{u}}{c}, \quad (3.3)$$

donde t_{est} es el tiempo en que el frente de la lluvia pasó por la estación, $\vec{u}$ es el vector director del eje de la lluvia y $\vec{r}_{est}$ es el vector director de la estación. Así, al ingresar el valor de T_0 ya calculado en la reconstrucción precedente, se obtiene una resolución angular inferior a $0,5^\circ$.

3.2.2. Calibración y monitoreo del detector y de la atmósfera

Para determinar el número de partículas presentes en la cascada en función de la profundidad atmosférica, es necesario conocer con exactitud cómo es la producción de luz de fluorescencia en la atmósfera, cuáles son las otras fuentes de la luz captada por los PMTs como la luz Cherenkov, directa y difusa emitida por las partículas secundarias, la atenuación de la luz en su viaje desde la fuente al detector y realizar la calibración del sistema óptico utilizado.

Para realizar la reconstrucción del perfil longitudinal de la lluvia es importante realizar correctamente la conversión entre el número de cuentas FADC ("Flash Analog to Digital Converter") obtenidas al final de la cadena de adquisición y el flujo de fotones incidente inicial. La respuesta de cada canal a este flujo estará afectado por la proyección de la apertura, la transmitancia del filtro UV, las reflexiones en la superficie del anillo colector, la reflectividad del espejo, la eficiencia de colección de cada pixel, la eficiencia cuántica del cátodo, la ganancia del PMT y de los amplificadores y la conversión digital de la señal. Para caracterizar esta respuesta en forma absoluta se desarrolló una técnica basada en una fuente de luz portátil de 2,5 m de diámetro que se monta en el exterior de la ventana de cada bahía. Esta fuente, emite luz sobre tambor o "drum" de una alta reflectividad difusa y que por ende provee un flujo uniforme de fotones que ingresa por la ventana y dispara en forma simultánea todos los PMTs de la cámara [76]. La razón entre la intensidad del drum (conocida) y la señal obtenida en cada PMT da la calibración requerida. En la actualidad la precisión en la calibración de los PMTs usando el drum es de $\sim 12\%$ y se realiza en distintas longitudes de onda. Además, se disparan hacia la atmósfera rayos laser ubicados en dos posiciones diferentes del arreglo de superficie [76]. Estos se disparan a tiempos, y con geometría y energía conocidos y son registradas por los distintos telescopios de fluorescencia. Permiten estudiar la resolución temporal, la sincronización entre los telescopios y los detectores de superficie y la atenuación atmosférica de la luz. Asimismo, la diferencia entre la energía reconstruida y la energía real del laser da una idea de las incertezas existentes en la calibración y en la caracterización de la

atmósfera. En este momento, esta diferencia se encuentra entre el 7 y 10 %. Al realizar esta calibración se utilizan los perfiles de aerosoles medidos por el CLF (“Central Laser Facility”) ubicado en el centro del arreglo de superficie.

Las condiciones atmosféricas existentes influyen de manera importante en el desarrollo de la cascada y en la emisión y transmisión de la luz hasta el detector. La luz producida será absorbida y dispersada principalmente por Rayleigh y por los aerosoles presentes en la atmósfera, por lo que es necesario conocer la distribución de aerosoles y la densidad de la atmósfera a diferentes alturas. Para el monitoreo de la atmósfera el Observatorio Auger cuenta con una red de elementos entre los que se encuentran sistemas LIDAR [77], cámaras de nubes y monitores de estrellas, aparte de las dos facilidades láser mencionadas.

3.3. Calibración de los detectores de superficie

El sitio Sur del Observatorio cuenta con un arreglo de 1600 detectores Cherenkov de superficie formando una red triangular de 1500 m de lado. Cada detector de superficie (*SD*) es un tanque cilíndrico de 10 m^2 por 1,2 m de altura conteniendo 12000 litros de agua hiper pura (resistividad mayor a $15\text{ M}\Omega \times \text{cm}$). Dicha agua está contenida en una bolsa hecha de un material reflectivo y difusivo (Tyvek) que uniformiza la luz Cherenkov producida por el paso de las partículas de la lluvia en el agua. Esta luz es detectada por tres PMTs (Photonis XP1805PA/1 de 9” de diámetro) ubicados en su tapa superior que generan una señal que es digitalizada por una electrónica local y los datos son enviados al sistema de adquisición central (*CDAS*) a través de un sistema de radio. La energía necesaria para el funcionamiento de los detectores se obtiene de dos baterías de 12 V, alimentadas por paneles solares. Para determinar el tiempo de disparo, cada detector posee un receptor GPS. En la figura 3.6 se pueden ver las diferentes componentes de estos detectores.

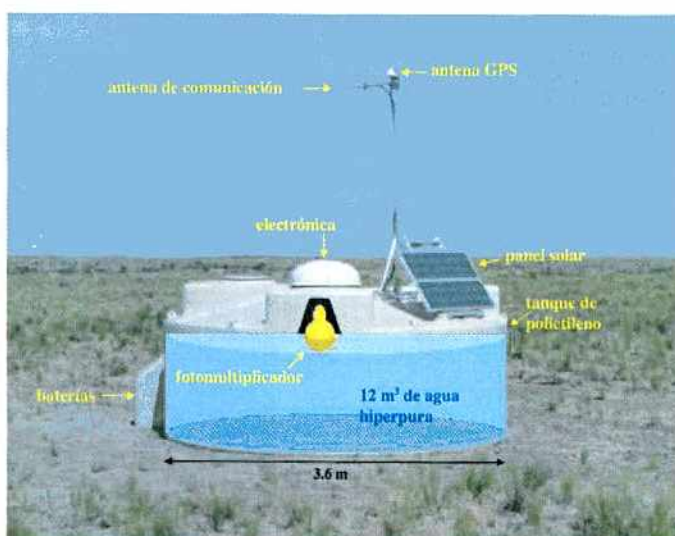


Figura 3.6: Foto y esquema de un detector Cherenkov de superficie del Observatorio Pierre Auger ubicado en el campo. Es alimentado localmente por las baterías de 12 V y se comunica a través de la antena de comunicaciones con la Estación Central para mandar información sobre la estación cuando exsta última lo requiera.

Los detectores *SD* realizan un muestreo de la cascada que alcanza la superficie terrestre a través de la señal depositada en los detectores. Ajustando cierta forma funcional a dichas señales en función de la distancia al eje de la lluvia se obtiene la energía total de la lluvia.

3.3.1. Electrónica

La salida de los PMTs son convertidas en señales digitales por la electrónica local del detector. Para aumentar el rango dinámico se toman las señales provenientes del ánodo y del último dínodo de cada PMT. La diferencia de amplificación entre estas dos salidas ha sido determinada en 32. Con el ánodo (de baja ganancia) se puede registrar señales intensas, que saturarían al dínodo de ganancia alta, sin perder nada de información de su forma.

Las seis señales que salen de un detector (2 por cada PMT: ánodo y último dínodo) son digitalizadas en 10 bits a 40 MHz (lo que produce un intervalo (comúnmente llamado "bin") de 25 ns) por convertidores analógicos digitales rápidos o FADC. La carga total se calcula integrando la cantidad de cuentas en cada intervalo de 25 ns. Las señales digitalizadas de esta manera son enviadas a una placa PLD ("Programmable Logic Device") donde se realizan las decisiones de disparo.

Cuando se realiza un disparo se guardan 768 bins de 25 ns que cubren 18,2 μ s. De estos 768 bins, 256 corresponden a tiempos anteriores al comienzo de la señal (bin por encima del nivel de disparo) y 512 a tiempos posteriores. El tiempo del disparo de cada estación se mide con un sistema GPS ("Global Positioning System") con una precisión de 8 ns. El ajuste de los niveles de disparo, tensiones de los PMTs y el acceso a los distintos sensores de monitoreo se realiza a través de una interfase de control ubicada en la placa de "Slow Control". A pesar de que la información se transmite a través de una antena a la Estación Central, existe además en la electrónica local una interfase Ethernet para acceder al software del PLD en forma directa en el caso de tener que realizar intervenciones directas en el detector.

Finalmente, toda la electrónica de una estación *SD* es controlada por una CPU local con un procesador Power PC 403GCX de 80 MHz.

3.3.2. Calibración con muones de fondo

Para usar los datos provenientes de las estaciones *SD* es necesario poder cuantificar la señal producida en las mismas ante el paso de las partículas usando alguna unidad específica. Estas señales dependen de diversos parámetros asociados tanto a la producción de la luz Cherenkov dentro del agua como a la adquisición específicamente. Algunos de estos parámetros son la calidad del agua, la reflectividad del Tyvek, la ganancia de los PMTs, el acople óptico entre éstos y la ventana a través de la cual reciben la luz producida en el agua y el manejo de las señales por la electrónica instalada en cada estación.

Para calibrar los detectores *SD* se hace uso del flujo atmosférico natural de muones ($2000 \text{ muones s}^{-1} \text{ m}^{-2}$) en la superficie terrestre. Estos muones en general son relativistas, atraviesan completamente el tanque y tienen una distribución en ángulo de arribo θ como $\cos^2\theta \times \sin\theta$.

Dicha calibración en energía es necesaria para medir la energía Cherenkov depositada en cada detector por las partículas secundarias de la lluvia para luego reconstruir los parámetros de la lluvia (en particular la energía del primario). La unidad de calibración adoptada es

el VEM ("Vertical Equivalent Muon"), la carga promedio colectada en un tanque cuando es totalmente atravesado por un sólo muón arribando verticalmente sobre el centro de su tapa superior. Estos muones podrían en principio ser sencillamente identificados con dos centelladores plásticos instalados por arriba y por debajo del tanque, cerca de su centro. Este método sin embargo se torna impracticable por el tamaño del Observatorio Pierre Auger: no es posible instalar un par de centelladores en cada tanque. Por lo tanto, las calibraciones son realizadas en forma remota y automática colectando un espectro de muones de fondo en cada tanque que luego es relacionado con el VEM.

En principio, en los detectores SD no es posible identificar la dirección de arribo de los muones que atraviesan completamente al detector, lo que impediría la diferenciación de los muones verticales y centrales y por lo tanto del VEM. Sin embargo, estos muones producen en la distribución total de carga depositada por los muones atmosféricos un pico o *hump* llamado Q_{VEM}^{peak} . Un *hump* similar se observa en la distribución de amplitud de las señales producidas por estos muones y recibe el nombre de I_{VEM}^{peak} .

Cabe destacar que los primeros experimentos de calibración del Proyecto Auger ([79] y referencias allí citadas) fueron realizados en un prototipo de detector en escala 1:1 construido en el Laboratorio Tandar (figura 3.7) y que en base a ellos se estableció la calibración de Auger.

Este prototipo es muy versátil pues permite variar la geometría dentro del mismo: los PMTs pueden ubicarse en cualquier posición relativa al centro y en cualquier ángulo entre ellos y posee un piso falso de Tyvek que puede ser ubicado a cualquier altura entre ~20 cm y 1,65 m por debajo de la superficie del agua. Las paredes del detector están recubiertas también con Tyvek y un disco del mismo material flota en la superficie del agua actuando como una tapa reflectora. El tanque de acero inoxidable se encuentra montado sobre una plataforma que permite ubicar debajo del mismo, a cualquier distancia de su centro, placas de centelladores que, junto a otras similares ubicadas en el techo o paredes del tanque, forman un telescopio de muones y proveen la señal de disparo del tanque permitiendo seleccionar partículas con una dada traza dentro del tanque. Diversos experimentos fueron realizados en dicho prototipo utilizando una electrónica estándar basada en módulos NIM y CAMAC y un osciloscopio digital de 4 canales. En particular, se caracterizaron las señales e histogramas tanto de muones incidiendo vertical y centralmente como de muones de fondo. Estos últimos se forman simplemente requiriendo una coincidencia temporal de las señales de los 3 PMTs del tanque ("3-fold"). Tienen su pico desplazado hacia mayores cargas que el VEM (ver figura 3.8) debido a las trayectorias oblicuas de mayores longitudes dentro del tanque de los muones arribando en todas direcciones. El valor de este desplazamiento puede ser obtenido experimentalmente. Los espectros pueden ser levantados en corriente/voltaje midiendo la amplitud del pulso generado por el paso de un muón o en carga al realizar la integral temporal pudiéndose apreciar entonces un pico en cada uno de dichos histogramas adquiridos con centelladores (I_{VEM}^{peak} y Q_{VEM}^{peak}) o sin ellos (I_{3-fold}^{peak} y Q_{3-fold}^{peak}).

El hallazgo importante de este trabajo es haber establecido experimental y teóricamente que el único parámetro pertinente en la calibración es la longitud de la traza del muón dentro del tanque y que el VEM puede ser entonces obtenido con muones de fondo, sin necesidad de contar con centelladores. Este es el principio básico de la calibración de los detectores SD de Auger.

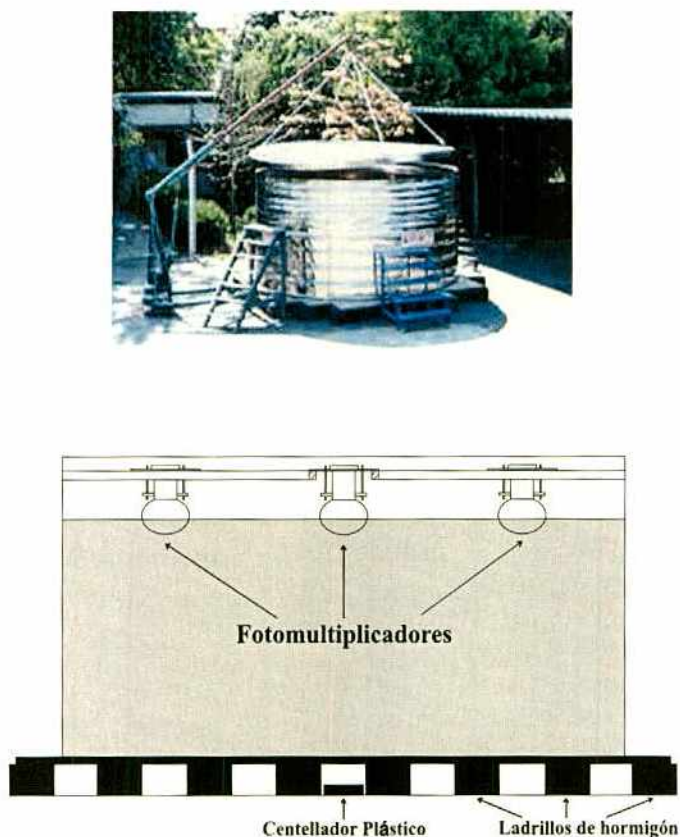


Figura 3.7: Tanque Prototipo del Tandar. *Panel superior:* modelo en escala realizado en acero inoxidable con tapa removible. Los tres PMTs internos y el recubrimiento en Tyvek de la base del tanque pueden ser desplazados permitiendo una enorme versatilidad experimental. *Panel inferior:* esquema de montaje del tanque sobre ladrillos de hormigón que permiten instalar centelladores plásticos para la medición del VEM.

Con posterioridad, estos experimentos fueron repetidos y ampliados en un tanque prototipo emplazado en el predio de la Estación Central del Observatorio en Malargüe [87, 78]. La relación entre el VEM y el pico en el espectro de muones de fondo fue realizada con mucha estadística (ver figura 3.9) y establecida con muy alta precisión.

El propósito final de la calibración es obtener el valor de 1 VEM en unidades electrónicas (canales de ADC). Actualmente se realiza en el Observatorio cada minuto siguiendo tres pasos principales:

- Se ajusta las ganancias de los PMTs para que I_{3-fold}^{peak} caiga en aproximadamente 50 canales del ADC. Esto se consigue pidiendo que el rate de disparo en cada PMT sea de 100 Hz a 150 canales por encima de la línea de base, lo que corresponde aproximadamente a $3 \times I_{3-fold}^{peak}$. Notar entonces que con la frecuencia de conteo a altos canales del ADC se puede establecer la posición del pico, hecho que se debe a que el flujo de muones de fondo es constante en cada dirección de arriba: no es necesario medir en el

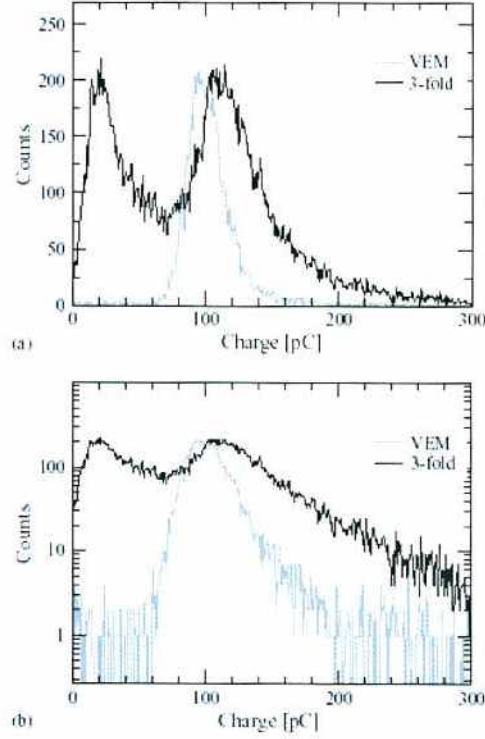


Figura 3.8: Distribución de carga del VEM, Q_{VEM}^{peak} , (gris) y de muones de fondo, Q_{3-fold}^{peak} , (negro) obtenidas con el tanque prototipo ubicado en el predio del laboratorio Tandar en el Centro Atómico Constituyentes [79]. En el panel superior se muestran las distribuciones en escala lineal para apreciar la diferencia en los valores medios. En el panel inferior se muestran las mismas distribuciones en escala logarítmica para evidenciar las diferencias en las colas de las distribuciones, debido a las trayectorias oblicuas de los muones de fondo.

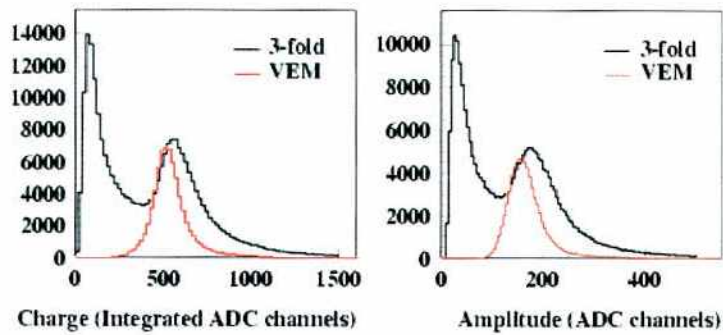


Figura 3.9: Distribución de carga (izquierda) y amplitud (derecha) del VEM y de muones de fondo obtenidas con un tanque prototipo ubicado en el predio del Observatorio Pierre Auger en Malargüe [78].

canal correspondiente a I_{3-fold}^{peak} ya que esto incrementaría mucho el tiempo muerto de los detectores, ver próximo ítem.

- Luego del ajuste inicial del voltaje para conseguir los 100 Hz mencionados en cada PMT, es necesario compensar las variaciones en la ganancia de los mismos para asegurar la uniformidad en el disparo del tanque y poder así obtener la señal total. Como se mencionara arriba, en vez de medir I_{3-fold}^{peak} , se usa un valor estimado I_{3-fold}^{est} que se define al pedir para un dado PMT que el rate de eventos que satisfagan un disparo de "calibración" sea de 70 Hz. La condición de disparo de calibración consiste en pedir que la señal sea mayor que $2.5 I_{3-fold}^{est}$ para un dado PMT y que $1.75 I_{3-fold}^{est}$ para los tres PMTs. Estos valores se obtuvieron de estudios realizados con un tanque de referencia.
- Finalmente, una vez que el procedimiento de calibración estabiliza el valor de I_{3-fold}^{est} se adquieren histogramas en intervalos de 60 segundos (aproximadamente 150000 cuentas por histograma). Estos histogramas se envían al CDAS junto con los eventos y corresponden a los histogramas de carga y amplitud de cada PMT, de la suma de los 3, y de la línea de base para cada canal FADC. Más tarde, en el análisis de los datos se ajusta el histograma 3-fold con una función cuadrática para obtener el valor de Q_{3-fold}^{peak} que se usará para convertir la señal integrada en unidades de VEM.

Todo esto implica que por cada evento que se guarda existe una gran cantidad de información sobre el estado del detector en el minuto precedente al evento. Esto permite una calibración extremadamente precisa de cada detector de superficie alcanzándose una precisión del 6 %.

La determinación del valor de Q_{VEM}^{peak} para la calibración de los detectores de superficie depende de manera crucial de las condiciones presentes en el interior de los tanques. Las características importantes en este sentido son la transparencia del agua, la reflectividad del Tyvek de la bolsa de contención y el volumen de agua contenido por la misma.

Un cambio en la pureza del agua o en la reflectividad del Tyvek afectará directamente la señal producida en los PMTs por el paso de una partícula en el tanque. En particular, el tiempo de decaimiento de la señal será más corto si la pureza del agua disminuye o si la reflectividad de la bolsa es pobre. Esto se debe a que la luz Cherenkov será absorbida con mayor facilidad.

Para monitorear posibles cambios en la calidad del agua y/o reflectividad de la bolsa que la contiene en los detectores se usa la razón entre la carga total producida por un muón y la amplitud de su señal, que demostró ser proporcional a la constante de decaimiento de la misma [80].

Veamos ahora con más detalle los estudios realizados en este trabajo sobre el monitoreo del volumen de agua contenido en un tanque detector.

3.3.3. Calibración y nivel de agua en los detectores

Es claro que una disminución en el nivel de agua presente en el tanque afectará la relación entre la contribución de los muones y de la componente electromagnética a la señal total, lo que puede afectar la determinación final de la energía depositada en el tanque, habida cuenta que sólo se calibra con muones. La carga del VEM depende linealmente con este nivel, mientras que la carga depositada por electrones y fotones es en general independiente de la misma. Para monitorear el nivel de agua se desarrolló un método basado en el ajuste de la pendiente de los histogramas de carga adquiridos para la calibración del detector [81, 82].

El volumen de agua contenido en los detectores de superficie debería permanecer inalterado por el tiempo total de funcionamiento del Observatorio para mantener constantes las condiciones de toma de datos. Sin embargo, por diversos motivos, este nivel podría eventualmente disminuir y es necesario poder determinar esta variación en forma remota, dada la imposibilidad de visitar periódicamente a los 1600 detectores en busca de posibles fugas.

Para conocer el nivel del agua contenida en los tanques de una manera sencilla, automática y remota (sin utilizar nuevo hardware ni modificar la electrónica existente ni la red de comunicaciones) es posible usar los datos que se adquieren permanentemente para la calibración de los detectores SD.

A partir de mediciones realizadas en un tanque de referencia ubicado en el predio del Observatorio Pierre Auger en Malargüe [81], donde se contaba con la facilidad del vaciado y llenado del mismo de manera sencilla y sin afectar el normal funcionamiento del arreglo en general, y con el tanque prototipo ubicado en el Laboratorio Tandar en Buenos Aires [82], se determinaron los parámetros más sensibles al nivel del agua disponible en el detector. Varias posibilidades fueron estudiadas en ambos experimentos:

- Posición del pico 3-fold para cada uno de los tres PMTs y para el espectro suma.
- La pendiente de caída del histograma de carga de cada PMT y para el espectro suma luego del pico 3-fold.
- La razón entre la posición del pico 3-fold en el espectro de carga de un PMT y dicha posición en el histograma de carga de la suma de las señales de los 3 PMTs.
- El tiempo de decaimiento de la señal promedio del histograma VEM

A continuación se presentarán los resultados experimentales de los ítems arriba mencionados y el análisis de datos. Los estudios fundamentales se realizaron con el prototipo construido en Tandar (ver figura 3.7), aprovechando la versatilidad única que brinda su falso piso de Tyvek. Se simularon diferentes niveles efectivos de agua en el tanque ubicando el piso falso a diferentes alturas, desde 1,2 m (altura nominal de los detectores SD) hasta 0,70 m en pasos de 10 cm. En cada nivel se adquirieron los histogramas de carga y amplitud de los muones atmosféricos de los 3 PMTs y de su suma, junto con el VEM (usando un telescopio de muones).

El primer ítem hace referencia a la posición del pico 3-fold. A la izquierda de la figura 3.10 se pueden ver los histogramas de carga obtenidos para uno de los PMTs con los diferentes niveles efectivos de agua. Se observa como la posición del pico 3-fold se va desplazando hacia valores menores de carga a medida que la altura del agua disminuye. En el panel de la derecha, se observa que esta relación es lineal e igual para los 3 PMTs. Como el pico 3-fold está fundamentalmente formado por muones con incidencia vertical y central y la carga producida por muones energéticos es proporcional al camino recorrido por ellos dentro del agua, este comportamiento es perfectamente explicable.

Un comportamiento similar se observa en la distribución de carga de la suma de las señales de los 3 PMTs, como se puede ver en la figura 3.11.

El siguiente ítem hace referencia a la pendiente de decaimiento de la carga a valores superiores a la del pico 3-fold. Dicho efecto se estudió sobre cada PMT normalizado a su

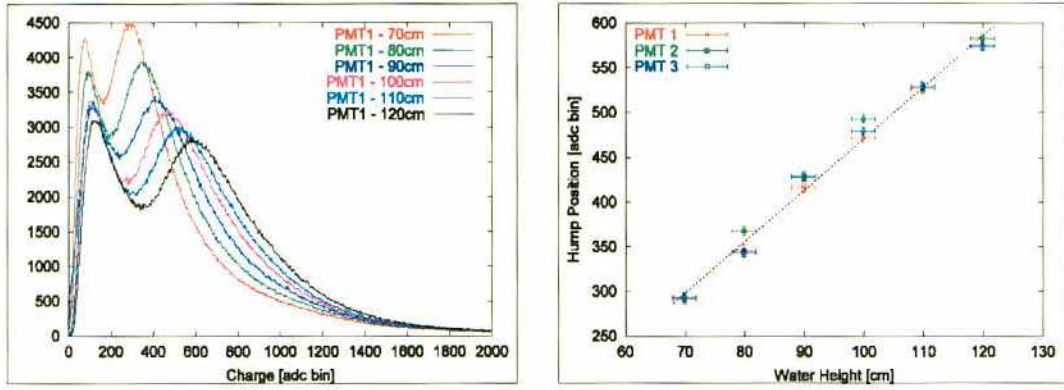


Figura 3.10: *Izquierda:* Histogramas de carga de un PMT individual (1) del prototipo de Tandar para distintos niveles de agua desde 70 cm hasta 120 cm. *Derecha:* Dependencia de la posición del pico 3-fold con el nivel de agua en el detector para los tres PMTs del mismo. La recta corresponde al mejor ajuste de los datos del PMT 1.

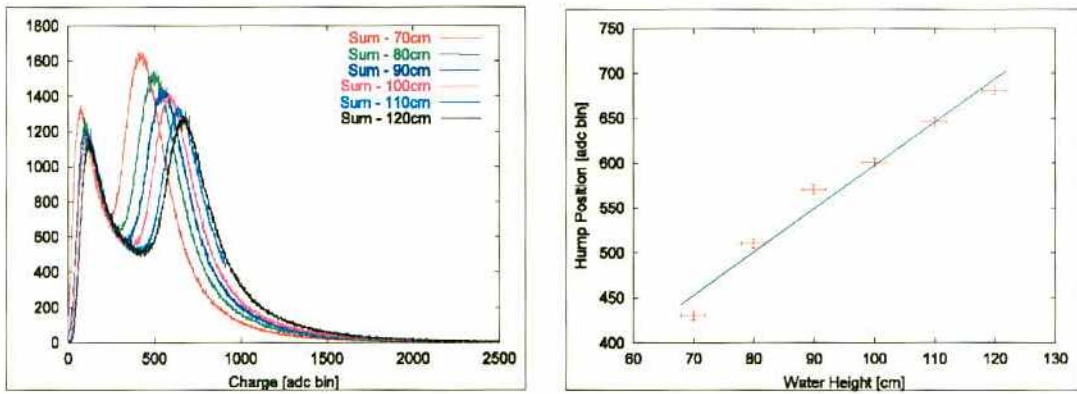


Figura 3.11: *Izquierda:* Histogramas de carga de la suma de los 3 PMTs del prototipo de Tandar para diferentes alturas de columna de agua, desde 70 cm hasta 120 cm. *Derecha:* Dependencia de la posición del pico 3-fold con el nivel de agua efectiva. La recta corresponde al mejor ajuste lineal de los datos.

propio máximo en el rango 1,5 - 2,5 veces el valor del pico 3-fold del histograma. Para encontrar la pendiente se realizó un ajuste con una simple exponencial de la forma:

$$F(x) = G \exp(-kx) \quad (3.4)$$

con x en unidades de pico 3-fold. Se eligió este rango al comprobar experimentalmente que la pendiente de la distribución cambia por encima de ~ 3 VEM al recibir la contribución de pequeñas lluvias que se desarrollan cerca del detector.

Los valores obtenidos para un PMT individual se muestran en la figura 3.12 (derecha) junto con los histogramas normalizados a sus propios picos 3-fold (izquierda), donde se ve claramente el cambio en la pendiente.

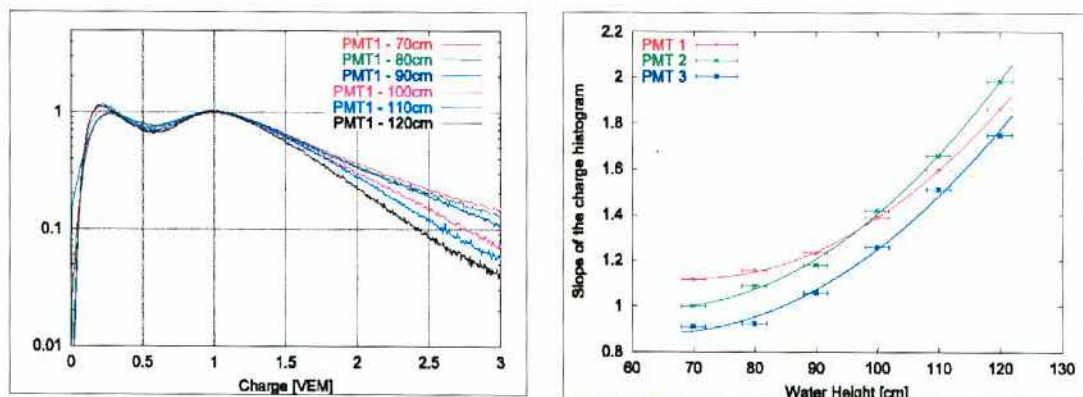


Figura 3.12: *Izquierda:* Histogramas de carga de un PMT individual para distintos niveles de agua (70 cm a 120 cm) normalizados a la posición del pico 3-fold y en escala logarítmica para evidenciar la diferencia de pendiente después del máximo. *Derecha:* Variación de la pendiente de los histogramas de carga de un PMT individual para distintos niveles de agua. La pendiente (k) se calculó ajustando en el intervalo entre 1,5 y 2,5 veces el valor del pico 3-fold a una simple exponencial $F(x) = G \exp(-k x)$. Las curvas sólo sirven para guiar al ojo.

La dependencia de la pendiente con la altura del agua en el tanque parece ajustarse bien con una función cuadrática. Este comportamiento puede explicarse al asumir que al disminuir la altura de agua por debajo de 90 cm la asimetría es tal que la relación deja de ser lineal. Los 3 PMTs muestran una tendencia similar pero su comportamiento es un poco diferente. La falta de uniformidad de la luz entre PMT y PMT a estas bajas alturas podría explicar este comportamiento. Sin embargo, a partir de ~ 1 m de altura el comportamiento de los tres PMTs parece ser comparable. Para evitar estar dominados por las incertezas presentes en los niveles de agua más bajos, se realizó un ajuste lineal de los datos a partir de ~ 1 m para determinar la correlación.

Se podría decir que esta pendiente es una medida de la uniformidad del detector: con un nivel alto de agua, cada PMT recibe la misma cantidad de luz sin importar el lugar de ingreso del muón, ya que el Tyvek logra isotropizar la luz dentro del tanque. Al disminuir el nivel del agua, la luz es menos isotrópica y un muón incidente dará una señal mayor en un PMT cercano y una menor en uno más alejado. Esto produce una mayor dispersión en las señales adquiridas, lo que se traduce en una pendiente más plana después del pico 3-fold (lo que corresponde a mayores valores de k).

En la figura 3.13 se representan los histogramas de carga normalizados (izquierda) y los valores de la pendiente (derecha) para la suma de las señales de los 3 PMTs en coincidencia. El comportamiento observado es diferente al observado en los PMTs en forma individual. Una vez más, para evitar las incertezas introducidas por la falta de simetría para alturas menores a ~ 1 m, se realizó el ajuste de los datos sólo a partir de este valor.

El tercer ítem es estudiado a través de la figura 3.14 donde se analiza la razón entre la posición del pico 3-fold de un PMT individual y la correspondiente a la suma de la señal de los tres PMTs. Se puede ver que existe una relación lineal entre esta razón y la altura del

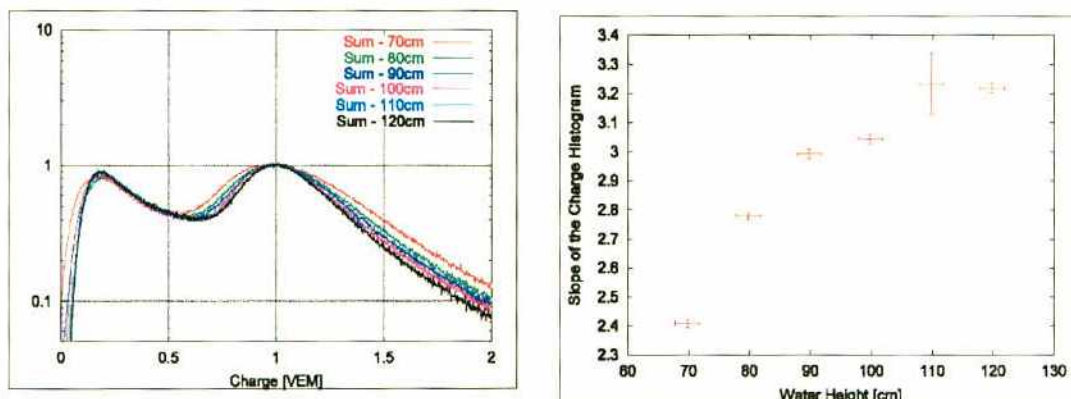


Figura 3.13: *Izquierda:* Histogramas de carga de la señal suma de los 3 PMTs del prototipo de Tandar para distintos niveles de agua y normalizados a sus propios picos 3-fold para visualizar el cambio de la pendiente. *Derecha:* Variación de la pendiente del histograma de carga de la suma de los 3 PMTs normalizados en función de la altura de columna de agua en el detector. La pendiente (k) se calculó ajustando en el intervalo entre 1,5 y 2,5 veces a la carga del histograma 3-fold (Q_{3-fold}^{peak}) una simple exponencial $F(x) = G \exp(-kx)$.

agua en el detector.

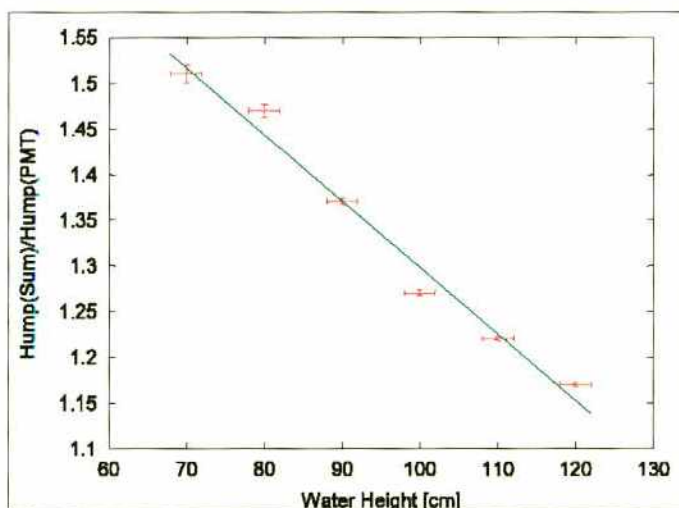


Figura 3.14: Razón entre la posición del pico 3-fold en el histograma de un PMT individual con dicha posición para la suma de los 3 PMTs.

En relación al ítem cuatro se montó un experimento con un telescopio de muones para poder medir el VEM. El experimento se realizó para todas las alturas consideradas y promediadas en los 3 PMTs. Se determinó el tiempo de decaimiento de las mismas ajustando simple exponencial a la cola del pulso. Los valores obtenidos varían entre 55 ns a 1,2 m hasta

38 ns para 70 cm, como puede verse en la figura 3.15.

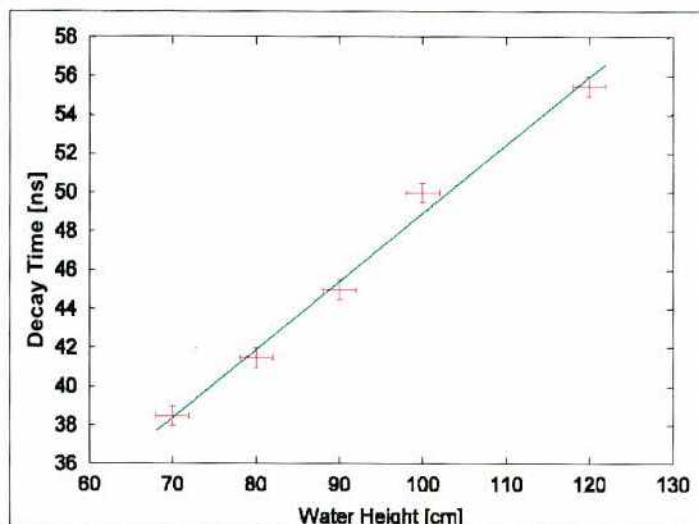


Figura 3.15: Tiempo de decaimiento de la señal promedio del VEM adquirida en el tanque prototipo de Tandar para distintas alturas de agua.

El tiempo de decaimiento no es necesariamente un buen parámetro para determinar una posible fuga de agua en el detector ya que esta directamente relacionado con la pureza del agua y la reflectividad del Tyvek. Sin embargo, como estas mediciones se realizaron en un periodo corto de tiempo, se puede suponer que las condiciones generales de pureza del agua y del Tyvek se mantuvieron constantes, lo que permite deducir que la variación observada es debida solamente a la disminución del volumen de agua efectivo. Este método no es pertinente para ser usado en el campo pues allí hay que realizar un monitorio a lo largo de los años y tampoco es posible contar con telescopios de muones.

El parámetro más sensible resultó ser la pendiente de los histogramas de carga de los PMTs individuales: un cambio en el nivel del agua de 1 cm se traduce en un cambio de 3 sigmas en la pendiente del histograma de un sólo PMT, mientras que los demás parámetros arrojan una diferencia de 3 sigmas con 5 cm de variación en el nivel del agua (**CLEMENTINA: de donde se ven estos numeros?**).

3.3.4. Aplicación del método en el Observatorio

En la actualidad Auger adoptó, de acuerdo a lo sugerido por estos estudios, la pendiente del histograma de carga de un PMT individual para monitorear el nivel de agua en los tanques. El rango considerado es 1,5 - 2,0 VEM. En la figura 3.16 se puede ver el valor de esta pendiente para todas las estaciones a partir de Octubre de 2004 y durante todo el año 2005. En el panel izquierdo se muestra la variación del valor de la pendiente del histograma para un tanque de prueba (*Palauco* o estación 256) al cual se le indujo una pérdida de 30 cm de agua a un ritmo constante a lo largo de 4 días [80, 87]. A la derecha de la misma figura 3.16 se muestra un resultado similar para una estación (*Daiana* o estación 376) que resultó con una pérdida de agua que se pudo detectar a través de la variación de la pendiente

ajustada.

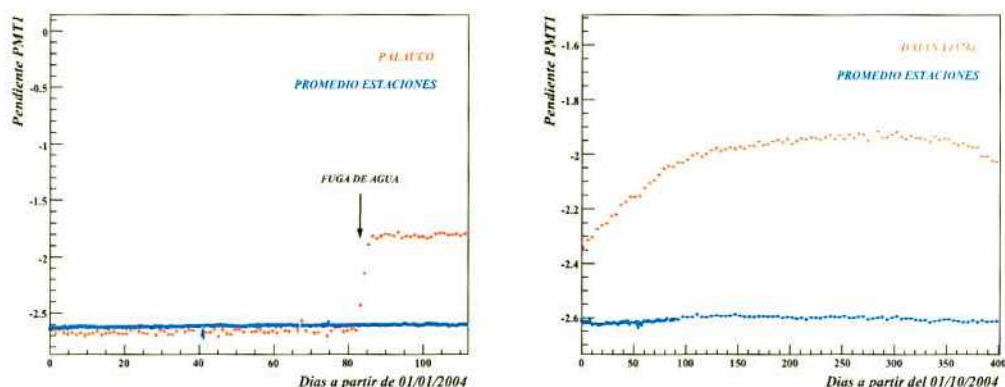


Figura 3.16: Monitoreo del nivel de agua en los años 2004 y 2005. Se muestra el valor de la pendiente del histograma de carga de un PMT individual de cada estación del arreglo de superficie en función del tiempo. En el panel de la *izquierda* se muestra el promedio de este valor para todas las estaciones funcionando (azul) y el cambio en la pendiente del detector Palauco (Id=256) producida por la pérdida de agua provocada en forma artificial. A la *derecha* se puede ver la comparación de una estación con problemas de fuga de agua y el promedio de las demás estaciones.

Para concluir, en la figura 3.17 se puede ver el comportamiento de este parámetro durante la primera mitad del año 2006. Como se puede apreciar, la estación Daiana (376) continua con un valor estable de nivel de agua hasta el 24 de enero de 2006, sufre un pequeño salto y la pendiente toma un valor mayor manteniéndose constante a partir de allí. Esto indicaría que la pérdida de agua no había sido del todo resuelta y que se ha llegado finalmente a un nivel dentro de la bolsa de contención donde el agua ya no puede escapar.

Con respecto al otro detector con problemas (Dexter), aunque el valor de la pendiente es mucho mayor que para el resto del arreglo, su valor no presenta variaciones significativas dentro del error. Esto indica que el nivel de agua se mantiene constante y que este valor tiene que ver con que el PMT usado para el ajuste presenta grandes fluctuaciones de su ganancia con el tiempo¹.

Los estudios de calibración constituyen la base para la reconstrucción de eventos. Sin ellos no habría una unidad de medida y los datos del Observatorio no podrían ser analizados. Cuando se habla de la reconstrucción de un evento se está haciendo referencia a la determinación de los parámetros de interés científico de la partículas incidente a partir de la señal obtenida por los detectores, que en este caso son los detectores de superficie del Observatorio. En la siguiente sección se estudiará el procedimiento para determinar estos parámetros de interés con el arreglo de detectores de superficie.

¹En realidad los 3 PMTs de este detector presentan algún tipo de problema.

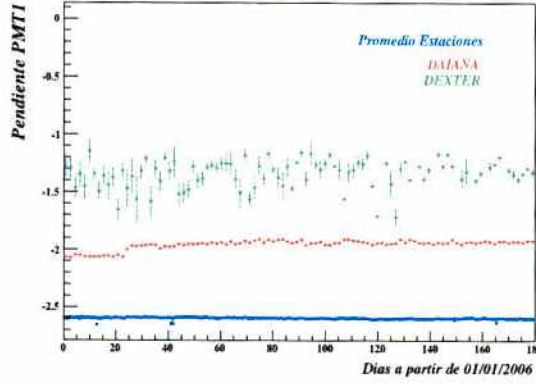


Figura 3.17: Monitoreo del nivel de agua durante el año 2006. Aquí se muestra el valor de la pendiente del histograma de carga de un PMT individual de cada estación del arreglo de superficie en función del tiempo para la primera mitad de 2006. Diana continua con problemas y una nueva estación (Dexter) parece tener problemas pero estos no implican necesariamente una fuga de agua.

3.4. Reconstrucción de los eventos de superficie

Al producirse el disparo de una cierta cantidad de estaciones en coincidencia indicando que se produjo un evento, la información que manda cada detector que participa del mismo incluye un tiempo de disparo, las trazas FADC de los PMTs y los datos de calibración. De esta información se determinan ciertos observables a partir de los cuales se pueden estimar la dirección de arribo, la energía y la naturaleza del rayo cósmico primario.

Para poder utilizarse en la reconstrucción, estos datos deben ser pre-analizados. El tiempo en nanosegundos es corregido dándose como resultado el tiempo al final de la traza registrada (o sea el tiempo del último bin de 25 ns) que se denota como t_{cal} . Cada bin de las trazas FADC (a las cuales ya se le restó la línea de base calculada a partir de los histogramas de calibración) se divide por el valor I_{VEM}^{peak} de cada PMT y la señal integrada por el valor Q_{VEM}^{peak} . Además se calcula una señal promedio de los PMTs en funcionamiento que permite obtener la señal integrada de la estación (para una estación i ésta se denotará con S_i).

Uno de los observables más importantes que se calculan a partir de los datos brutos de la estación es el tiempo de comienzo de la señal en la traza FADC, que corresponde al tiempo de arribo del frente de la lluvia al detector. Este tiempo no puede conocerse en forma absoluta pero se puede estimar usando la fórmula:

$$t_{est} = t_{cal} - 25 \times (768 - \#trig) \text{ ns} \quad (3.5)$$

donde $\#trig$ es el bin donde comienza la señal que corresponde a distintos valores según la señal haya sido etiquetada como TOT o THRESHOLD (ver 3.4.1).

Los tiempos estimados de comienzo de las señales y los valores de las señales integradas de las estaciones se utilizan para reconstruir los siguientes parámetros de la lluvia:

x_c y y_c : el punto de impacto del eje de la lluvia de partículas se denomina “core” de la

cascada (ver figura 3.18). Una primera aproximación se obtiene con el cálculo del baricentro de las estaciones (la media de las coordenadas de las estaciones pesadas con la señal en las mismas):

$$x_c = \frac{\sum_i^n x_i w_i}{\sum_i^n w_i}, y_c = \frac{\sum_i^n y_i w_i}{\sum_i^n w_i} \quad (3.6)$$

donde $w_i = \sqrt{S_i}$ siendo S_i la señal en el detector i -ésimo. Luego se determina en forma precisa mediante un ajuste iterativo de tiempos y señales (ver detalles más abajo sobre la reconstrucción del core y de la energía).

T_0 : tiempo que corresponde al impacto del eje de la lluvia con la superficie. Para una lluvia inclinada el tiempo de disparo de las estaciones puede ser mayor o menor que este valor ya que el eje puede llegar al suelo después que parte del frente de la lluvia ya haya incidido sobre algún detector.

u y v : son los cosenos directores del eje de la lluvia en el sistema centrado en la posición del core y que se definen de la siguiente manera (ver figura 3.18):

$$u = \sin \theta \cos \phi; v = \cos \theta \cos \phi \quad (3.7)$$

siendo θ y ϕ los ángulos cenital y azimutal respectivamente del eje de la lluvia.

R : es el radio de curvatura del frente de la cascada. Este parámetro es muy importante en la asignación de los tiempos a las estaciones. Para un frente plano este radio es infinito y la curvatura nula.

E : es la energía total de la lluvia que será la energía de la partícula primaria. Este valor se ha obtenido siempre para los arreglos de detectores de superficie a partir de un estimador que se calcula interpolando o extrapolando la señal a una dada distancia óptima del core de la lluvia [85],[86]. Esta distancia se elige de manera que la señal sea lo más independiente posible de las diferencias entre los modelos hadrónicos, de las fluctuaciones en el desarrollo de las lluvias y en la señal en los detectores y de la composición del primario. Para el arreglo de Auger, con sus detectores separados 1500 m entre sí, la distancia óptima r_{opt} es 1000 m (ver por ejemplo figura 3.19). Usando simulaciones y datos obtenidos por el Observatorio se ha comprobado que esta distancia depende muy poco de la energía del primario, su ángulo cenital o la forma funcional que se use para realizar el ajuste [83][84].

Como primera condición para comenzar con el proceso de reconstrucción, es necesario que en un evento haya por lo menos tres estaciones disparadas. El primer paso es estimar la posición del punto de impacto del eje de la lluvia a partir del baricentro de las estaciones con señal. Con esta primera estimación se hace un ajuste de los tiempos de las estaciones para determinar la dirección de arribo de la lluvia a través de sus cosenos directores u y v . Este primer ajuste se realiza considerando que el frente de partículas es plano y se propaga a la velocidad de la luz y se determina el tiempo de disparo de cada estación como:

$$t_{i,pl} = T_0 - \frac{\Delta x_i u + \Delta y_i v}{c} \quad (3.8)$$

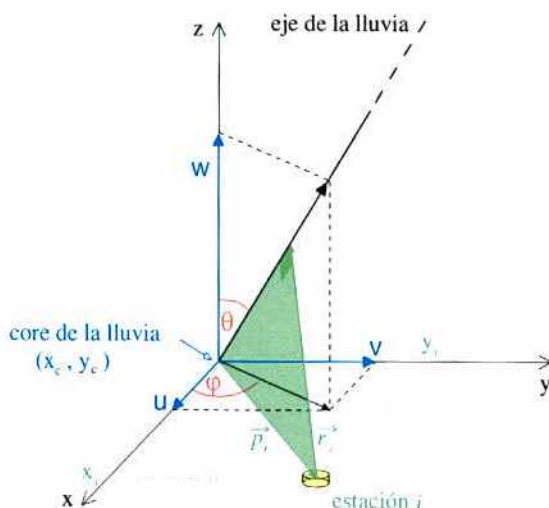


Figura 3.18: Parámetros de la lluvia y de las estaciones involucrados en la reconstrucción.

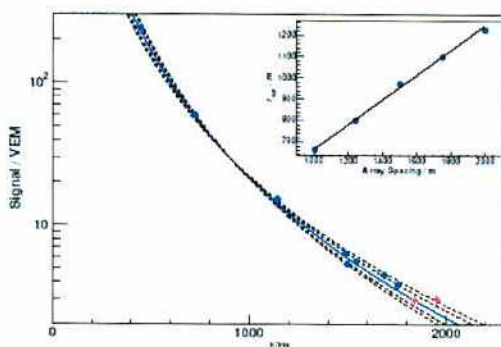


Figura 3.19: Ajuste de distintas funciones (LDF) a la señal de los detectores de un evento de superficie. Los puntos rojos representan estaciones sin señal. En el recuadro interno se muestra la variación del valor de r_{opt} para distintas separaciones entre detectores (usando simulaciones) [83].

con $\Delta x_i = (x_i - x_c)$ y $\Delta y_i = (y_i - y_c)$ y c la velocidad de la luz.

Antes de continuar con la reconstrucción el evento, el patrón de señales y tiempos de disparos de las estaciones involucradas debe cumplir con ciertas condiciones que se explicarán en el capítulo 4. Si alguna de estas condiciones no se cumple, se busca otra configuración de estaciones que las satisfaga y si no se encuentra ninguna el evento no se puede reconstruir.

Si en el evento hay 4 estaciones o más es posible realizar un nuevo ajuste de los tiempos considerando un frente curvo, re-calculando los tiempos de disparo, introduciendo una corrección del orden de $\frac{r^2}{2R}$ a $t_{i,pt}$, donde R es el radio de curvatura del frente de partículas que en general se conserva constante. Luego, el proceso de reconstrucción angular se basa en

el principio de cuadrados mínimos:

$$\chi_t^2 = \sum_{i=1}^N \frac{\Delta t_i^2}{\sigma_{i,t}^2} = \sum_{i=1}^N \frac{(t_{i,rec} - t_{i,cst})^2}{\sigma_{i,t}^2} \quad (3.9)$$

siendo $t_{i,cst}$ el tiempo estimado de disparo en la traza FADC calculado con la ecuación 3.5 y $t_{i,rec}$ el tiempo reconstruido que se calcula con la fórmula 3.8 o con la corrección por la curvatura del frente. Si se quiere una reconstrucción precisa, el radio de curvatura debe ser un parámetro libre en la ajuste y los valores de las incertezas $\sigma_{i,t}$ deben ser lo más reales posibles. La estimación de estas incertezas ha dado lugar un exhaustivo análisis de los datos para construir una varianza $\sigma_{i,t}^2$ adaptada a lo medido [65] [88]. Usando un modelo de varianza variable (dependiente de θ , de la distancia de la estación al punto de impacto y del radio R) es posible disminuir los errores finales en la determinación de los ángulos cenital y azimutal.

Gracias a estos procedimientos, en la actualidad la resolución angular alcanzada para eventos del arreglo de superficie de Auger es de menos a 2° para eventos con 3 estaciones, menor a 1.2° para el caso de 4 estaciones y menor a 0.9° para eventos con mayor multiplicidad de estaciones [88].

El paso siguiente es la reconstrucción de la energía energía total de la lluvia y de la posición del core usando un ajuste iterativo de la señal en los detectores en función de la distancia al core (x_c, y_c) (ver figura 3.19). Esta parametrización recibe el nombre de “Lateral Distribution Function” o *LDF* y distintas formas funcionales han sido probadas a tal efecto. En general se usa una función NKG (ver sección 2.4.4). La determinación de la energía y de la posición del core es mucho más difícil que la determinación de la dirección de arribo. La señal en los detectores depende efectivamente de la energía de la partícula primaria y del punto de impacto de la lluvia; pero también depende del desarrollo longitudinal y de la edad de la cascada, de la naturaleza de la partícula primaria y en menor medida de las condiciones atmosféricas.

Suponiendo que la señal en los detectores siguen distribuciones gaussianas, el ajuste de la función se realiza hasta que se minimiza el siguiente valor de χ^2 :

$$\chi_s^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(S_{i,rec} - S_{i,med})^2}{\sigma_{i,s}^2} \quad (3.10)$$

donde $S_{i,med}$ es la señal integrada de la estación i y $S_{i,rec}$ es la señal obtenida del ajuste de la LDF. Las fluctuaciones en las señales se pueden modelizar suponiendo que provienen de procesos Poissonianos, lo que lleva a $\sigma_{i,s} \simeq \sqrt{S_{i,rec}}$.

Luego de obtener el mejor ajuste con la minimización del χ^2 , se obtiene el estimador de la energía S_{1000} , interpolando la señal a 1000 m del core con el ajuste final. A este estimador se lo corrige además por la atenuación que produce la atmósfera en el desarrollo de la lluvia a medida que es más inclinada. El valor de S_{1000} se corrige por un factor $CIC(\theta)$ o “Constant Intensity Cut” [41], dando como resultado un nuevo parámetro $S_{38} = S_{1000}/CIC(\theta)$ y a partir del cual se calcula la energía de la siguiente manera [41]:

$$E = 0.16 S_{38}^{0.16} \quad (3.11)$$

Para iniciar el proceso de reconstrucción de un evento, éste debe pasar los requerimientos del sistema de disparo del Observatorio.

3.4.1. Disparo del detector

Cada vez que un evento es visto por un detector SD, el primer paso consiste en decidir si se guarda la información del mismo y si se envía esta información a CDAS ("Central Data Acquisition System"). Los algoritmos de decisión son implementados por la electrónica local en forma automática y consisten en establecer distintos niveles de disparo que deben ser satisfechos por las señales o trazas FADC. En el nivel más básico existen dos modos de disparo:

- en el primer caso si alguno de los bins de 25 ns de la traza FADC posee un valor superior a $1.75 Q_{VEM}^{peak}$, la traza es etiquetada como "THRESHOLD". En este caso, se demanda además una coincidencia entre los 3 PMTs. Esta condición de disparo no es muy estricta y las ganancias de los PMTs se ajustan para mantener su conteo en ~ 100 Hz. Sirve para detectar señales rápidas (< 200 ns) correspondientes a cascadas muy energéticas muy cercanas al detector o a la componente muónica generada por lluvias horizontales.
- en el segundo caso, es necesario que por lo menos 13 bins de 25 ns de la traza tengan un valor de señal por encima de $0.2 I_{VEM}^{peak}$ en una ventana temporal de $300 \mu s$. La traza es registrada entonces como "Time Over Threshold" (TOT). Para este caso se pide solamente una coincidencia de por lo menos 2 PMTs, al ser la condición de disparo más restrictiva. Este disparo tiene un rate relativamente bajo, de alrededor de 2 Hz. Es muy eficiente para distinguir entre muones de fondo aislados de señales extendidas típicas de las cascadas de bajas energías o de estaciones distantes del punto de impacto de la lluvia.

Una traza puede cumplir simultáneamente ambas condiciones. Si este es el caso mantendrá ambas etiquetas.

Este primer nivel de disparo se llama T1 ("trigger" de nivel 1). Cada vez que se forma un T1, 768 bins de 25 ns cada uno se graban en memoria, de los cuales 245 son previos al disparo. A partir de ahí el controlador local de la estación aplica un segundo nivel de disparo T2 ("trigger" de nivel 2), para seleccionar entre los 100 Hz de las señales con T1 aquellas que podrían provenir de una EAS y para reducir el rate de eventos a ser enviados a CDAS a 20 Hz. Todas las trazas TOT son directamente promovidas a T2, mientras que las THRESHOLD deberán sobrepasar un nivel de $3.2 I_{VEM}^{peak}$ con los 3 PMTs en coincidencia.

Cada detector envía la información relativa a sus 20 Hz de T2 a la estación central. Allí, la facilidad "Central Trigger" o Ct se encarga de buscar agrupamientos de tanques con T2 aplicando condiciones predefinidas en la configuración temporal y espacial de las estaciones antes de transmitir su decisión de guardar o no un evento en su totalidad.

En la figura 3.20 se puede ver como el Ct considera al arreglo: cualquier estación del mismo puede considerarse como el centro de una serie de coronas hexagonales de estaciones vecinas. Las condiciones se definen según la fórmula nCm que especifica que alrededor de cierta estación se debe encontrar un dado número n de estaciones (n incluye la estación central) en una cierta cantidad de coronas m . Así, la configuración más simple será la 3C1 que corresponden a por lo menos 2 estaciones ubicadas en la primera corona alrededor de la



Figura 3.20: Distintas configuraciones de disparo de los detectores de superficie según la clasificación del Central Trigger. Los eventos se clasifican según estas configuraciones teniendo en cuenta además que el patrón temporal corresponda a la propagación de la cascada a la velocidad de la luz.

estación tomada como centro. En la figura 3.20 se puede ver tres condiciones para la toma de datos: 4C1 (izquierda) 3C2&4C4 (centro) y 3C1H (derecha). La primera corresponde a por lo menos tres estaciones en la primera corona rodeando una estación, lo que da como resultado un triángulo formado por las 3 primeras vecinas más una estación adicional en la primera corona. La segunda condición es una combinación de dos configuraciones, al menos 2 estaciones en las primeras 2 coronas y al menos 3 estaciones en las primeras 4 coronas. Finalmente, la 3C1H es la misma configuración que 3C1 pero con las 3 estaciones alineadas; la H se asocia con “horizontal” ya que este tipo de trigger se usa para detectar las lluvias horizontales de baja energía. Obviamente, los tiempos de disparo de estas estaciones deben ser coherentes con la propagación del frente de la lluvia a la velocidad de la luz.

Si Ct encuentra alguna de las diferentes configuraciones que cumpla con la correlación temporal dentro del conjunto de estaciones disparadas en un evento entonces se cumple el tercer nivel de disparo T3. Otras configuraciones que están implementadas de igual manera son:

- TOT : formado por 3 estaciones marcadas localmente como TOT en coincidencia. No necesitan formar una configuración compacta.
- CARMEN_MIRANDA², DIA_NOCHE y MOULIN_ROUGE : cuando los dobles de estaciones correspondientes son disparadas³.
- RANDOM : busca cada 30 minutos las estaciones que posean datos en una misma ventana temporal de 30 μs . Se utiliza para verificar de manera aleatoria las trazas FADC que satisfacen las condiciones de disparo locales.
- OBSERVER : un usuario externo puede inducir un disparo y observar los datos de cualquier estación del arreglo.

²Usado solamente hasta el inicio de la etapa de producción siendo obsoleto en la actualidad

³Dobletes: par de estaciones separadas una decena de metros que se utilizan para estudiar la precisión en la determinación de diversos parámetros propios del detector.

Al tener un T3, CDAS envía un pedido a las estaciones que participaron de la formación del mismo para que envíen la información correspondiente a sus T2. CDAS recibe esta información y la pasa por el sistema de adquisición de datos que le da el formato final de evento y lo guarda en la memoria local.

Los eventos de bajas energías, sobre los que se pone atención en este trabajo tienen en general sólo dos configuraciones de disparo de las mencionadas en esta sección: TOT y 4C1. Más detalles al respecto se dará en el capítulo 4.

3.5. Discusión y conclusión del capítulo

Como resumen de este capítulo en el cual se ha detallado los detectores del Observatorio Auger, se recalca los estudios realizados en la calibración de los detectores de superficie en base a muones de fondo y en la determinación del nivel de agua en los tanques detectores. Ambos estudios permiten una operación automática y remota del arreglo de superficie de Auger y han sido adoptados por el Observatorio.

Capítulo 4

Selección de eventos

La configuración de detectores conocida como “3 TOT compacta”, descrita en el capítulo 3 ha demostrado ser un excelente inicio para seleccionar eventos reales del enorme conjunto de datos adquiridos diariamente por el arreglo de superficie del Observatorio. Sin embargo, limitar esta condición a la selección de eventos implicaría perder información valiosa. Si un evento ha sido etiquetado como real por la presencia de 3 estaciones cumpliendo la condición mencionada, estos detectores deberían ser utilizados en la cadena de reconstrucción de la lluvia. Si el evento es reconstruido sin estos tanques significa que éste había pasado el proceso de selección por casualidad y no debería haber sido considerado como válido en ninguna instancia. Además de contener información sobre si el evento es real o no, estos 3 detectores pueden aportar mucha más información. Como primer paso, usando sus tiempos de disparo y su señal integrada se pueden estimar la dirección de arribo de la lluvia y la posición del punto de intersección del eje de la misma con el suelo.

Como en eventos de alta multiplicidad de detectores disparados puede haber más de un triángulo de 3 TOT compacto, para esta primera etapa de análisis del evento se elige el triángulo formado por los detectores con las señales más grandes. Este triángulo deberá ser entonces el más cercano al punto de impacto y, por lo tanto, el más útil para una determinación más precisa del mismo y de la dirección de arribo. Una vez que el triángulo es elegido, se usa la información de estas tres estaciones para eliminar detectores disparados por accidente dentro del evento. Este es el método diseñado y adoptado en este trabajo de investigación [89]. Los resultados obtenidos fueron comparados con aquellos provenientes de un análisis de eventos seleccionados con otro criterio totalmente independiente [90], de forma tal de validar ambos métodos. Para la reconstrucción de eventos fue utilizado el paquete provisto por el equipo CDAS 3.

A continuación se detallará la selección de eventos en base al método implementado.

4.1. Selección de triángulos

Este estudio se realizó limitando el conjunto de datos a eventos 3 TOT de abril de 2004, seleccionados por el nivel T4 (ver sección 3.4.1) de disparo implementado en ese entonces en CDAS. Un método similar usando el triángulo de estaciones mayor señal de un evento 4C1 podría implementarse, pero estos eventos son mayormente horizontales y se necesita un

proceso de reconstrucción distinto. Se consideraron todas las configuraciones “3 TOT compacto” posibles (estaciones con disparo “3C1 TOT”(ver sección 3.4.1) formando triángulos equiláteros o isósceles compactos, ignorando las estaciones alineadas). Para este estudio se eliminaron los tanques correspondientes al arreglo de ingeniería (EA) [74]. Una vez que se seleccionaron estos triángulos dentro de un evento, se asignó a cada uno un valor de energía depositada, correspondiente a la suma de la señal integrada en *VEMs* para cada una de sus estaciones, y el triángulo con la energía más alta es el que se usó para la determinación de la dirección y de la posición del punto de impacto.

4.2. Determinación del punto de impacto y de la dirección de arribo

Una vez que se tiene el triángulo más energético, es trivial estimar la dirección de arribo de la lluvia ajustando un frente plano propagándose a la velocidad de la luz por los 3 tanques. Tomando un tanque como referencia (x_0, y_0, t_0) se obtienen los cosenos directores de las expresiones:

$$\begin{aligned} u &= c \frac{(t_1 - t_0)(y_2 - y_0) - (t_2 - t_0)(y_1 - y_0)}{(x_2 - x_0)(y_1 - y_0) - (x_1 - x_0)(y_2 - y_0)} \\ v &= c \frac{(t_1 - t_0)(x_2 - x_0) - (t_2 - t_0)(x_1 - x_0)}{(x_2 - x_0)(y_1 - y_0) - (x_1 - x_0)(y_2 - y_0)} \end{aligned} \quad (4.1)$$

donde c es la velocidad de la luz y (x_1, y_1, t_1) , (x_2, y_2, t_2) son las coordenadas y el tiempo de disparo (“Start Time”) de los otros dos detectores que forman el triángulo.

Luego, la posición del punto de impacto de la lluvia (x_c, y_c) se obtiene calculando el baricentro de los tres detectores, asignándole a cada uno un peso de la raíz cuadrada de su señal integrada.

Una vez que los cosenos directores de la lluvia y la posición del punto de impacto fueron determinadas, se comparó con otra selección independiente de eventos, a través de 2 parámetros característicos: el ángulo cenital (θ) y la posición del punto de impacto. El panel (a) de la figura 4.1 muestra la diferencia entre el cálculo del baricentro y la posición del punto de impacto obtenida usando el algoritmo de reconstrucción de [91]. El panel (b) de la figura 4.1 muestra la diferencia en la determinación de la dirección de arribo, en particular del ángulo cenital θ . Se ve de estos dos gráficos que el 98,5 % de los eventos presentan diferencias en la determinación del punto de impacto menor a 2 km y en la dirección de arribo menor a 15°. Por ende, imponer cortes de esta magnitud a nuestros estimados es suficiente para remover accidentales en la primera etapa de selección (ver implementación de estos cortes en sección 4.4.2). Se concluye también que los valores calculados por ambos métodos son excelentes estimadores de punto de partida en la cadena de reconstrucción del evento.

4.3. Selección de estaciones

Una vez que los principales parámetros geométricos (punto de impacto y dirección de arribo) de la lluvia han sido estimados, es posible determinar la distancia en el plano de la

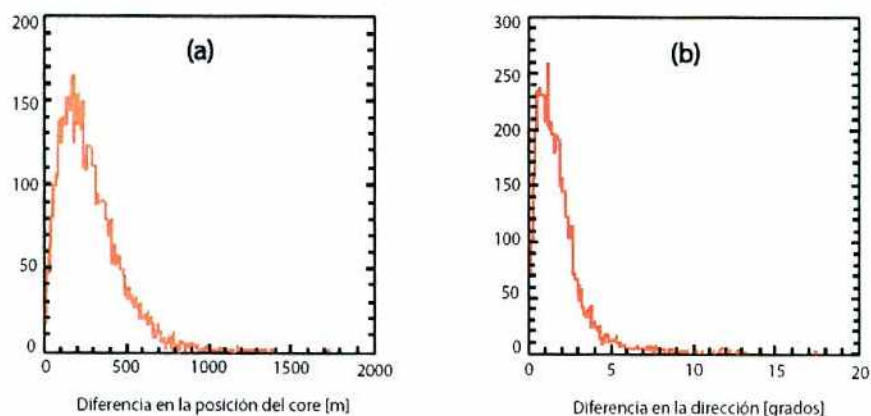


Figura 4.1: (a) Diferencia entre el punto de impacto estimado en este trabajo y el calculado usando un algoritmo de reconstrucción independiente. (b) Diferencia entre el ángulo cenital θ estimado y el resultado de la misma reconstrucción independiente.

lluvia de cada estación participante del evento al punto de impacto de la misma en el suelo y el tiempo de retardo en su disparo con respecto a la propagación de un frente plano. Este retardo, Δt , se calcula como la diferencia entre el tiempo de inicio de la señal en la estación o “Start Time” y el tiempo asignado a la misma si se considera que fue alcanzada por un frente plano de partículas viajando a la velocidad de la luz (ver Cap. 2, sección 2.1). Estos dos parámetros fueron utilizados como cortes de calidad en los eventos pues las lluvias no podrán disparar tanques muy lejanos (a varios kilómetros) y el tiempo de disparo no podrá diferir significativa (en más de unos pocos μseg) del esperado por el pasaje del frente del chubasco por el tanque.

Tomando sólo los eventos del mes de abril de 2004 se obtuvieron los resultados que se muestran en la figura 4.2. En el panel (a) de la figura 4.2 se muestra la relación existente entre la distancia al punto de impacto de cada estación y Δt para todos los eventos. Las figuras (b) y (c) corresponden a dos selecciones distintas del mismo conjunto de datos. Las estaciones “reales”, es decir que registraron efectivamente parte de la lluvia, corresponden a puntos ubicados en las zonas correspondientes a bajos Δt y distancia al punto de impacto. El panel (d) muestra la asimetría esperada en la diferencia temporal de las estaciones “reales”. Las partículas de la lluvia siempre llegarán retardadas respecto de un frente plano. Esto implica que Δt debería ser siempre positivo y que no debería haber estaciones disparadas antes de que el frente comience a propagarse.

Usando estas distribuciones, es posible llegar a un buen criterio de selección de estaciones dentro de un evento. Siendo muy conservadores, los cortes que se eligieron son los siguientes:

- Distancia de la estación al punto de impacto menor a 3 km.
- Δt entre $-1 \mu\text{s}$ y $2 \mu\text{s}$.

Este corte en la distancia al punto de impacto es muy restrictivo. La condición de estructura compacta de las estaciones tiene sentido solamente para lluvias poco inclinadas ($\simeq 40^\circ$).

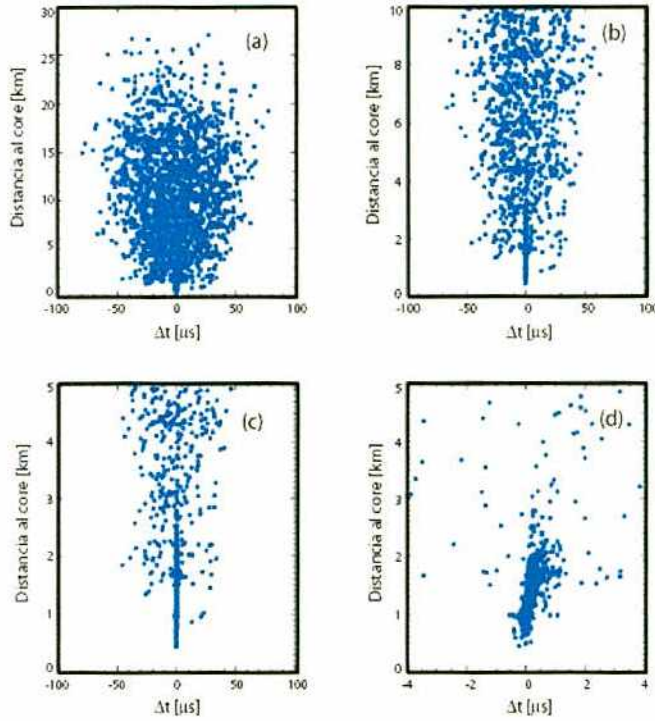


Figura 4.2: Distribución de Δt en función de la distancia al punto de impacto de las estaciones. En la figura (a) se muestran todos los datos. En (b) y (c) se selecciona un subconjunto de estos datos. La última figura (d) corresponde a la asimetría esperada en la diferencia temporal Δt (este valor nunca puede ser negativo para estaciones disparadas por una cascada real).

Cuando las cascadas son más inclinadas la presencia de estaciones aisladas pero pertenecientes al mismo evento es más probable y rechazar estas estaciones afectaría la reconstrucción final del evento. En la sección 4.6 se mostrará cómo una pequeña modificación del algoritmo soluciona este problema, pudiendo extender el criterio T4 hasta lluvias más allá de los 60° .

Aplicando el criterio de selección propuesto en esta sección, se obtuvo una nueva lista de eventos, que no deberían poseer estaciones “accidentales” y estar listos para ser reconstruidos.

4.4. Reconstrucción de eventos “limpios”

Los eventos seleccionados fueron reconstruidos usando el código de reconstrucción de CDAS de Auger (versión v3r2). No se aplicó ningún otro mecanismo de selección o supresión de estaciones además del descrito anteriormente. Luego de realizar la reconstrucción, se compararon los parámetros obtenidos con los que se obtuvieron aplicando otro criterio independiente de selección [92]. De los 5995 eventos seleccionados como T4 de abril de 2004, 5803 (97 %) pudieron ser reconstruidos con el programa oficial (CDAS). De estos eventos, 5762 fueron reconstruidos sin eliminar ninguna estación (99 %). Los 41 eventos restantes fueron reconstruidos rechazando sólo una estación. Esto significa que en el 96 % de los casos 3

TOT, los cortes impuestos en las estaciones dejaron al evento con sólo estaciones realmente disparadas por la lluvia. Esto es alentador pero quedan por determinar tres cosas:

- ¿Qué sucedió con los eventos que no pudieron reconstruirse?.
- ¿La reconstrucción final es compatible con lo esperado?.
- ¿Es compatible con los resultados de una reconstrucción independiente?

4.4.1. Eventos “limpios” no reconstruidos

Un 3% de los eventos 3 TOT seleccionados no pudieron ser reconstruidos después de la remoción de estaciones “accidentales”. Un análisis más profundo de este conjunto de eventos reveló que:

- de los 192 (3%) eventos no reconstruidos, 90 pueden reconstruirse si se fuerza el proceso de ajuste, pero dando grandes errores en los valores reconstruidos. 80 de estos eventos tienen sus 3 estaciones formando un triángulo isósceles y 10 formando un triángulo equilátero.
- 51 eventos pueden ser reconstruidos si se elimina otra estación, que la reconstrucción automática con las condiciones detalladas con anterioridad no detecta como desechable.
- 25 eventos no se reconstruyeron por contener dobles en ellos. Eliminando una estación del par, los eventos se reconstruyen normalmente
- 9 eventos tienen una de las estaciones 3TOT con un tiempo incompatible con la propagación del frente a la velocidad de la luz y el tiempo de las otras dos estaciones. En estos casos, el Start Time de estas estaciones estaba mal determinado.
- 17 no pudieron ser reconstruidos aún forzando el proceso de reconstrucción indicando que se tratan de eventos realmente casuales.

4.4.2. Comparación entre la reconstrucción final y los valores estimados

En la figura 4.3 se muestran las diferencias entre los valores del punto de impacto y ángulo cenital estimados a partir de las tres estaciones con mayor señal y los valores obtenidos en la reconstrucción final.

Se puede concluir a partir de la forma de las distribuciones que la selección realizada previamente fue exitosa y los valores reconstruidos y estimados no se alejan de manera significativa. Teniendo en cuenta esto, se sugiere imponer nuevos cortes a los eventos basados en la diferencia entre los valores reconstruidos y estimados: i) $\Delta\theta < 15^\circ$ y ii) $\Delta_{\text{punto de impacto}} < 2\text{km}$. Aplicando estos cortes sólo 52 eventos de los 5803 seleccionados fueron rechazados, lo que representa menos del 1%, lo cual sumado al 3% anterior da un $\sim 4\%$ total de rechazo.

Los puntos que podrían mejorarse del método aquí propuesto son los relacionados con una mejor selección del triángulo TOT con mayor señal en el evento, de manera que no esté formado por estaciones “accidentales”. Además este método depende de una buena determinación del “Start Time” de las tres estaciones del triángulo, ya que el rechazo de otras estaciones

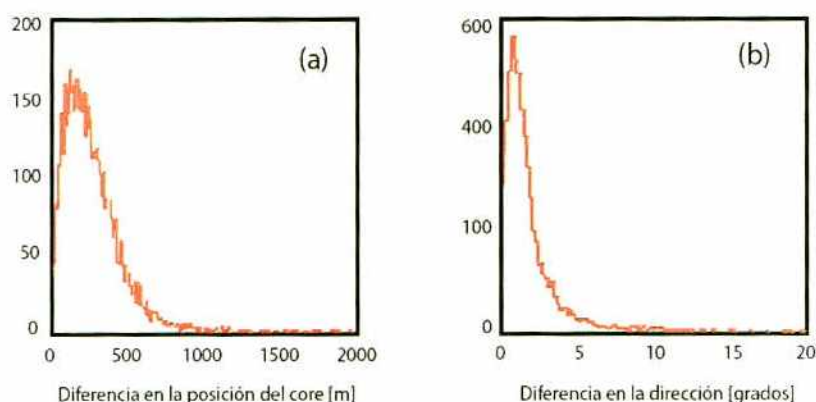


Figura 4.3: (a) Diferencia entre el punto de impacto estimado y el reconstruido con la versión v3r2 del código de reconstrucción de CDAS. (b) Diferencia entre el ángulo cenital estimado y el reconstruido.

está basado en esta primera aproximación. Habiendo hecho esta salvedad, se piensa que no debería constituir un problema ya que, al ser las estaciones con las señales más importantes, el “Start Time” es fácil de determinar. Se debe realizar un estudio más detallado de los cortes a aplicarse para salvar un evento de manera que el número de eventos rechazados sea compatible con el de coincidencias aleatorias de disparo. El corte de 2 km en la diferencia entre la posición del punto de impacto estimado y reconstruido es muy generoso y podría ser de 800 m, llegando a 600 m y 400 m cuando en el evento sólo participan 4 o 3 estaciones respectivamente.

4.4.3. Comparación con una reconstrucción independiente

Después del proceso total de reconstrucción, del conjunto original de datos quedaron 5751 eventos, lo que significa un 4 % de rechazo de posibles eventos 3TOT. Para realizar la comparación, se tomó una lista de eventos realizada por una rutina de selección desarrollada en [92] sobre el mismo periodo de tiempo. Esta lista contaba con 5642 eventos reconstruidos con el algoritmo desarrollado por P. Billoir.

De los 5751 eventos reconstruidos, 5491 también lograron pasar el nuevo proceso de selección y reconstrucción. Se realizó una comparación de los parámetros reconstruidos para estos 5491 eventos como una prueba adicional de la consistencia del método. En la figura 4.4 se muestran los resultados correspondientes a la diferencia en la posición del punto de impacto [panel (a)] y a la diferencia en la dirección de arribo [panel (b)]. En el 97,5 % de los casos, la diferencia entre los valores reconstruidos es menor a 5° en el caso angular y menor a 500 m para la posición del punto de impacto. Al tratarse de dos cadenas de reconstrucción un poco diferentes, las diferencias pueden deberse a motivos ajenos al proceso de selección en sí y, por lo tanto, no van a ser estudiados en este trabajo. A pesar de esto, fue posible probar la validez del criterio de selección propuesto en este trabajo.

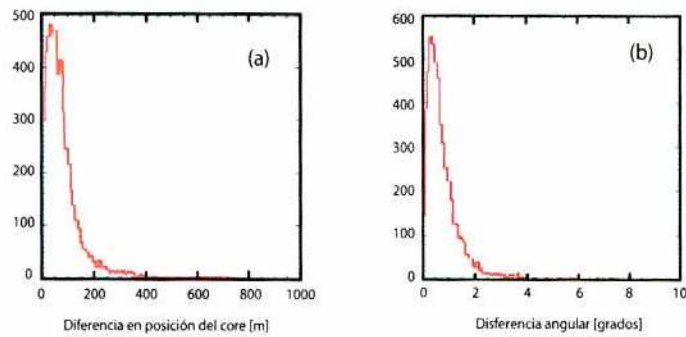


Figura 4.4: (a) Diferencia entre el punto de impacto estimado y el reconstruido con la versión v3r2 del código de reconstrucción de CDAS. (b) Diferencia entre el ángulo cenital estimado y el reconstruido.

4.5. Instrumentación del método en el Observatorio

Actualmente el método aquí desarrollado está implementado dentro de la rutina oficial de selección de eventos que utiliza la Colaboración Pierre Auger descrita en [93]. Puede resumirse de la siguiente manera:

Paso 1: Eliminación de estaciones con problemas.

Las estaciones que se eliminan en este primer paso son las que presentan las siguientes características:

- Estaciones con disparo externo
- Estaciones con señales producidas por relámpagos. La señal en las estaciones en estos casos presentan características especiales. En particular, la señal producida por un relámpago cruza varias veces la línea de base lo que hace posible detectarlos con facilidad.
- Estaciones del arreglo de ingeniería
- Segunda estación de los pares o dobletes (por ejemplo, Noche y Rouge)
- Estaciones con la altitud incorrecta. En cierto momento de la construcción del Observatorio, algunas estaciones fueron ingresadas en la base de datos del arreglo de superficie con una altitud incorrecta.

Paso 2: Criterio T4

El nivel T4 de disparo se re-definió y actualmente se puede expresar como:

- Si el evento tiene 3 estaciones vecinas no alineados con TOT entonces es etiquetado como TOT.

- Si el evento tiene 4 estaciones con T2 en una configuración 4C1 (1 estación más los 3 vecinos más próximos) o si es un evento FD y tiene 4 estaciones en 4C1 es etiquetado como Threshold.
- Si el evento pasó alguno de los puntos anteriores y además tiene un disparo FD, se lo etiqueta como FD.

En todos los casos se requiere además compatibilidad temporal entre las estaciones formando el triángulo o en 4C1. Esto significa que la diferencia entre sus "Start Time" debe ser menor que la distancia que las separa dividida por la velocidad de la luz. Además se agrega un margen de seguridad de 200 ns, en particular para registrar eventos muy horizontales.

Paso 3: Búsqueda de una "semilla"

Se llama semilla al triángulo elemental formado por tres estaciones vecinas no alineadas. Si el evento es T4 y TOT, entonces sólo las estaciones con TOT se consideran para buscar la semilla. Si es 4C1, sólo las estaciones en un 4C1 serán usadas. Se busca la semilla con la señal total más alta (suma de la señal de las tres estaciones) y ésta se usa como base para eliminar "accidentales".

Paso 4: Eliminación de estaciones incompatibles con la "semilla".

Se observa el retardo de cada estación con respecto a la propagación de un frente plano definido por la "semilla" de la manera descrita en la sección 4.4 y se aplican los cortes propuestos en este trabajo pero con una modificación: si el Δt se encuentra entre -2 y $-1 \mu s$ o entre $+2$ y $+4 \mu s$ el evento es etiquetado como "ambiguo". Si caen fuera de esta ventana, los tanques son marcados como "accidentales".

Este método de selección de estaciones se denomina comúnmente selección "Bottom - Up".

Paso 5: Eliminación de estaciones aisladas

Una estación es considerada aislada si no tiene ningún vecino disparado en 1800 m o sólo uno en 3000 m.

Paso 6: Comprobar que el evento es T4.

Si después de la limpieza de estaciones el evento sigue satisfaciendo el criterio T4 el evento es guardado como evento físico.

Tomando quince días de adquisición de datos del Observatorio, comprendidos entre el 1 y 17 de julio de 2006, 38906 eventos fueron guardados por CDAS. A este conjunto de eventos se aplicó la eliminación de las estaciones problemáticas y la condición T4 de disparo. Esto dio como resultado un conjunto de 15090 eventos, de los cuales 14560 pudieron ser reconstruidos (96 % de los seleccionados).

En las figuras 4.5 y 4.6 se pueden ver ejemplos del proceso de selección y del resultado final de la limpieza de estaciones casuales en tres casos distintos. En la figura 4.5 se muestra una representación de las estaciones disparadas en el arreglo de superficie para el evento 200619200475 registrado el día 11 de julio de 2006. Fue guardado con 27 estaciones disparadas y etiquetado como TOT2C1&3C2. En el panel de la *izquierda* se ve la configuración de las estaciones en el arreglo de superficie participando del disparo. Este evento pasó el criterio de selección desarrollado en este capítulo y en el panel de la *derecha* se muestra las estaciones

que fueron eliminadas (cruces rosas) del mismo de acuerdo a los criterios mencionados anteriormente en este capítulo. Además se muestra el triángulo más energético o “semilla”. Una vez reconstruido a este evento se le asignó una energía de 31.67 EeV y un ángulo cenital de $64.9^\circ \pm 0.1^\circ$.

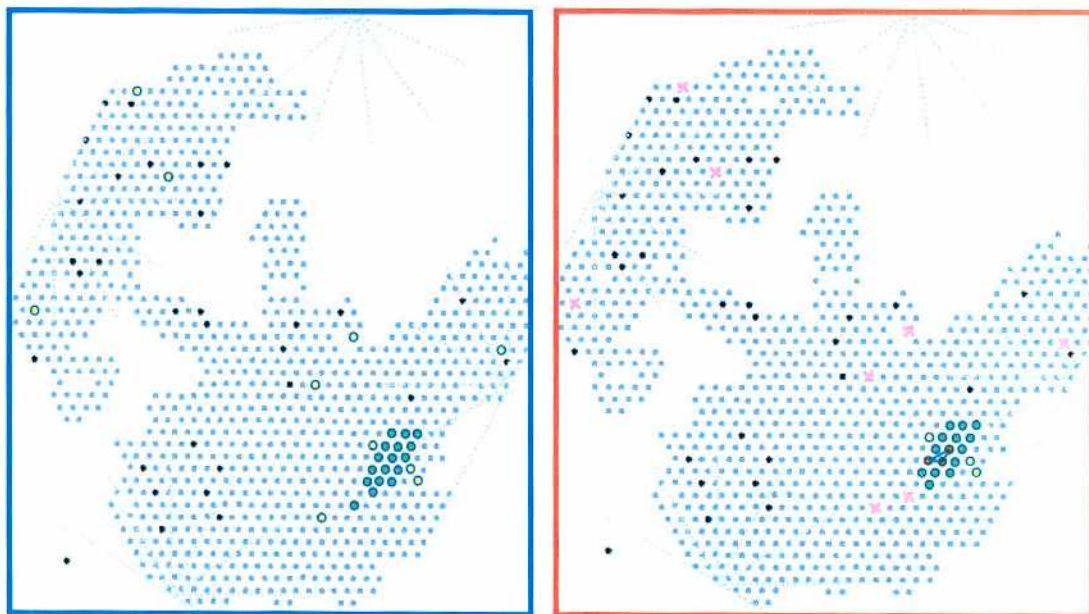


Figura 4.5: Representación de las estaciones disparadas en el arreglo de superficie para el evento 200619200475 registrado el 11 de julio de 2006. Fue guardado con 27 estaciones disparadas y etiquetado como TOT2C1&3C2. En el panel de la *izquierda* se ven las estaciones con señal. En verde se muestran las estaciones con T3, en amarillo las estaciones adicionales con señal, en negro están las que no se encontraban funcionando en ese momento y en azul las estaciones funcionando pero sin señal. En el panel de la *derecha* se muestra el mismo evento luego de pasar el criterio de selección y la eliminación de las estaciones casuales. Las estaciones eliminadas se muestran con una cruz rosa. Además se muestra el triángulo semilla formado por las tres estaciones con más señal (en rojo).

En la figura 4.6 se puede la misma representación que la figura 4.5 pero para el evento 200619600057. En este caso, el evento se guardó con 26 estaciones y fue etiquetado como 2C1&3C2&4C4. En este caso, al imponer el criterio de selección de estaciones ninguna estación sobrevivió haciendo del evento un caso imposible de reconstruir. Este evento es parte de lo que se considera “ruido” en el análisis de datos de Observatorio.

4.6. Extensión para lluvias inclinadas

En secciones anteriores de este capítulo se ha mostrado que el criterio de selección T4 formado por la elección de eventos con una configuración de tanques 3 TOT compacta o 4C1 es eficiente para seleccionar eventos hasta 60° . Luego de la selección de eventos, se aplica el método desarrollado para eliminar estaciones disparadas al azar. En el caso de lluvias

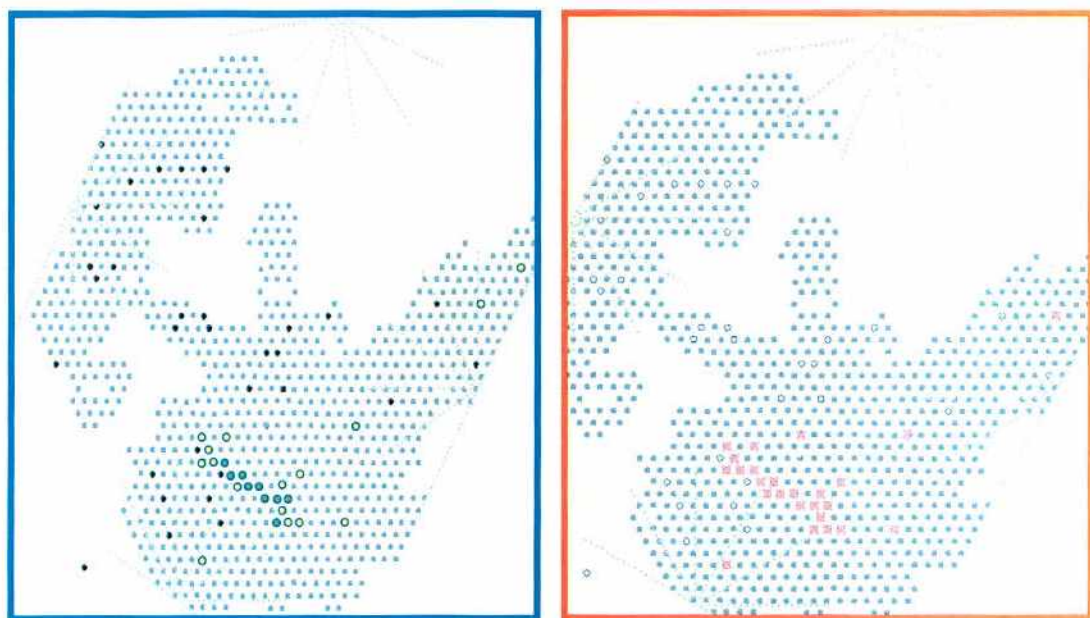


Figura 4.6: Evento guardado por CDAS como 200619600057, registrado el 15 de julio de 2006. 26 estaciones del arreglo de superficie son guardadas como participantes del evento (panel *izquierda*). Sin embargo, ninguna sobrevive a los corte impuestos en el proceso de selección (panel *derecha*) convirtiendo este evento en ruido.

verticales este método es muy poderoso, pero es peligroso en el momento de seleccionar lluvias horizontales. Estas lluvias producen en el arreglo ciertos patrones de detectores particulares con estaciones separadas distancias mayores al corte impuesto por la selección previa. La remoción de estas estaciones que parecen aisladas puede determinar la eliminación del evento o la imposibilidad de reconstrucción. En [94] se propone un nuevo método para evitar este problema.

Este nuevo T4 no cambia las condiciones básicas iniciales para la selección de eventos pero antes de decidir rechazar o aceptar un evento se realiza la selección de estaciones aisladas. Si luego de esta selección se conserva una semilla TOT o quedan 4 o más estaciones, el evento es guardado como tal. La eliminación de las estaciones aisladas se realiza teniendo en cuenta el ángulo cenital estimado del evento. Para ángulos menores a 40° se eliminan las estaciones aisladas de la manera tradicional, entre 40° y 60° se marcan como ambiguas las estaciones aisladas que se encuentran a menos de 4 km de la semilla y se eliminan las restantes, y para ángulos mayores a 60° se guardan las estaciones aisladas que se encuentren a menos de 4 km de la semilla y se marcan las demás como ambiguas [94].

De esta manera, el 99.9 % de los eventos seleccionados puede ser reconstruido, el 99.8 % de ellos tienen la lista correcta de estaciones disparadas mientras que sólo el 0.2 % tiene una estación casual más que eliminar en el momento de la reconstrucción.

4.7. Discusión y conclusión del capítulo

Como conclusión se destaca que se desarrolló un método simple para limpiar eventos de estaciones “accidentales” tomando como base una reconstrucción realizada usando solamente el triángulo TOT más energético presente en el evento. La validez del método se verificó usando una reconstrucción independiente al paquete de reconstrucción de CDAS. Con la optimización que se presenta en la sección 4.6 la selección de eventos y el método de eliminación de estaciones con disparo casual dentro de los mismos alcanza una alta eficiencia aún para el caso de lluvias muy inclinadas. El método aquí sugerido es que se aplica como selección de eventos por el Proyecto Auger.

Capítulo 5

Aceptancia del Detector de Superficie

5.1. Introducción

Cuando se trata de eventos de bajas energías (correspondientes a las regiones del espectro llamadas “segunda rodilla” y “tobillo”; ver sección 1.2) la resolución con que se determinan la dirección de arribo y la energía de las cascadas en Auger se degrada. También se ve que la eficiencia de detección presenta cierta variabilidad con el tiempo (ver sección 3.4). Esto es consecuencia de la baja multiplicidad de detectores disparados por estas lluvias (3 ó 4). Bajo estas condiciones, la determinación de los parámetros de la cascada y la respuesta del detector son muy sensibles a factores externos como variaciones en las condiciones atmosféricas (ver sección 2.2) como la temperatura, presión y densidad. Si no se conoce como afectan estos factores externos a la detección, se pueden introducir errores sistemáticos importantes en el momento del análisis de los datos los cuales afectarán la calidad científica de los estudios del Observatorio. En este capítulo se tratará la aceptación del arreglo de detectores de superficie de Auger y su variabilidad temporal para bajas energías y como puede ser parametrizada en función de los distintos factores involucrados.

La aceptación instantánea del arreglo de superficie es la probabilidad de que una cascada de partículas de energía total E y ángulos cenital θ y acimutal ϕ dispare N estaciones con cierta configuración que cumpla las condiciones de disparo impuestas (ver sección 3.4.1). Dicha probabilidad es integrada sobre la proyección del área de interés del Observatorio sobre la dirección de incidencia y sobre el ángulo sólido de observación. Se puede expresar como:

$$Acc(E)_{N+} = \int P_{N+}(\vec{r}, E, \theta) \cos(\theta) d\vec{r}^2 2\pi \sin(\theta) d\theta \quad (5.1)$$

donde P_{N+} es la probabilidad de tener un disparo $T3$ positivo (ver sección 3.4.1) del arreglo con al menos N detectores para una lluvia de energía E incidiendo en la superficie en la posición $\vec{r}$, con ángulos θ, ϕ . En el caso en que $P_{N+} = 1$ (eficiencia total de detección o saturación de eficiencia), la aceptación de un arreglo de área A para cascadas con ángulos cenitales hasta θ_{max} es directamente $Acc_1 = A \pi \sin^2(\theta_{max})$. Restringiéndonos a un área igual al de la celda unitaria de Auger ($A = 1,949 \text{ km}^2$) y $\theta_{max} = 60^\circ$, la aceptación es $Acc_1 = 4,591 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ srad}$.

5.1.1. Probabilidad de disparo de un detector SD

Para calcular la probabilidad P_{N+} es necesario primero considerar la probabilidad local de disparo de un sólo detector (i -ésimo detector del arreglo). Esta probabilidad puede ser calculada a partir de simulaciones Monte Carlo o usando la información de los eventos observados. En el primer caso, la probabilidad de disparo se calcula en función de la distancia de la estación al punto de impacto de la lluvia y recibe el nombre de “Lateral Trigger Probability” o LTP [97, 98]. Esta probabilidad depende de la naturaleza del primario, de su energía y del ángulo cenital de la lluvia. La LTP se calcula al final de la simulación de todo el proceso de detección (interacción del rayo cósmico primario con la atmósfera, desarrollo de la cascada y respuesta del detector a la llegada de las partículas) como la fracción de estaciones activas que pasan la condición de disparo a una dada distancia al punto de impacto:

$$P_{i,E,\theta}(r_s) = \frac{N^{\circ} \text{estaciones con disparo positivo a una distancia } r_s}{N^{\circ} \text{total estaciones activas a } r_s} \quad (5.2)$$

donde no se ha tenido en cuenta la dependencia de esta probabilidad con el ángulo acimutal ϕ . Sin embargo se verá en sección 5.2 que a bajas energías hay una dependencia y por lo tanto la ecuación (5.2) debe ser considerada como una aproximación a los valores medios. La figura 5.1 muestra la parametrización de esta probabilidad obtenida para distintas energías entre 1 y 100 EeV manteniendo el ángulo de incidencia fijo en $\theta = 36^\circ$. Una buena aproximación para esta dependencia es una función de Fermi Dirac de la forma:

$$P(r, \phi) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - r_{LTP}}{W_{LTP}}\right)} \quad (5.3)$$

donde r es la distancia al punto de impacto, $r_{LTP}(E, \theta)$ es la distancia “media” de la LTP (i.e. distancia para la cual la probabilidad es del 50 %) y $W_{LTP}(E, \theta)$ recibe el nombre de “ancho” de la LTP.

Otra manera de encarar el cálculo de la probabilidad de disparo de una estación es la que se adopta en este trabajo [100, 99] y que resulta independiente del uso de simulaciones Monte Carlo pues se basa en información sobre el real comportamiento del detector. Este método consiste en calcular la probabilidad de disparo en función de la señal integrada en el detector usando las estaciones disparadas en eventos reales. En este trabajo se usaron los datos registrados durante el año 2004. Luego de aplicar los cortes de calidad definidos en el capítulo 4 se obtuvo un conjunto de eventos físicos confiables. Para garantizar la calidad necesaria para este tipo de análisis se aplicaron además los siguientes cortes:

- Cuatro o más estaciones participando del evento.
- Energía y dirección de arribo bien reconstruidos. Esto implica que los distintos ajustes tengan un valor aceptable de χ^2/dof .
- Punto de impacto bien contenido dentro del arreglo. Esto significa que la estación más cercana al mismo debe tener 5 vecinas funcionando.
- Ángulo cenital $\theta < 60^\circ$.

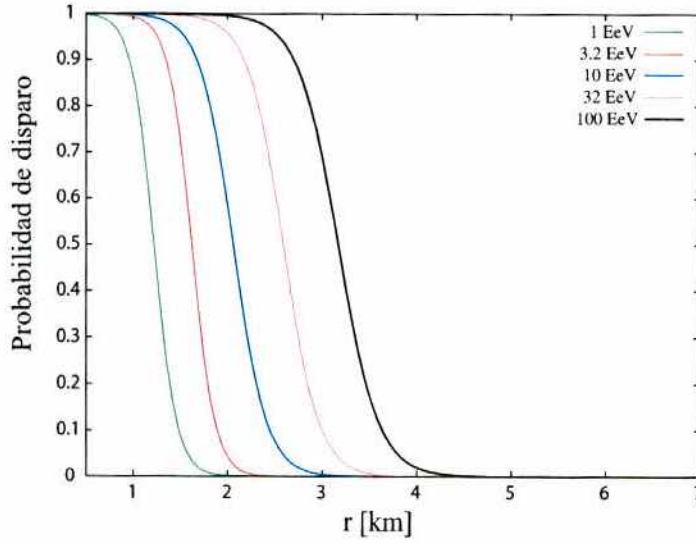


Figura 5.1: Probabilidad de disparo de un detector de superficie (LTP) en función de distancia al punto de impacto.

Como se mencionó en la sección 3.4, en el proceso de reconstrucción se ajusta una LDF a la señal integrada en función de la distancia del eje de la lluvia a las estaciones. Obtenido el ajuste, se usa la LDF para determinar el estimador de la energía de la cascada. Para el caso de Auger, este estimador es la señal integrada que tendría una estación ubicada a 1000 m del punto de impacto o $S(1000)$ (ver sección 3.4).

Para estudiar la dependencia de la probabilidad de disparo con la energía total de la cascada se separó a los eventos en intervalos de $S(1000)$ y en intervalos de ángulos cenitales θ . Los intervalos en θ se tomaron de a 10° con centro en 15° , 25° , 35° y 45° mientras que los intervalos de $S(1000)$ tienen un ancho igual a $\sqrt{n}$ alrededor de un valor medio que es igual al anterior multiplicado por n . As, los intervalos de $S(1000)$ tomados para este trabajo fueron:

$$4,6 \pm 1,73 \text{ VEM} \quad 13,5 \pm 1,73 \text{ VEM} \quad 40,5 \pm 1,73 \text{ VEM} \quad 121,5 \pm 1,73 \text{ VEM}$$

Para cada uno de estos intervalos, la probabilidad de disparo se calcula como:

$$P(S) = \frac{N_{T+}(S)}{N_{ON}(S)} \quad (5.4)$$

donde $N_{T+}(S)$ es el número de estaciones disparadas¹ con una señal esperada S y $N_{ON}(S)$ es el número total de estaciones activas en ese intervalo particular de señal. Para cada intervalo de $S(1000)$ y de θ este cociente se puede parametrizar de la siguiente manera:

$$P(S) = \frac{S^N}{S^N + S_{0,5}^N} \quad (5.5)$$

donde N es un parámetro relacionado con la caída de la función $P(S)$ y $S_{0,5}$ es la señal para la cual la probabilidad de disparo es del 50 %. Una inspección más profunda de la variación del

¹En este cálculo no se distinguió entre los diferentes tipos de disparo TOT o THRESHOLD definidos en la sección 3.4.1 y se considera una probabilidad de disparo global.

χ^2 del ajuste con N y $S_{0.5}$ muestra una dependencia muy débil con N siendo la $P(S)$ puede ser descripta por valores de N alrededor de 3. Esto permite simplificar el análisis posterior fijando N en este valor [99]. En la figura 5.2 se puede ver la dependencia del parámetro $S_{0.5}$ con $S(1000)$ y con el ángulo cenital θ .

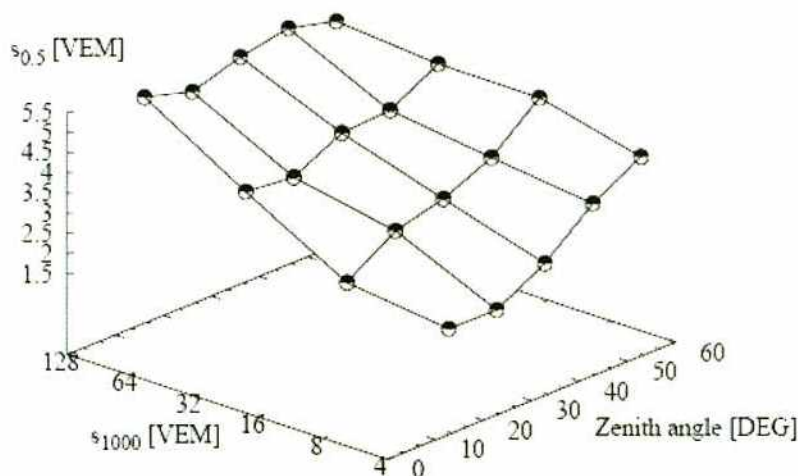


Figura 5.2: Dependencia del parámetro libre $S_{0.5}$ con el ángulo cenital θ y $S(1000)$.

En la figura 5.3 se pueden ver las parametrizaciones obtenidas para distintos intervalos de $S(1000)$ de los eventos y para un dado intervalo angular $\theta = 35^\circ \pm 5^\circ$. La energía de los eventos se obtuvo aplicando el factor de conversión entre el valor de $S(1000)$ y la energía total de la cascada descrito en la sección 3.4.

En la figura 5.3 también se muestra, bajo el rótulo de promedio, la probabilidad de disparo calculada a partir de todos los datos sin separar en intervalos de $S(1000)$ ni de θ . Este resultado es consistente con el obtenido usando la señal de dos tanques separados solamente a 11 m entre sí². Existe una dependencia importante de esta probabilidad con θ y $S(1000)$ que no permite normalizar el flujo de rayos cósmicos por debajo del valor de saturación de la eficiencia.

Al tener parametrizada esta probabilidad el cálculo de la aceptación geométrica del arreglo de detectores de superficie es directo usando la expresión (5.1). La probabilidad de que un

²El Observatorio Pierre Auger cuenta con una serie de pares de estaciones separadas 11 m que se utilizan para realizar estudios de fluctuaciones de la señal, de los tiempos de disparo y de la probabilidad de disparo de una estación

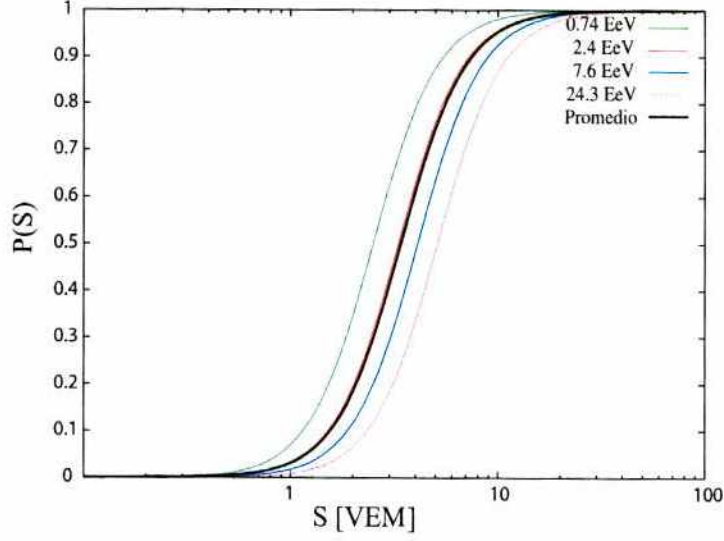


Figura 5.3: Probabilidad de disparo experimental de un detector SD en función de la señal integrada en unidades de VEM para distintos intervalos de $S(1000)$. Estos valores de $S(1000)$ pueden convertirse en la energía de la cascada usando el factor de conversión propuesto en [41].

evento dispare estrictamente 0, 1, 2, 3 y 4 estaciones es, respectivamente:

$$P_0 = \prod_i (1 - p_i) \quad (5.6)$$

$$P_1 = \sum_i \times \prod_{j \neq i} (1 - p_j) \quad (5.7)$$

$$P_2 = \sum_{i > j} \times p_j \times \prod_{k \neq i, j} (1 - p_k) \quad (5.8)$$

$$P_3 = \sum_{i > j > k} \times p_i \times p_j \times p_k \times \prod_{l \neq i, j, k} (1 - p_l) \quad (5.9)$$

$$P_4 = \sum_{i > j > k > l} \times p_i \times p_j \times p_k \times p_l \times \prod_{m \neq i, j, k, l} (1 - p_m) \quad (5.10)$$

donde $p_i = P(S_i) \cong P(LDF(|\vec{r} - \vec{r}_i|, E, \theta))$ es la probabilidad de disparo de la estación i a una distancia r_i del punto de impacto y los subíndices i, j, k, l y m barren todos los detectores del arreglo. Notar que en esta aproximación se asume que el valor de la LDF (en VEM) en la posición del tanque es el valor de la señal en el tanque. Esta aproximación permite comparar este método basado en datos con el método de la LTP, basado en simulaciones.

La condición de disparo $T3$ se consigue realizando:

$$P_{3+} = 1 - P_0 - P_1 - P_2 \quad (5.11)$$

$$P_{4+} = 1 - P_0 - P_1 - P_2 - P_3 \quad (5.12)$$

$$P_{5+} = 1 - P_0 - P_1 - P_2 - P_3 - P_4 \quad (5.13)$$

donde un disparo $T3$ formado por 3 o más estaciones es P_{3+} , por 4 o más es P_{4+} y por 5

estaciones o más es P_{5+} , sin ningún tipo de requerimiento en la configuración de estaciones³.

Para una dada energía E y extrapolando los valores de la $P(S)$ calculados con la expresión (5.5), la integral (5.1) puede calcularse numéricamente. El área que se tomó es la de una celda unitaria A , lo que es equivalente a considerar un arreglo perfecto e infinito. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 5.4.

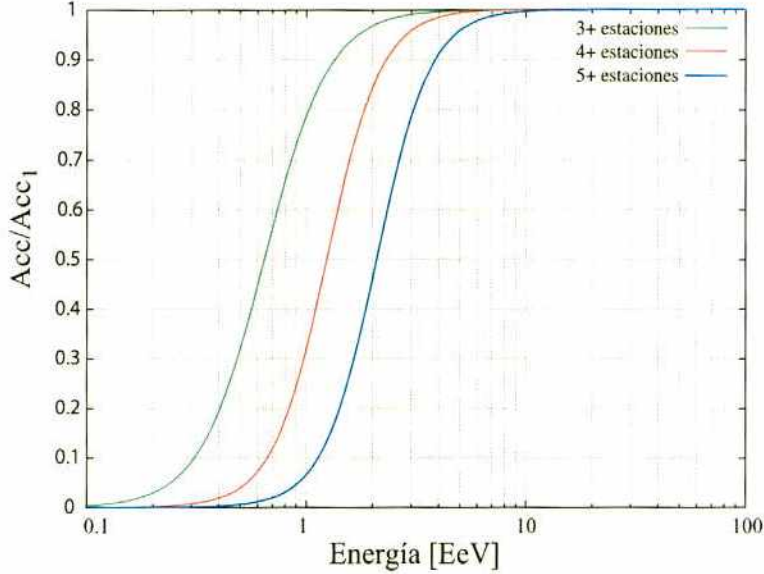


Figura 5.4: Aceptancia relativa del detector de superficie [99] calculada a partir de eventos reales registrados durante el año 2004 y en función de la energía de la lluvia obtenida al aplicar la conversión propuesta en [41].

Las curvas obtenidas pueden parametrizarse de la siguiente manera:

$$\frac{Acc}{Acc_1} = \frac{E^n}{E^n + E_{0.5}^n} \quad (5.14)$$

siendo E la energía del rayo cósmico primario, n es un parámetro que tiene que ver con la pendiente de la curva y $E_{0.5}$ es la energía para la cual la aceptación relativa es $1/2$. Esta parametrización ajusta los valores calculados con un error del $\sim 3\%$.

En la figura 5.4 se puede ver que la eficiencia de detección del arreglo de detectores SD para cascadas con energías superiores a 3 EeV es total, o sea unitaria. Esto está en concordancia con el cálculo de la aceptación relativa realizado a partir de simulaciones Monte Carlo y presentado en [98].

Se han realizado también investigaciones en la zona de no saturación de la eficiencia de disparo con el fin de entender el funcionamiento del Observatorio e intentar tener en cuenta las debilidades que pudieran surgir al realizar análisis de datos en dicha zona. Haremos referencia en las próximas secciones al impacto por variaciones tanto de la distancia entre tanques como del ángulo cenital ϕ . Finalmente, en el Capítulo 7 se hará referencia al método propuesto para solucionar estos problemas.

³No se exige ningún criterio de compacticidad o tipo de disparo (TOT o THRESHOLD). Este cálculo, para las posibles configuraciones de disparo del arreglo, puede ser visto en [101]

5.2. Irregularidades en la geometría radial del arreglo

Una de las variables importantes en la determinación de la eficiencia de disparo en función de la energía para un arreglo de detectores SD es la distancia a la cual se encuentran ubicados entre ellos. Esta distancia determinará el área efectiva de disparo para distintas energías. En el caso de Auger, la celda unitaria del arreglo de detectores SD es un triángulo equilátero de 1,5 km de lado. El cálculo del área efectiva de disparo se realiza contando la cantidad de triángulos activos en el momento del disparo y multiplicando este número por el área de un triángulo de 1,5 km de lado ($A = 1,95 \text{ km}^2$).

Sin embargo, por diferentes razones muchas estaciones no fueron ubicadas en sus posiciones originales (mayormente por dificultad en el acceso al lugar de emplazamiento). Actualmente existen diferencias de más de 50 metros entre las posiciones reales y las ideales. Para eventos de altas energías ($E \gtrsim 3 \text{ EeV}$), la aceptación no es afectada por esta diferencia ya que la multiplicidad de estaciones participantes del evento es siempre mayor que 3 y la diferencia de área de una celda se compensará con las estaciones pertenecientes a la celda vecina. Pero para eventos de muy baja energía, que llegan a disparar sólo 3 ó 4 estaciones, una variación en el área efectiva podría afectar la cantidad de eventos detectables en cierto intervalo de tiempo.

En esta sección se intentará determinar en que medida estas irregularidades del arreglo afectan el cálculo de la aceptación del arreglo de detectores SD para eventos de bajas energías.

Este estudio se realizó en forma semi-empírica y para garantizar tener el límite más bajo posible en energía sólo se consideraron aquellos eventos que dispararon 3 estaciones vecinas no alineadas. Se pidió además que las estaciones tengan un disparo TOT. Con estos eventos se calculó el ritmo de detección (cantidad de eventos por unidad de tiempo) y se estudió su dependencia con el área del triángulo que forman las estaciones disparadas.

Este comportamiento es explicable usando un modelo analítico simple que fue contrastado con simulaciones Monte Carlo, tomando como base la parametrización de la probabilidad de disparo en función de la distancia al punto de impacto (LTP) que se introdujo en la sección 5.1.1

Un evento es considerado 3TOT si posee por lo menos 3 estaciones formando un triángulo compacto que cumplen con la condición de disparo en forma simultánea. Un evento de bajas energías logrará que esto se cumpla sólo si el punto de impacto de la lluvia se encuentra en el interior del triángulo con dichas estaciones en los vértices. La probabilidad de que un evento que caiga dentro del triángulo logre disparar las 3 estaciones se puede modelizar asignando al triángulo una probabilidad de disparo total formada por el producto de las probabilidades de disparo o LTP de los 3 tanques individuales. La superposición de estas tres LTPs definirá un área en la celda unitaria que puede definirse como el área efectiva de disparo. En la figura 5.5 se puede ver la representación bidimensional de la probabilidad de disparo de las 3 estaciones de una celda unitaria, promediada en ángulos y para lluvias de 1 EeV. La probabilidad es mayor en el centro de la celda y disminuye en forma simétrica hacia las estaciones de los extremos, lo cual es esperado pues desde el centro del triángulo es de donde hay un mínimo de las distancia a los tres vértices. A bajas energías alejarse de un vértice disminuye significativamente la probabilidad de disparo de ese detector.

Si las condiciones de detección se mantienen estables y no se consideran otros factores

externos, el ritmo de disparo de un triángulo debería ser proporcional al área efectiva de disparo (i.e. la superficie en la cual debe caer el punto de impacto de la lluvia para alcanzar a las tres estaciones).

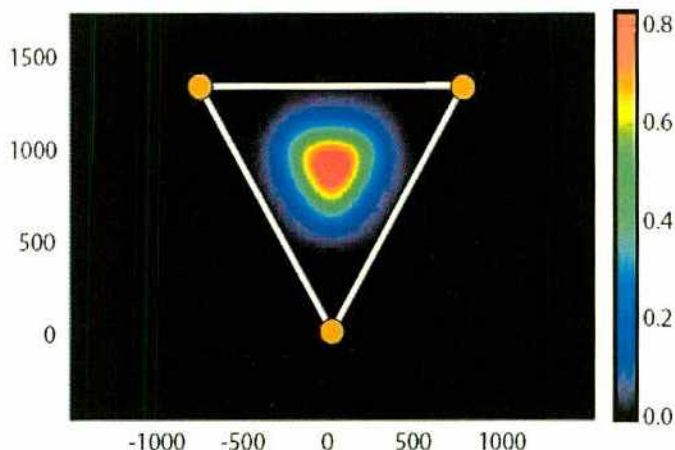


Figura 5.5: Mapa de la probabilidad de disparo para un triángulo de 1,5 km de lado. Esta probabilidad fue calculada como el producto de las LTP (promediadas en ángulos y para una energía de 1 EeV).

Ahora bien, la función LTP depende mayormente de la distancia radial de las estaciones al punto de impacto, y en este sencillo modelo se consideraron solamente dilataciones/contracciones simples de un triángulo equilátero. Esto significa que las tres estaciones se acercan o alejan entre ellas en la dirección radial y de manera simultánea como se muestra en la figura 5.6 para una dilatación. En esta figura se ve claramente como el área efectiva de disparo disminuye al aumentar la distancia entre detectores para cierta parametrización de la probabilidad de disparo. Para este esquema se tomó como radio de los círculos una distancia para la cual la probabilidad de disparar a la estación es del 90 %

De esta manera, cambiar el área geométrica del triángulo desplazando sus detectores en un cierto factor α es equivalente a aplicar un factor de escala de $\sqrt{\alpha}$ en la parametrización de la probabilidad de disparo (5.3). El efecto de estaciones alejándose o acercándose de sus posiciones ideales en forma radial puede ser reproducido cambiando la parametrización de las LTPs de las mismas, o sea, variar los parámetros que definen las LTPs individuales: R_{LTP} y W_{LTP} manteniendo las estaciones en sus posiciones ideales. Usando esta particularidad se realizaron una serie de simulaciones para probar el modelo.

Finalmente, lo que se debe esperar al aumentar el área geométrica del triángulo es que el área efectiva de disparo disminuya lo que implica que la cantidad de eventos por unidad de tiempo e intervalo de energía también debería disminuir.

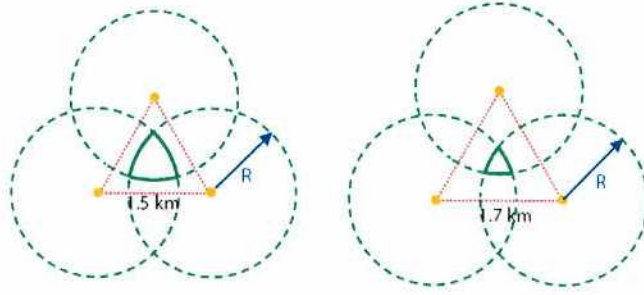


Figura 5.6: Esquema que muestra la relación entre el área efectiva de disparo y el área geométrica de las celdas triangulares de Auger al aumentarse la distancia entre detectores.

5.2.1. Áreas geométricas y efectivas

Las posiciones de las estaciones pueden ser descritas por el par ordenado (l_x, l_y) . Consideremos pequeños desplazamientos en dos direcciones perpendiculares (dl_r, dl_y) . En esta aproximación, el desplazamiento dl_y no afecta el área efectiva de disparo A_{trigg} . Pero un movimiento diferencial dl_r en la dirección radial, producirá una variación en A_{trigg} proporcional a dl_r :

$$dA_{trigg} = -L_{arc} dl_r \quad (5.15)$$

donde L_{arc} es 1/3 de la longitud del arco definido por la intersección de las tres parametrizaciones LTP individuales, o sea uno de los lados del triángulo. Es posible tomar este valor por la simetría triangular del problema. Esto se ve claramente en la figura 5.7. Explotando aún más esta simetría, se puede ver que una variación global del área efectiva de disparo es proporcional a la suma de los desplazamientos radiales de las tres estaciones. Así, se cumple que:

$$dA_{trigg} = -L_{arc} (dl_{r1} + dl_{r2} + dl_{r3}) \quad (5.16)$$

Al mismo tiempo, el aumento del área geométrica del triángulo por el desplazamiento radial de sus estaciones es trivialmente:

$$dA_{tr} = \frac{a}{2} (dl_{r1} + dl_{r2} + dl_{r3}) \quad (5.17)$$

donde a es la longitud del lado del triángulo.

De esta manera, la relación entre el área efectiva de disparo y la superficie del triángulo es claramente proporcional.

$$dA_{trigg} = -K dA_{tr} \quad (5.18)$$

donde la constante de proporcionalidad es $K = 2 L_{arc}/a$.

Este comportamiento lineal se puede observar en el panel (a) de la figura 5.8 donde los cuadrados rojos representan el resultado para celdas triangulares simuladas con distintas áreas efectivas de disparo calculadas a partir de cierta parametrización de la probabilidad de disparo.

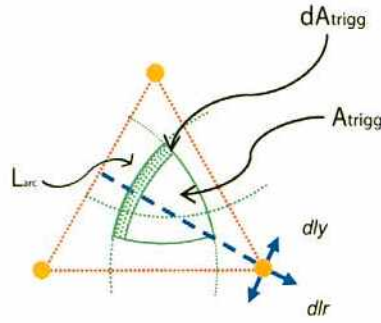


Figura 5.7: Esquema de la variación diferencial del área efectiva con un desplazamiento diferencial de las estaciones.

Usando la misma parametrización de la probabilidad de disparo, se calculó el área efectiva de triángulos reales formados por estaciones en funcionamiento en cierto período de tiempo (Enero a Marzo de 2004). En el panel (a) de la figura 5.8 se puede ver que su comportamiento se ajusta al simple modelo propuesto (los triángulos reales están representados por cruces azules). Las pendientes son casi similares. Las pequeñas diferencias que se presentan provienen de haber usado parametrizaciones de la probabilidad de disparo promediadas en energía y en ángulo cenital para las estaciones reales.

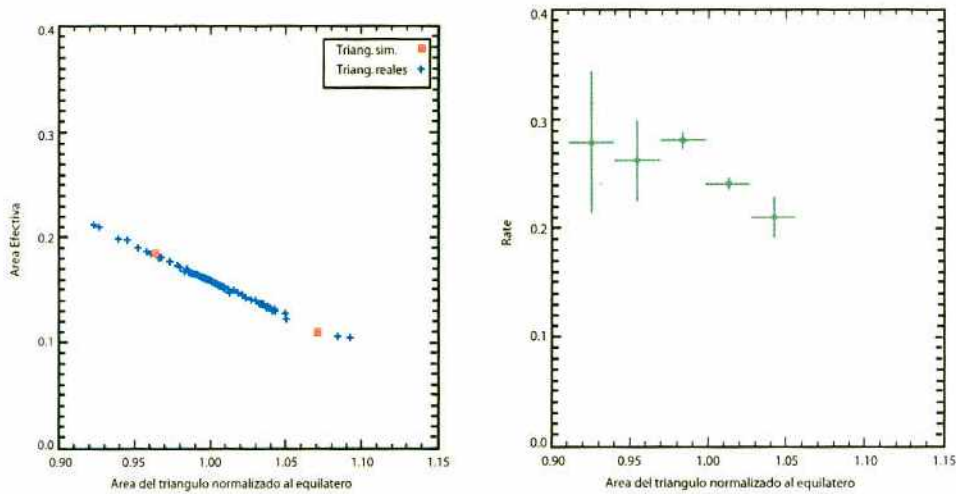


Figura 5.8: (a) Comparación del comportamiento del área efectiva de disparo del arreglo real con el predicho según el modelo. (b) Variación de la tasa de conteo de eventos en función de la desviación de la geometría ideal.

Al mismo tiempo, se calculó la tasa de detección de eventos por triángulo en el intervalo de energía considerado (~ 1 EeV, definido por la condición de sólo disparar 3 estaciones) en el mismo período de tiempo analizado. Para esto se tomaron intervalos temporales de 20 minutos en los cuales las 3 estaciones estuvieron completamente activas. La cantidad de

eventos detectados por una celda unitaria debería ser proporcional al área efectiva de disparo e inversamente proporcional al área determinada por las posiciones reales de los detectores. Se puede ver en la figura 5.8 (b) que la tasa de conteo de eventos sigue una ley de proporcionalidad con el área geométrica del triángulo. Los valores correspondientes a áreas menores a ésta área nominal presentan mayor dispersión porque la estadística de eventos disminuye para las energías consideradas, por las condiciones de disparo propias del detector.

Según estos resultados un aumento del 5 % en el área geométrica del triángulo produce una disminución en la tasa de detección de eventos de bajas energías del 25 %. Esto implica un $\sim 2,5\%$ en el desplazamiento de las estaciones.

5.3. Irregularidades en la geometría acimutal del arreglo

La falta de uniformidad en la coordenada acimutal ϕ en eventos de bajas energías podría significar un problema en el momento de aplicar los distintos métodos de búsqueda de anisotropía a grandes escalas pues estos métodos se basan en la independencia de la aceptación del detector con dicho ángulo (ver capítulo 6). Por un lado existirá una asimetría debido a la presencia del campo magnético terrestre, pero hay aún una segunda asimetría muy importante, que es la ilustrada en la figura ?? y 5.10 y que tiene que ver con la geometría triangular del arreglo de detectores de superficie. Las lluvias de bajas energías, como ya se ha mencionado a lo largo de todo este trabajo, sólo logran disparar tres estaciones formando un triángulo. Para una dada lluvia incidiendo en el arreglo con cierta energía y ángulo cenital, la probabilidad de disparo asociada a la misma está definida por una elipse en el suelo (salvo en el caso de lluvias verticales para las cuales la probabilidad tiene simetría circular). Si dentro de esa elipse se encuentran por lo menos tres estaciones activas, la lluvia de partículas será registrada como un evento. A bajas energías lluvias que incidan sólo en cierta dirección azimutal serán capaces de cumplir con esta condición. Por ejemplo, una lluvia inclinada que incida en dirección Norte - Sur es muy difícil que también alcance a dos detectores ubicados en dirección Este - Oeste. Si el ángulo ϕ rota en 30° (ver figura 5.9) las estaciones están en diagonal y pueden participar en la detección de la lluvia. En esta figura se muestra como el triángulo inicial de detectores a 1500 m se distorsiona y comprime en ciertas direcciones, dando como resultado una mayor densidad de detectores en el arreglo en ciertas direcciones acimutales.

En la figura 5.10, se han dibujado tres elipses. La celeste tiene su eje mayor en la dirección norte-sur apuntado uno de sus extremos hacia uno de los detectores (el 3) y el otro hacia la mitad del lado opuesto del triángulo. La verde está rotada en 30° y ahora tiene su eje menor en dirección del tanque 2, o sea a su máxima distancia. La naranja ha vuelto a rotar 30° dando ahora una simetría igual a la celeste.

Se realizaron análisis de datos para corroborar esta hipótesis de modulación en ϕ y los resultados pueden ser vistos en la figura 5.11. Efectivamente, en la zona de saturación de la eficiencia del detector, no hay dependencia en ϕ y esto se cumple perfectamente para eventos con energías por encima de 3 EeV. En esta misma figura se puede ver que, para eventos con energías menores a 1 EeV y de bastante inclinación ($45^\circ < \theta < 60^\circ$), la distribución presenta una modulación importante con una frecuencia de 60° .

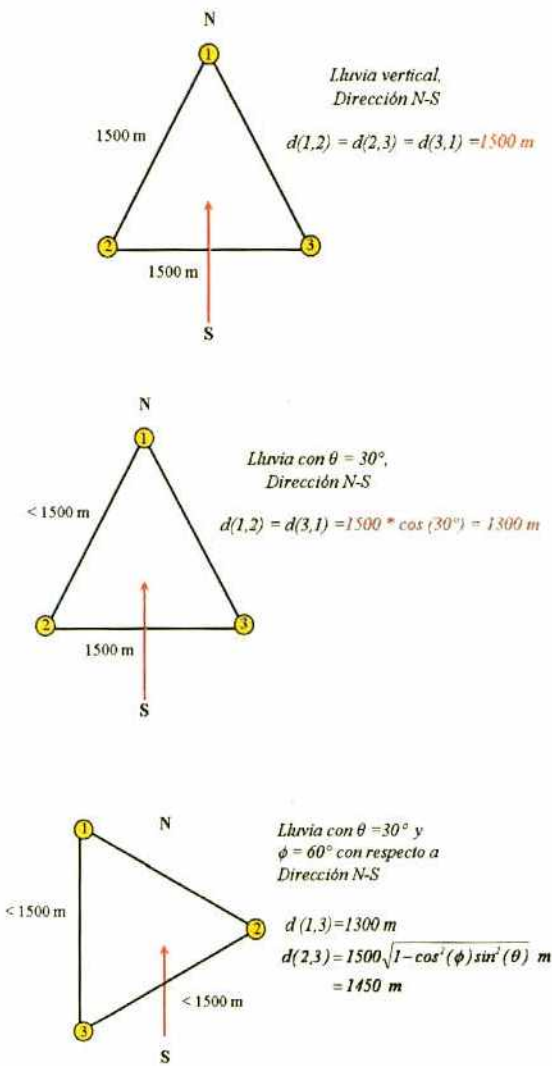


Figura 5.9: Esquema simplificado de la dependencia de la eficiencia de detección con el ángulo acimutal de la lluvia. Este efecto es visible para cascadas de partículas inclinadas.

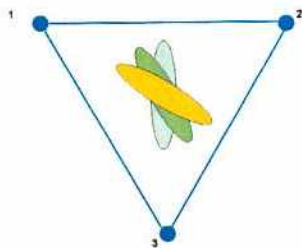


Figura 5.10: Triángulo unitario de Auger donde las elipses señalan la marca de un mismo chubasco cósmico en el suelo rotado en 30° mostrando la simetría en 60°.

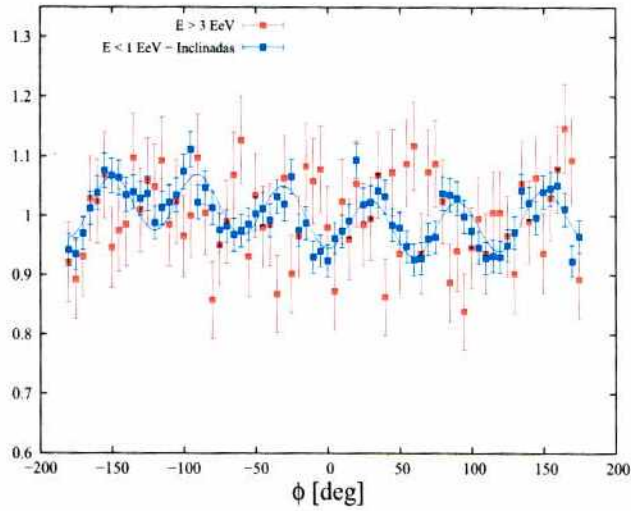


Figura 5.11: Distribución acimutal de eventos con energías $E > 3$ EeV (*puntos rojos*) y para eventos con energías $E < 1$ EeV (*puntos azules*) y con ángulos cenitales comprendidos entre 45° y 60° . También se muestra el ajuste considerando que existen dos fuentes de modulación: la presencia del campo geomagnético y la simetría hexagonal del arreglo de superficie de Auger.

En la figura 5.11 se presenta también el ajuste de esta modulación con una función de la forma:

$$F(\phi) = (1 + B \cos(\phi + A))(1 + D \cos(6\phi + C)) \quad (5.19)$$

donde el término que contiene al $(\cos \phi)$ corresponde a la modulación introducida por la presencia del campo magnético terrestre y el término con $(\cos 6\phi)$ proviene de la simetría en 60° que posee el arreglo de detectores de superficie de Auger. Esta característica del arreglo se verá reflejada en la determinación de la probabilidad de disparo de las estaciones individuales, trasladándose luego al cálculo de la aceptación relativa. A bajas energías las lluvias que incidan sólo en cierta dirección acimutal serán capaces de disparar el arreglo.

A pesar de que este efecto puede ser perfectamente caracterizado, aplicar esta modelización en el cálculo de la aceptación en este momento es un tanto complicado ya que implica tener en cuenta la probabilidad de disparo de las estaciones individuales para distintos valores de ϕ . Este análisis se encuentra más allá del alcance de este trabajo y no se tendrá en cuenta. Sin embargo, se propondrá su solución definitiva en el capítulo 7.

5.4. Efecto de las Condiciones Meteorológicas

Se ha podido comprobar que resultados positivos reportados por experimentos anteriores relacionados con la existencia de anisotropía en las direcciones de arribo de rayos cósmicos a gran escala para energías del orden de 1 EeV [104, 109], podrían haber sido producto de errores sistemáticos introducidos por una dependencia temporal de la eficiencia de detección. Estos cambios temporales pueden estar relacionados con la variabilidad de las condiciones atmosféricas locales o del comportamiento del detector en sí mismo. Esta dependencia, una

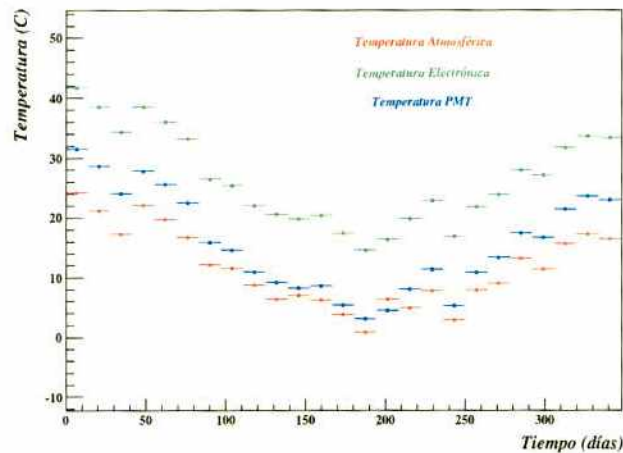


Figura 5.12: Variación de la temperatura atmosférica, y de la temperatura promedio de la electrónica y de los PMTs de las estaciones del arreglo de superficie durante el año 2004. Se puede ver claramente que la temperatura de los PMTs y de la electrónica sigue la misma tendencia estacional de la temperatura atmosférica.

vez más, es notable para eventos de bajas energías, donde la aceptación del detector no está saturada. Es por eso que cualquier búsqueda de anisotropía en direcciones de arriba para bajas energías debe ser corregido por esta variabilidad por lo menos en una primera aproximación.

Las condiciones climáticas pueden afectar de dos maneras la detección de eventos por parte del arreglo de detectores SD. En primer lugar pueden tener influencia directa sobre el funcionamiento del detector (la electrónica y los PMTs son sensibles a cambios de temperatura, presión y humedad ambiente: aunque están diseñados para soportar la amplitud térmica existente en Malargüe sin fallar, su respuesta puede variar con la temperatura de manera importante). Y en segundo lugar, pero no por eso menos importante, está la influencia de las condiciones de temperatura, presión, densidad y humedad atmosféricas en el desarrollo de la cascada de partículas propiamente dicho.

En la figura 5.12 se puede ver cómo la variación estacional de la temperatura en los PMTs y en la electrónica de las estaciones del arreglo en promedio sigue la misma tendencia que la temperatura registrada por una estación meteorológica ubicada en las cercanías del arreglo de detectores.

5.4.1. Influencia de la temperatura en la electrónica del detector

A pesar de que la electrónica y los PMTs fueron diseñados para trabajar correctamente en un amplio rango de temperatura, si se producen grandes cambios en la temperatura local, esto puede afectar su comportamiento. En verano la temperatura local de la electrónica puede alcanzar los 40 ° C, pudiendo afectar el comportamiento de los distintos componentes electrónicos.

En el caso de eventos de bajas energías, las señales en los detectores se encuentran en límite

del nivel de disparo. Cualquier inestabilidad en la determinación de este nivel por cambios en la temperatura de la electrónica puede hacer que ciertos eventos no sean detectables al no contar con 3 estaciones que superen el nivel de disparo. También es posible que lluvias de bajas energías que en condiciones normales no hubiesen disparado una estación, puedan llegar a producir un disparo porque la ganancia de los PMTs es mayor cuando la temperatura de trabajo aumenta.

La forma en que las placas de electrónica y los PMT se comportan en función de la temperatura es difícil de generalizar y no se incluirá en este trabajo.

5.4.2. Influencia de las condiciones atmosféricas en el desarrollo de la cascada

El cálculo de la energía de una cascada de partículas usando el arreglo de detectores SD de Auger se basa en la determinación de la densidad de partículas a una dada distancia del punto de impacto de la lluvia. En el caso de Auger se utiliza como estimador de la energía total la señal que debería tener un detector ubicado a 1000 m del punto de impacto o S(1000) sobre un plano perpendicular al eje de la lluvia. Para obtener este parámetro cierta función LDF se ajusta con un proceso iterativo a la señal registrada por los detectores (ver sección 3.4). Esta función tiene en general la forma de una distribución NKG (ver sección 2.4.4) que describe la distribución lateral de las partículas electromagnéticas a cierto nivel en la atmósfera. Esta función depende de la densidad del aire a través del radio de Molière ($r_m \propto 1/\rho$) que da el ensanchamiento del frente transversal de partículas avanzando por la atmósfera. Una mayor densidad implicará un menor radio de Molière y la densidad de partículas a 1000 m del punto de impacto será también menor.

Otro parámetro que influye en el desarrollo de la cascada en la atmósfera es la presión atmosférica a nivel del piso. Ésta da una medida de la densidad de la columna vertical de aire sobre el detector, de la cual depende la “edad” que tenga la lluvia al llegar al piso. Si la presión es mayor, la cascada será más “vieja” al alcanzar el nivel del detector. El parámetro que define la edad de la lluvia es $s = \frac{3t}{t+2t_m}$, donde $t = X/X_0 = t_v \sec \theta$ (con X igual a la integral de la densidad de la columna de aire en la dirección de incidencia y X_0 es la longitud de radiación en el aire) y t_m es la profundidad correspondiente al máximo de la lluvia. Para la componente electromagnética de una cascada hadrónica, el desarrollo longitudinal se podía parametrizar por una función de Gaisser-Hillas (ver sección 2.4.3) representada por la expresión (2.32).

La profundidad promedio del máximo de la cascada para lluvias de protones de 1 EeV es de aproximadamente 740 g cm^{-2} , aumenta alrededor de 60 g cm^{-2} por década de energía y es 100 g cm^{-2} mayor que para un núcleo de Fe para la misma energía (ver sección 2.4.3). Si uno observa el desarrollo longitudinal de la cascada a 1000 m del punto de impacto, se ve que la profundidad asociada al máximo promedio de partículas es 200 g cm^{-2} más grande que para el punto de impacto.

Una variación en la presión atmosférica se traducirá en un cambio en la señal registrada a 1000 m del punto de impacto. Esta señal está formada por dos componentes principales, electromagnética y muónica. Estas componentes se desarrollan de manera distinta en la atmósfera. La profundidad a la que se produce el máximo de la componente muónica es 100

g cm^{-2} mayor que para la cascada electromagnética siendo mucho menos atenuada. La atenuación exponencial que sufre la cascada electromagnética después de su máximo hace que la fracción electromagnética disminuya considerablemente para lluvias muy inclinadas.

La señal total registrada por un detector ubicado a 1000 m del punto de impacto puede expresarse como la suma de una señal producida por una parte electromagnética ($e^+ e^-$ y γ s) S_{EM} y otra producida por los muones S_μ :

$$S = S_{EM} + S_\mu \quad (5.20)$$

Se define la fracción electromagnética de la señal como

$$f_{EM} = \frac{S_{EM}}{S} = \frac{1}{1 + \frac{S_\mu}{S_{EM}}} \quad (5.21)$$

Esta cantidad puede ser determinada a través de simulaciones Monte Carlo y dependerá de la energía del primario, de su naturaleza, de su dirección de arribo y del modelo hadrónico usado en la simulación.

Considerando que la relación entre S_μ y S_{EM} viene solamente de la atenuación exponencial de la componente electromagnética después del máximo de la cascada, se puede decir que $S_\mu/S_{EM} \propto N_{EM}$ con N_{EM} igual al número de partículas electromagnéticas en la lluvia. Para ángulos cenitales pequeños ($\theta < 60^\circ$), $f_{EM} \simeq 0.6$, lo que corresponde a $\frac{S_\mu}{S_{EM}} \simeq 1.5$.

Usando el hecho de que la profundidad del máximo a 1000 m del core es 200 g cm^{-2} mayor, transformando t_m en $t_m^* = t_m + 5$, y que $X_0/\lambda \simeq 0.5$ se puede expresar este cociente como:

$$\frac{S_{EM}}{S_\mu} \simeq 0.2 + 1.3 \left(\frac{t}{t_m^*} \right)^{t_m^*/2} \exp \left(\frac{t_m^* - t}{2} \right) \quad (5.22)$$

Las variaciones en las condiciones atmosféricas se traducen en efectos sobre dos puntos básicos en el análisis de datos del Observatorio. El primer punto es la determinación de la energía de la cascada y el segundo es la aceptación del arreglo de detectores SD.

Con respecto a la determinación de la energía, si para una dada lluvia el radio de Molière r_m varía con el tiempo, también lo hará el perfil lateral de la misma y el ajuste de la LDF (ver sección 2.4.4) dará como resultado un parámetro S1000 distinto. Las variaciones de temperatura en r_m desplazarán el máximo de la distribución de partículas electromagnéticas para una dada energía. El cambio en el radio de Molière también afectará nuestro cálculo de la aceptación a bajas energías, ya que la "huella" que produzca una lluvia será mayor o menor según la densidad de la atmósfera aumente o disminuya, aumentando o disminuyendo la probabilidad de ser detectada por la configuración de detectores.

En [102] también se estudia el efecto de la variación de la densidad atmosférica sobre la componente muónica de la cascada pero en este trabajo no será tomada en cuenta. Básicamente cambios en la densidad atmosférica en altura puede afectar la absorción de los piones y por lo tanto, la cantidad de muones producidos en su decaimiento.

Efecto en la determinación de la energía

Una variación en la señal a 1000 m se puede expresar como:

$$\Delta S = \Delta S_{EM} + \Delta S_\mu \quad (5.23)$$

De acuerdo a la conversión que se utiliza en Auger para calcular la energía de la cascada (ver sección 3.4, expresión (3.11)) que se traduce en una variación de la energía total de la cascada de la forma:

$$\Delta[\ln E] \simeq 1.06 \Delta[\ln S] \quad (5.24)$$

donde $\Delta \ln S = f_{EM} \Delta[\ln S_{EM}] + (1 - f_{EM}) \Delta[\ln S_\mu]$ [102]. La corrección para calcular la energía real de la lluvia teniendo en cuenta las variaciones atmosféricas sería:

$$E_{real} = E_{teo}(1 - \alpha_T \Delta T - \alpha_P \Delta P) \quad (5.25)$$

donde E_{teo} es la energía calculada sin tener en cuenta la dependencia con la presión ni la temperatura y los coeficientes $\alpha_{T,P}$ son de la forma:

$$\alpha_T \equiv f_{EM} \alpha_T^{EM} + (1 - f_{EM}) \alpha_T^\mu \quad (5.26)$$

$$\alpha_P \equiv f_{EM} \alpha_P^{EM} + (1 - f_{EM}) \alpha_P^\mu \quad (5.27)$$

donde

$$\alpha_T^{EM} = 1.06 \frac{\partial S_{EM}}{\partial T} \quad y \quad \alpha_P^{EM} = 1.06 \frac{\partial S_{EM}}{\partial P}. \quad (5.28)$$

Para los coeficientes correspondientes a la parte muónica se encuentran expresiones similares.

La densidad de partículas electromagnéticas medida a cierta distancia del punto de impacto dependerá del desarrollo longitudinal de las partículas, de la dispersión que sufran en su viaje al detector y de la "edad" de la cascada.

$$\rho(r, t) = N(t, t_m) \times f(r, t) \times C(s) \quad (5.29)$$

Un cambio en cualquiera de estos dos procesos dará como resultado una variación en la señal que se puede expresar como:

$$\Delta S_{EM} = \Delta[\ln N_{EM}] + \Delta[\ln f(r_M, E, \theta)] + \Delta[\ln C] \quad (5.30)$$

donde N_{EM} representa el perfil longitudinal de la cascada y se representa con una función de Gaisser - Hillas (ec. 2.32), f es la distribución lateral de las partículas incluyendo la dependencia con el radio de Molière r_M y $C = \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi \Gamma(s) \Gamma(4.5-2s)}$.

La distribución lateral se representa con función NKG y la variación de la parte electromagnética tendrá la siguiente forma:

$$\Delta[\ln f] = \frac{\partial \ln f}{\partial r_m} \frac{dr_m}{d\rho} \Delta \rho + \frac{\partial \ln f}{\partial s} \frac{ds}{dP} \Delta P \quad (5.31)$$

con

$$\frac{\partial \ln f}{\partial r_m} \simeq \frac{4.5 - 2s}{r_m} \quad (5.32)$$

$$\frac{dr_m}{d\rho} = -\frac{r_m}{\rho} \quad (5.33)$$

$$\frac{\partial \ln f}{\partial s} \simeq 2 \ln \left(\frac{1000m}{r_m} \right) \simeq 5 \quad (5.34)$$

En este punto, se podría plantear cuál sería la altura relevante a la cual tiene que ser evaluado el radio de Molière (y por lo tanto la densidad) en la expresión de la LDF. La dispersión lateral de las partículas en la superficie depende de la dispersión múltiple de Compton hasta unas pocas unidades de cascada *u.c.*⁴ antes de que la lluvia alcance el piso. Se ha propuesto que la altura ideal sería la correspondiente a 2 *u.c.* pero en trabajos posteriores se ha mostrado que evaluar el radio de Molière a 1 *u.c.* es correcto [102] para ajustar los resultados de [103].

También es necesario conocer cómo varía la densidad a diferentes alturas (h) cuando cambia la temperatura a nivel del suelo. Para $h < 2$ km, en [102] encuentran una relación de la forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial T}(h) \simeq \frac{\partial \rho}{\partial T}(0) \exp\left[-\frac{h}{\xi}\right] \quad (5.35)$$

con $\xi = 1.4$ km.

Teniendo en cuenta todo esto y que además $ds/dt \simeq 2/3 t_m$ se llega a la siguiente expresión para la variación de la distribución lateral en función de los cambios de las condiciones atmosféricas a nivel de la superficie:

$$\Delta[\ln f] \simeq (4.5 - 2s) \left[-\exp\left(-\frac{h}{\xi} \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta P}{P}\right) \right] - 3.4 \frac{\Delta P}{X_m} \sec \theta \quad (5.36)$$

Para el término de (5.30) correspondiente al perfil longitud expresado como una función Gaisser - Hillas, se encuentra:

$$\Delta[N_{EM}] = \frac{X_0}{\lambda} \left[1 - \frac{t}{t_m} \right] \Delta t = - \left[1 - \frac{t_m}{t} \right] \frac{\sec \theta}{\lambda} \Delta P \quad (5.37)$$

Finalmente, la contribución del último término de (5.30) se considera despreciable frente a los demás términos.

De esta manera se puede obtener la forma explícita de los coeficientes $\alpha_{T,P}$:

$$\alpha_T = 0.4 (2.25 - s) \exp\left[-\frac{h}{\xi}\right] \% ^\circ C^{-1}, \quad (5.38)$$

y

$$\alpha_P = -1.6 \left[\frac{70 g cm^{-2}}{\lambda} \left(1 - \frac{t}{t_m} \right) - \frac{5.8}{t_m} \right] \sec \theta - 0.24 (2.25 - s) \% mb^{-1} \quad (5.39)$$

En el coeficiente α_P es posible ver que el efecto del cambio en el perfil longitudinal y en el la pendiente de la distribución lateral puede expresarse como un sólo término proporcional a $(1 - \frac{t_m}{t})$ donde $t_m^* = 1 + 5.8 t/t_m$ puede interpretarse físicamente como el efecto de que el máximo de la cascada medido a 1000 m del punto de impacto es más profundo que el medido en el punto de impacto mismo.

Considerando $X_m = 700 g cm^{-2}$ y eligiendo 1 *u.c.* para evaluar el radio de Molière se encuentran valores para α_T de $0.3 \% ^\circ C^{-1}$ y para α_P de $-0.3 \% mb^{-1}$.

⁴Una unidad de cascada es la distancia que corresponde a una densidad de columna X_0

Efecto en el cálculo de la aceptación

La tasa de detección de eventos por unidad de tiempo en un dado rango de señal $[S_m, S_M]$ se puede expresar como:

$$\dot{R}(S_m, S_M) = \int_{S_m}^{S_M} dS A(S) \frac{dF}{dS} \quad (5.40)$$

donde $A(S)$ es la aceptación instantánea del arreglo y puede ser expresada como $A(S) = k P(S)$, donde $P(S)$ es la probabilidad promedio de disparo de una estación (ec. 5.5) y k es una constante global que es proporcional al área del detector al número de celdas activas del arreglo.

Teniendo en cuenta que $dF/dE \propto E^{-3} \propto S^{-3} \times (1 + 3\alpha_T \Delta T + 3\alpha_P \Delta P)$ y que $dE/dS \propto (1 - \alpha_T \Delta T - \alpha_P \Delta P)$, se llega a que:

$$\dot{R}(S_m, S_M) = (1 + a_T \Delta T + a_P \Delta P) \int_{S_m}^{S_M} dS A(S) S^{-3} \quad (5.41)$$

donde los coeficientes que modulan la tasa de detección son $a_{T,P} = 2\alpha_{T,P}$ ⁵.

Si a unos dados valores de referencia $\bar{T}$ y $\bar{P}$, una lluvia de energía E producirá una señal $\bar{S}$, con una probabilidad de disparo asociada $P(\bar{S})$. Para otros valores de T y P , esta misma lluvia generará una señal $S \simeq \bar{S}(1 + \alpha_T \Delta T + \alpha_P \Delta P)$ y el cambio en la

$$\begin{aligned} \frac{P(S)}{P(\bar{S})} &= \xi(T, P, S) \simeq 1 + \frac{1}{P(\bar{S})} \frac{\partial P}{\partial S} (S - \bar{S}) \\ &\simeq 1 + 3 \left(\frac{S_{0.5}}{S} \right)^3 P(S) (\alpha_T \Delta T + \alpha_P \Delta P) \end{aligned} \quad (5.42)$$

Esto es útil para ajustar modulaciones inducidas por el clima en la búsqueda de anisotropía a gran escala cuando la aceptación del detector no está saturada. Se puede ver en la expresión (5.42) que esta corrección es relevante para energías por debajo de la saturación ya que escala con $(S_{0.5}/S)^3$

En la siguiente sección se determinarán los coeficientes que modulan la tasa de detección del arreglo de superficie con respecto a las distintas variables de estado de la atmósfera T , P y ρ .

5.5. Método y análisis

Un primer paso en la comprensión de la variabilidad temporal de la eficiencia de detección de nuestro arreglo consistió en analizar en forma empírica la dependencia con las condiciones climáticas. Para determinar de forma empírica su influencia sobre la aceptación relativa del arreglo de detectores SD de Auger se seleccionaron eventos de un período de estabilidad del arreglo. En particular, se tomó el período comprendido entre Enero y Mayo del año 2004. Se seleccionaron sólo los eventos que, luego de una "limpieza" de estaciones casuales, contenían

⁵Para un espectro de la forma general $E^{-\beta}$, se tiene que $a_{T,P} \simeq (\beta - 1)$. En este caso, por simplicidad se aproxima a 1 el valor 1.06 de la relación entre la señal a 1000 m del punto de impacto y la energías.

3 estaciones con disparo TOT formando un triángulo compacto y con sus tiempos de disparo compatibles con la propagación del frente de partículas a la velocidad de la luz.

En lugar de trabajar con estaciones individuales, se consideró que la unidad de detección para eventos de bajas energías es el triángulo compacto formado por 3 estaciones vecinas. Así, solo se consideraron aquellos periodos en los que las 3 estaciones del triángulo estuvieron activas y enviando T2 a la Estación Central (ver sección 3.3, capítulo 3). No se impuso ningún corte en energía pero se pidió que el ángulo cenital fuese menor a 60° .

Los datos de temperatura y presión fueron extraídos de los archivos de monitoreo de la estación meteorológica ubicada en el Cerro Los Leones. Estos datos son almacenados junto con la información de estabilidad y funcionamiento del arreglo de detectores. En la actualidad, además de la estación meteorológica ubicada en el Cerro Los Leones, se ha instalado una similar en el centro del arreglo de detectores SD, a metros de la estación *Celeste* y del "Central Laser Facility".

El método que se utilizó para estudiar la dependencia de la tasa de conteo de eventos, o la aceptación relativa, con las condiciones climáticas consiste en comparar dos distribuciones que deberían ser idénticas si no existiese dicha dependencia. La primera distribución es la de la variable en consideración (temperatura, presión o densidad) asociada al número de triángulos activos en cierto intervalo de tiempo. En este caso este intervalo se fijó en 20 minutos. La segunda es la distribución del valor de la misma variable asociada a los eventos registrados por los triángulos, también en periodos de 20 minutos. Como el arreglo de detectores SD de Auger se encontraba en ese período en continuo crecimiento, el número de eventos en cada intervalo temporal es dividido por la cantidad de triángulos funcionando en ese momento.

A continuación se presentan los resultados obtenidos para las 3 variables en estudio.

5.5.1. Temperatura Atmosférica

En la figura 5.13 se pueden ver los dos histogramas de temperatura. Estos representan la cantidad de triángulos activos por 20 minutos y por intervalo de temperatura (*negro*) y la cantidad de eventos registrado por cada triángulo en la misma cantidad de tiempo y por intervalo de temperatura (*rojo*). Para realizar estos histogramas se eligió un rango de temperaturas entre -5 y $+35^\circ\text{C}$ dividido en 45 intervalos. Ambos histogramas están normalizados a la unidad y el error en cada bin es poissoniano. Si la detección de eventos fuera independiente de la temperatura se esperaría que ambas distribuciones sean iguales. Sin embargo, en la figura 5.13 se puede ver que éstas presentan diferencias significativas. Haciendo el cociente entre ambas distribuciones, se obtiene la aceptación relativa de nuestro arreglo de detectores SD en función de la temperatura para este conjunto de eventos y este período de tiempo.

El resultado del cociente de las distribuciones se puede ver en la figura 5.14. Se observa una clara tendencia de la aceptación relativa a aumentar con la temperatura atmosférica. Este efecto era esperable por lo mencionado en las secciones anteriores.

Realizando un ajuste lineal a estos resultados se obtuvo la siguiente relación:

$$a(T) \sim 1 + \alpha_T T \text{ con } \alpha_t = 0.0075^\circ\text{C}^{-1} \quad (5.43)$$

Esto implica una variación de $\sim 1\%$ por $^\circ\text{C}$. La incerteza en la determinación de la pendiente es del 13% y el χ^2 por grado de libertad del ajuste fue de 1.35.

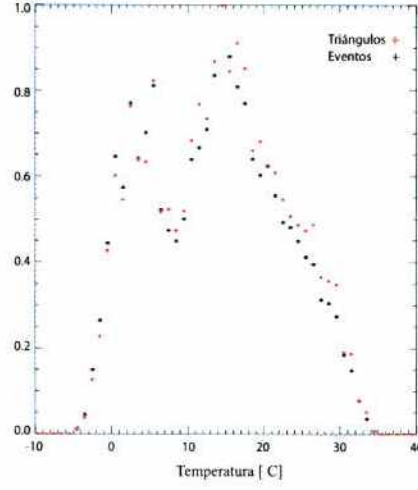


Figura 5.13: Distribución de temperatura asociada solamente a los triángulos activos por cierto periodo de tiempo (*negro*) y la correspondiente a los eventos registrados por esos triángulos (*rojo*). Si la detección de rayos cósmicos de bajas energías fuera independiente de las condiciones climáticas estas distribuciones deberían ser iguales.

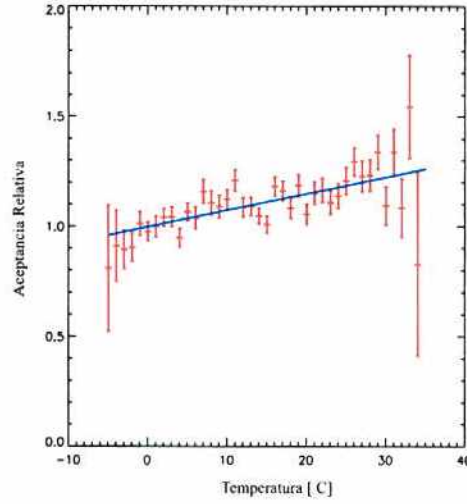


Figura 5.14: Variación de la aceptación relativa con la temperatura atmosférica registrada en el Cerro Los Leones. La línea azul representa el ajuste lineal con una pendiente $\alpha_T = 0.0075^\circ\text{C}^{-1}$.

5.5.2. Presión Atmosférica

El mismo procedimiento de división de histogramas se aplicó a la presión atmosférica. Ésta no sólo influirá en la detección de las cascadas sino que tendrá influencia sobre la calibración de los detectores SD de Auger. Como esta calibración en línea hace uso de la tasa de conteo de muones atmosféricos es esperable que la relación entre Q_{VEM}^{est} (estimado a partir de la tasa de conteo) y Q_{VEM} (valor obtenido de los histogramas de carga) dependa de la presión

atmosférica. En [78] se probó que existe una correlación del $0.5\% hPa^{-1}$, lo que produce una variación del 5% anual en el nivel de disparo de las estaciones.

En la figura 5.15 se puede ver el resultado del cociente entre la distribución de valores de presión asociados a los eventos registrados en cada intervalo de 20 minutos y la distribución de presión de los triángulos activos en el mismo intervalo temporal.

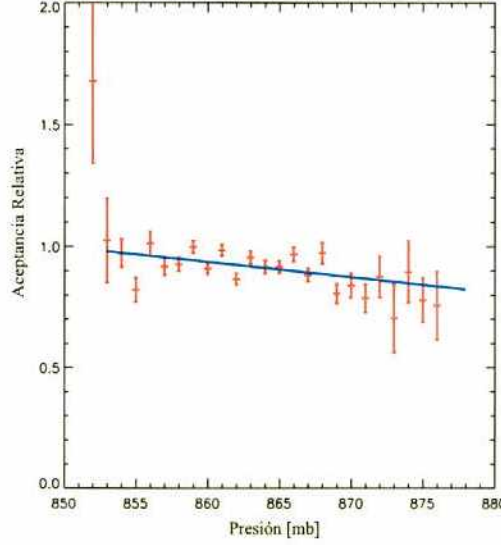


Figura 5.15: Variación de la aceptación relativa con la presión atmosférica registrada en el Cerro Los Leones. La línea azul representa el mejor ajuste lineal con una pendiente $\alpha_P = -0.0010 mb^{-1}$.

El ajuste lineal a estos datos dio como resultado una dependencia de la aceptación relativa con la presión atmosférica de la forma:

$$a(P) \sim 1 + \alpha_P P \text{ con } \alpha_P = -0.0010 mb^{-1} \quad (5.44)$$

El error en la determinación de α_P es del 37% y el χ^2 por grado de libertad del ajuste es de 2.16. Este valor de α_P implica una variación del $0.1\% mb^{-1}$.

En [102] los valores que se encuentran para los coeficientes α_T y α_P son $0.3\% ^\circ C^{-1}$ y $-0.25\% mb^{-1}$ respectivamente.

5.5.3. Densidad atmosférica

A partir de los datos de presión y temperatura se puede calcular la densidad atmosférica a nivel del piso como:

$$\rho(P, T) = \frac{P(mbar)/1013}{T(K)/273} \quad (5.45)$$

En la figura 5.16 se muestra la dependencia de la aceptación relativa calculada a partir del cociente de distribuciones con la densidad atmosférica. El ajuste lineal de estos datos dio como resultado una dependencia de la forma:

$$a(\rho) \sim 1 - \alpha_\rho \rho(T, P) \text{ con } \alpha_\rho = 0.78 \quad (5.46)$$

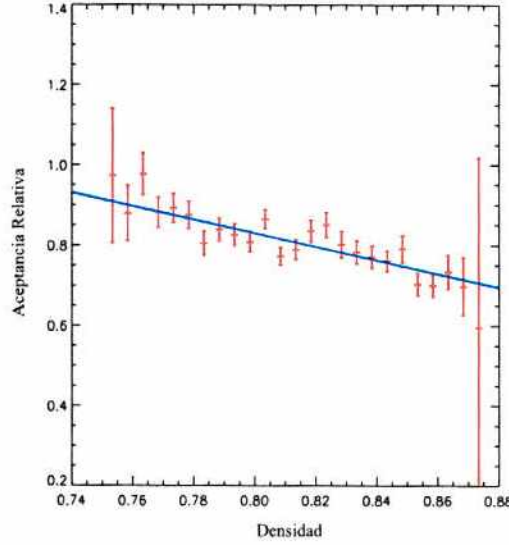


Figura 5.16: Variación de la aceptación relativa con la densidad atmosférica a nivel del piso. La línea azul representa el mejor ajuste que da un coeficiente $\alpha_\rho = 0.78$

donde la pendiente se calculó con un error de 16 % y el χ^2 por grado de libertad del ajuste es de 1,05.

Se puede apreciar que la dependencia de la aceptación relativa con la densidad atmosférica es la más pronunciada, lo que concuerda con lo esperado luego de estudiar como depende el desarrollo de la cascada de la misma. Sin embargo, dentro de la densidad la variable de estado con más influencia es la temperatura atmosférica.

5.6. Discusión y conclusión del capítulo

Este capítulo estuvo dedicado al estudio detallado de la aceptación del arreglo de detectores SD de Auger, especialmente para el caso en que ésta no está saturada. Para el cálculo de la aceptación es necesario conocer la probabilidad de disparo de un detector. Ésta fue determinada en forma empírica, obteniéndose una parametrización simple en función de la señal obtenida en el detector. El método desarrollado se basa en datos reales y no en simulaciones como ha sido propuesto en forma independiente de este trabajo.

Al trabajar por debajo de los valores de saturación de la aceptación, muchos son los factores que pueden provocar un cambio en la eficiencia de detección. En particular, para eventos de la más baja energía detectable por Auger (i.e. aquellos que sólo disparan 3 estaciones) las irregularidades en las posiciones de las estaciones puede influir en la tasa de detección de estos eventos. En forma empírica se determinó que una variación de 5 % en el área del triángulo formado por 3 estaciones vecinas, producirá una variación en la tasa de conteo a bajas energías de $\sim 2,5\%$. Se consideraron también asimetrías producto del ángulo acimutal de arribo de la cascada atmosférica y se tuvieron en cuenta dos factores, el campo magnético terrestre y la asimetría de las elipses con respecto a sus dos ejes. Se corroboraron estas irregularidades realizando los análisis de datos pertinentes.

Finalmente, ha sido estudiado como las condiciones climáticas influyen en la detección de rayos cósmicos usando un arreglo de detectores de superficie. Temperatura, presión y densidad de la atmósfera intervienen en este proceso y afectan principalmente la detección de partículas con energías bajas (~ 1 EeV). La variabilidad de las condiciones atmosféricas con el tiempo afecta principalmente a la reconstrucción de la energía total de la cascada de partículas y a la aceptación del arreglo de detectores. En este trabajo, se estudió este último efecto a partir de datos adquiridos en un periodo estable del año 2004. Se encontró que la tasa de conteo de eventos estará modulada temporalmente principalmente por variaciones en la densidad de la atmósfera y de la temperatura, siendo el efecto de la presión muy pequeño. Los coeficientes que modulan la tasa de conteo que se obtuvieron a partir del método de división de histogramas son: $\alpha_T \simeq 1\% ^\circ C^{-1}$, $\alpha_P \simeq 0,1\% mb^{-1}$ y $\alpha_\rho \simeq 7,8\%$ para la temperatura, presión y densidad a nivel del suelo respectivamente.

Estos estudios son pertinentes para la búsqueda de anisotropía a bajas energías y muestran las incertezas sistemáticas de trabajar con un detector en una zona donde no tiene eficiencia de detección unitaria. Han sido también instrumentales para decidir un nuevo espaciamiento de detectores a fin de trabajar en forma continua desde 10^{17} eV en adelante con eficiencia de detección unitaria (ver Cap. 7).

Capítulo 6

Direcciones de arribo

6.1. Introducción

La distribución de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos contiene la información fundamental para la identificación de sus posibles fuentes. Dicha identificación implica una búsqueda de anisotropías en la dirección de arribo, o sea un exceso de rayos cósmicos provenientes de una dada región del cielo. En esta búsqueda juegan también un rol importante la energía y la composición química del rayo cósmico primario. Como ya se vio en el Cap. 1, si los rayos cósmicos ultra energéticos ($E \gtrsim 5 \times 10^{19}$ eV) no fueran núcleos pesados y fuesen producidos por aceleradores astrofísicos, sus direcciones de llegada deberían apuntar a sus fuentes con sólo pequeñas desviaciones angulares. Aunque esta desviación dependa de la magnitud y dirección de los campos magnéticos presentes en su trayectoria, para partículas de muy alta energías este efecto se va tornando de menor importancia. Por otro lado, las pérdidas de energía que sufren estas partículas al viajar por los fondos de radiación presentes en el Universo limitan la distancia a la que se pueden encontrar sus fuentes a ≤ 70 Mpc. Es por esto que se viene realizando entre los distintos experimentos una búsqueda exhaustiva de acumulación de eventos en una dirección dada dentro de una escala angular pequeña o de patrones a escala angular mediana que reproduzcan cierta distribución local de fuentes, como las galaxias con núcleos activos o AGNs (ver Cap. 1). Hasta este momento, el estudio de la distribución de direcciones de arribo realizada por experimentos previos a Auger no han dado resultados concluyentes. Se ha reportado la existencia de agrupamientos de eventos (dobletes y tripletes) a pequeña escala angular (comparable a la resolución angular de AGASA, i.e. $\sim 3^\circ$) para $E > 40$ EeV [104, 105]. Sin embargo, el experimento HiRes no ha encontrado ningún agrupamiento significativo para una escala de 5° con $E > 10$ EeV [110]. A mayores escalas angulares y más bajas energías podrían existir correlaciones [106] según datos de los experimentos de AGASA, HiRes estéreo, Yakutsk y SUGAR. Para poder realizar una determinación precisa de este tipo de correlaciones entre las direcciones de arribo y fuentes astrofísicas es necesario contar con una estadística significativa de eventos y con un conocimiento preciso del equipo de observación como se mencionara en el capítulo anterior.

6.2. Anisotropía a bajas energías

Tal como se mencionara en el capítulo 1, la transición de fuentes galácticas a extragalácticas se produciría para energías entre 0,1 y 40 EeV. Tornándose entonces más importante la búsqueda de anisotropías en esta banda energética. Sin embargo, la trayectoria de las partículas en caso de ser éstas cargadas deja de ser rectilínea pues aumentará la desviación producida por los campos magnéticos presentes en el medio y por ende la correlación directa con fuentes celestes es cada vez menos probable. En este rango de energías varios experimentos previos a Auger han reportado la existencia de anisotropías en la dirección del Centro Galáctico (AGASA y SUGAR) y del plano galáctico (HiRes y Fly's Eye). AGASA [107, 108] ha reportado un exceso de rayos cósmicos con energías entre 10^{18} y $10^{18,5}$ eV con una significancia de $4,5\sigma$ en una región cercana al Centro Galáctico de 20° de radio centrada en coordenadas ecuatoriales $(\alpha, \delta) \simeq (280^\circ, -17^\circ)$ (ver Apéndice II para la definición de estas variables). En esta región, la razón entre el número de eventos observados y el esperado es $n_{obs}/n_{esp}=506/413,6 = 1,22 \pm 0,05$. Es importante notar que el Centro Galáctico $(\alpha=266,3^\circ, \delta=-29^\circ)$ se encuentra fuera del campo de visión de AGASA, que tiene una cota en declinación de $\delta > -24,2^\circ$ (ver panel izquierdo de la figura 6.1).

Para confirmar el resultado presentado AGASA, Bellido et al. [109] re-analizaron los datos adquiridos por el "Sydney University Ground Array" (SUGAR) tomados entre 1968 y 1979. No se pudo confirmar lo propuesto por AGASA pero reportaron un exceso en el flujo de rayos cósmicos con energías entre $10^{17,9}$ y $10^{18,5}$ de $2,9\sigma$ en una región de $5,5^\circ$ de radio centrada en $(\alpha, \delta) = (274^\circ, -22^\circ)$. En esta región obtienen $n_{obs}/n_{esp}=21,8/11,8 = 1,85 \pm 0,29$ (ver panel derecho de la figura 6.1).

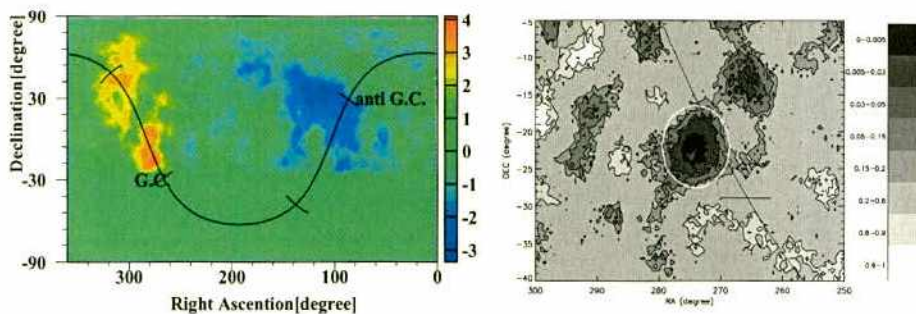


Figura 6.1: *Izquierda:* Mapa de densidad de eventos obtenido por AGASA [104] donde se observa el exceso reportado de $4,5\sigma$ en una región cercana al Centro Galáctico con un radio de 20° . *Derecha:* Mapa de densidad de eventos obtenido por SUGAR [109] mostrando el exceso de $2,9\sigma$ en una región de $\sim 5^\circ$ de radio. La línea horizontal representa la posición del Centro Galáctico.

Trabajos posteriores en los que se analizaron datos de Fly's Eye [111] dieron como resultado un incremento del flujo de rayos cósmicos con energías menores a 3×10^{18} eV en la dirección del plano galáctico

6.3. Búsqueda de Anisotropía con el Observatorio Pierre Auger

Como ya se ha mencionado en distintas oportunidades en este trabajo, el Observatorio Pierre Auger ha sido originariamente concebido para detectar en forma totalmente eficiente rayos cósmicos de energías superiores a ~ 3 EeV. La detección híbrida permite además disminuir los errores sistemáticos, garantizando datos de alta calidad.

Sin embargo, gracias a la configuración del arreglo de detectores de superficie y a las condiciones de disparo establecidas para el mismo, es posible detectar cascadas de partículas con energías hasta $\sim 0,5$ EeV. Aunque el conjunto de datos en este rango de energía es estadísticamente muy importante (superando ampliamente la de experimentos anteriores), en capítulos anteriores de este trabajo se ha mostrado que diversos factores externos comienzan a ser importantes en este caso. Estos factores limitan las condiciones de estabilidad temporal, uniformidad e independencia de los modelos que caracterizan a la detección para más altas energías.

Ante la decisión de utilizar estos datos en la búsqueda de anisotropía en las direcciones de arribo, hay que tener en cuenta las dificultades que plantea trabajar apenas por encima del nivel de disparo del arreglo de superficie. Se requiere que el conjunto de datos cumpla tanto que la distribución de eventos en la coordenada acimutal como la distribución temporal en ascensión recta, sean uniformes. Estas condiciones son necesarias para el cálculo del mapa de cobertura, o simplemente cobertura, del Observatorio, que se define como la cantidad de eventos en una dada dirección del cielo que se obtendría al considerar una distribución isotrópica de rayos cósmicos incidiendo sobre el arreglo. La definición formal de este mapa se desarrollará más adelante en este capítulo analizando previamente la validación de las hipótesis iniciales. Ninguna de ellas se cumple al utilizar los datos adquiridos por el arreglo de superficie a bajas energías debido a la simetría triangular del arreglo de detectores de superficie (ver sección 5.3) y a la modulación estacional y diaria de la tasa de conteo de eventos correlacionada con las condiciones climáticas, respectivamente. Como se ha hecho referencia en el capítulo anterior existe una modulación acimutal introducida por la presencia del campo magnético terrestre y por la simetría de 60° que posee el arreglo de detectores de superficie de Auger. Esta característica del arreglo se verá reflejada en la determinación de la probabilidad de disparo de las estaciones individuales, trasladándose luego al cálculo de la aceptación.

Veamos ahora la evidencia experimental de las modulaciones estacional y diaria. Una vez más se debe señalar que todos estos efectos son importantes solamente para el intervalo más bajo de energía que puede observar Auger.

Modulación estacional de la aceptación relativa

La cobertura es la cantidad relativa de eventos que se espera detectar en una dada dirección del cielo si la distribución de direcciones de arribo de rayos cósmicos fuese totalmente isotrópica. Así como la uniformidad en ϕ , una distribución plana en ascensión recta de los eventos estudiados constituye en general una hipótesis de partida para el cálculo del mapa de la cobertura del detector de superficie de Auger, sin importar el método que se utilice para

este cálculo. Sin embargo y como se puede ver en la figura 6.2, si el conjunto de datos a analizar se distribuye en un período de tiempo menor a un año la distribución en ascensión recta deja de ser uniforme. En particular en esta figura se muestra la modulación en la distribución que aparece al elegir eventos de dos estaciones del año distintas (invierno y verano).

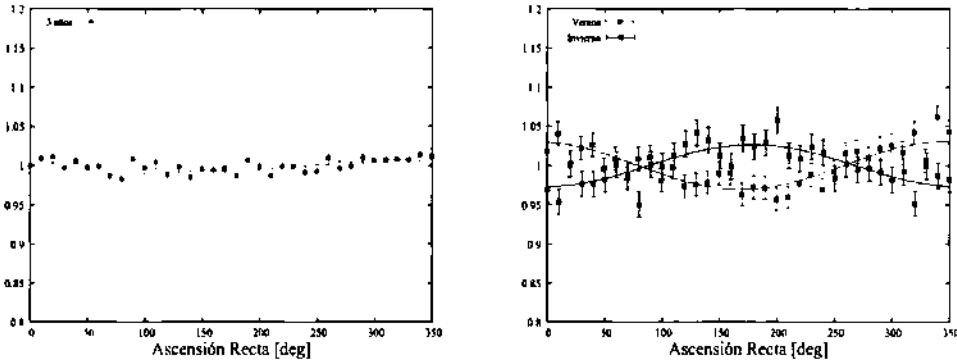


Figura 6.2: *Izquierda:* distribución en ascensión recta RA para 3 años consecutivos. *Derecha:* distribución en ascensión recta para verano (*azul*) e invierno (*negro*). Se puede ver que la modulación estacional se compensa al tomar años completos de adquisición de datos.

Al contar con periodos de tiempo múltiplos de años completos, este efecto desaparece y no existe la necesidad de corregir los cálculos posteriores.

Modulación diaria de la aceptación relativa

Una modulación diaria de la aceptación se verá reflejada en la distribución del tiempo UTC de los eventos. En la figura 6.3 se muestra la distribución de los tiempos UTC de los eventos 3 TOT en el período comprendido entre enero y mayo de 2004. En la misma se presenta también el ajuste del histograma usando la información de la variación de la aceptación con la temperatura obtenida en el capítulo 5. Para este ajuste se calculó la temperatura promedio (pesada por el tamaño del arreglo) para el período seleccionado en cada intervalo de UTC. La forma de la modulación esperada se calcula utilizando la fórmula $a(T) \sim 1 + \alpha T$ (o P o ρ calculada en el capítulo 5. En esta figura se ve que la forma general de la modulación es reproducida usando esta dependencia con la temperatura y con la densidad (líneas *roja* y *amarilla*, respectivamente). La modulación esperada a partir de la dependencia con la presión no ajusta con los datos experimentales (línea *azul*), lo que representa un argumento más para pensar que las variables importantes en este caso son la temperatura y/o la densidad.

6.3.1. El mapa de cobertura de Auger

El mapa de cobertura será usado para normalizar las distribuciones de arribo registradas por nuestro detector y es una normalización fundamental tanto para la búsqueda de fuentes puntuales como para la determinación de anisotropía a gran escala a partir de la estimación del espectro angular de potencias.

El mapa de cobertura debe tener en cuenta la exposición del detector en ascensión recta y declinación y puede ser calculado a partir de simulaciones Monte Carlo o usando el mismo

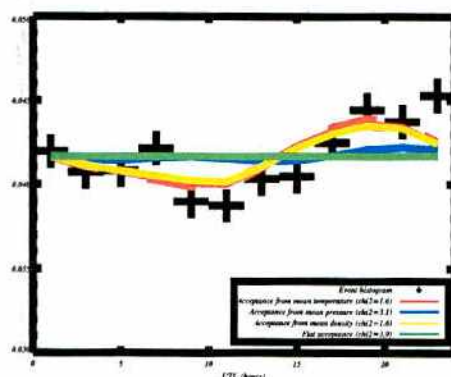


Figure 7: UTC histogram of events for our considered time period, and the expected variation of acceptance with UTC deduced from its temperature (red), pressure (blue) and density (yellow) dependence. The red dotted lines represent an uncertainty of 20% on the 7 coefficient in the law $a(T) \sim 1 + \alpha T$.

12

Figura 6.3: Modulación diaria de la aceptación traducida en el tiempo UTC y la variación esperada de la aceptación con UTC deducida a partir de su dependencia con la temperatura (rojo), la presión (azul) y la densidad (amarillo). La línea punteada representa una incerteza del 20 % en el coeficiente α de la ley $a(T) \sim 1 + \alpha T$.

conjunto de datos adquiridos. En el segundo caso, se pueden tratar los datos de dos maneras distintas. La primera es la técnica de “shuffling”, “scrambling” o “mezclado” y la segunda consiste en la aplicación del procedimiento que recibe la denominación de método “semi-analítico”.

El método de mezclado consiste en intercambiar los tiempos de arribo de los eventos para producir una serie de conjuntos de datos que luego se promedian para obtener el mapa de cobertura. Estos nuevos conjuntos derivados de un primero contienen todos la misma cantidad de eventos. Un tiempo de arribo de un evento es asociado al azar a una dirección local de arribo (θ, ϕ) de otro evento en el primer conjunto. Este procedimiento se repite hasta que se completa un nuevo conjunto que tendrá las mismas distribuciones de tiempo de arribo, θ y ϕ sin embargo como el apareamiento entre ellas ha sido realizado al azar, todas las direcciones celestes también lo han sido produciendo un flujo isotrópico. Se hace un mapa del cielo para las direcciones de arribo de cada conjunto y el mapa de cobertura será el promedio de ellos.

Por otro lado, el método semi-analítico se basa en el ajuste de la distribución en ángulo cenital θ de los eventos y en el cálculo del mapa de cobertura a través de integrales numéricas incluyendo cierto tipo de modelización de la dependencia de la aceptación con distintas variables.

6.4. Método de Mezclado

Este método se basa en realizar un promedio sobre varios conjuntos de eventos “posibles” producidos a partir de una redistribución al azar de ciertas variables (como se señalará a

continuación) de eventos reales que por ende tendrán en cuenta la exposición del detector. Existen dos posibilidades con respecto a la elección de estas variables:

- Aquellas variables conectadas con el tiempo de arribo de los eventos como el Tiempo Universal Coordinado (UTC), el tiempo sidéreo local (LST) y el día Juliano (JD) (ver Apéndice II para la definición de estas variables). Mezclar una u otra de estas variables dará distintos resultados, cada uno con sus ventajas y desventajas.
- Ángulos acimutales. Como ya se vió antes, la uniformidad en ϕ deja de existir para energías muy bajas y eventos inclinados. Además la existencia de anisotropía a gran escala puede afectar de gran manera la distribución de esta variable. Por estos motivos parece ser más razonable no mezclar la distribución en ϕ de datos reales.

Luego de producido un gran número de eventos se promedian para calcular el mapa de cobertura. La resolución será proporcional a $\frac{1}{\sqrt{N_e \times N_s}}$, donde N_e es el número de eventos en cada muestra y N_s es el número de muestras mezcladas y si se subdivide el cielo en intervalos de ángulo cenital para todo ϕ se obtendrán las resoluciones pertinentes.

A continuación se presentarán las distintas variables temporales que se podrían mezclar para tener en cuenta distintos efectos sobre la aceptación (i.e. modulación diaria o estacional y presencia de anisotropía real en la distribución de direcciones de arribo).

Mezcla de UTC: La distribución UTC de los eventos no cambia a lo largo del año y, por lo tanto, usar esta distribución con datos adquiridos durante un año completo o incompleto no produce mucha diferencia. Si existe una modulación diaria de la aceptación, esta aparecerá reflejada en la distribución de UTC (ver Fig. 6.3). Si hay una modulación solamente estacional, esta no afectará esta distribución a lo largo de un año completo. Notar también que UTC y ascensión recta/LST no son independientes si no que tienen una diferencia de fase que va de 0 a 24 horas en un año y por lo tanto una anisotropía real a una dada ascensión recta desaparecerá en UTC a lo largo de uno o más años completos y aparecerá en forma parcial si se toman años incompletos. De esta manera, mezclar el UTC de los eventos para generar otro conjunto de datos parece ser una opción inteligente ya que la modulación diaria se incluye en el mapa de cobertura y posibles anisotropías desaparecen si se incluyen años completos. Tiene el inconveniente mencionado que de trabajar con años incompletos se incluirá una parte residual de una posible anisotropía presente en el mapa de cobertura, lo que trae como consecuencia una disminución en la sensibilidad para detectar dicha anisotropía. Este comportamiento se ilustra en la figura 6.4.

Mezcla de LST: Por lo antedicho del desfase UTC/LST, una modulación diaria de la aceptación del detector se cancelará en LST si se toma un año completo de datos, permaneciendo parcialmente si se trata de menos de un año. Una variación estacional se cancelará exactamente como para la distribución en UTC. Sin embargo, la existencia de una anisotropía real en el cielo no se cancelará en ningún caso ya que se desfasa de la misma manera que el LST. El mapa de cobertura creado incluirá cualquier anisotropía en ascensión recta (RA) ya que esta coordenada está estrechamente ligada con el tiempo

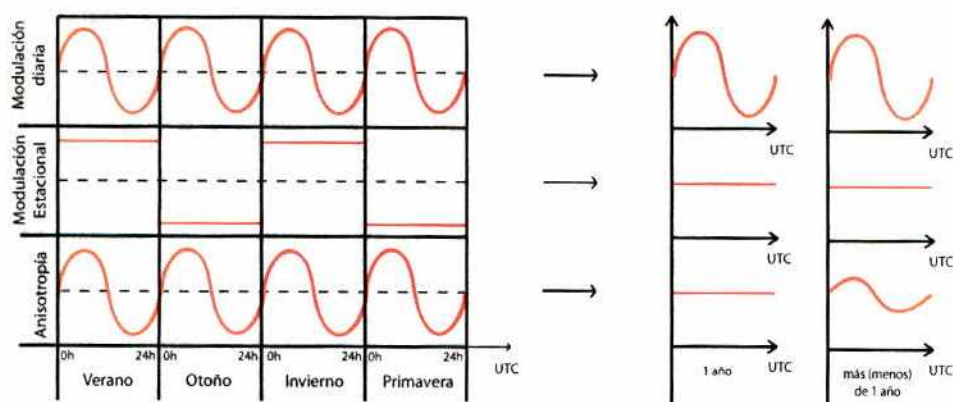


Figura 6.4: Distribuciones de la variable UTC. Efectos de modulaciones diarias y estacionales y de la presencia de anisotropía real en las direcciones de arribo.

LST y débilmente con el ángulo cenital y el acimutal. No es una variable aconsejable por no incluir la modulación diaria e incluir anisotropías reales.

Mezcla de JD y UTC: el día juliano es la cantidad de días y fracciones desde la medianoche del día 1 de enero del año 4713 a.C. Existe la posibilidad de mezclar junto a los tiempos UTC, la variable JD de los eventos y en estos casos JD es el valor entero del número y UTC la parte decimal. La distribución en JD reflejará una posible modulación estacional para cualquier periodo de tiempo considerado (año completo o no), mientras que la distribución UTC exhibe la modulación diaria. Una anisotropía real no modificaría en nada el histograma de JD pero seguiría apareciendo en forma residual en la distribución de UTC en años incompletos. Esto implica que agregar la mezcla de los tiempos JD sólo sirve para incluir la modulación estacional de manera natural y considerar que es independiente de la modulación diaria [115].

En general es conveniente privilegiar las variables que incluyan tanto la modulación diaria como estacional y no a las anisotropías. En las primeras facetas de operación del Observatorio el requerimiento de incluir años completos es de mayor relevancia de lo que será en el futuro.

Veamos ahora el impacto en el mapa de cobertura de una estadística limitada y de la no inclusión de la modulación diaria de la aceptación del detector. En la Fig. 6.5 se muestra una comparación entre un mapa de cobertura realizado con conjuntos de 50000 y de 3800 eventos simulados. Los eventos fueron simulados con una distribución acimutal uniforme, una distribución $\sin(\theta) \cos(\theta)$ para el ángulo cenital y con un espectro de energías siguiendo una ley de potencias de la forma $E^{-2.7}$ alrededor de 1 EeV. Se realizó un intercambio de tiempo UTC de cada conjunto generando 1000 nuevos conjuntos de cada uno de los dos originales. Como se puede ver, la falta de estadística en el conjunto de datos usado para el armado del mapa de cobertura afecta la uniformidad, mayormente en la declinación.

En la figura 6.6 se ilustra como una modulación diaria de la aceptación del detector se ve reflejada en la construcción del mapa de cobertura del cielo de Auger. Para ello se simulaban 50000 eventos con una distribución uniforme en UTC y otros tantos con una modulación diaria de la aceptación pero manteniendo las mismas características de los eventos simulados

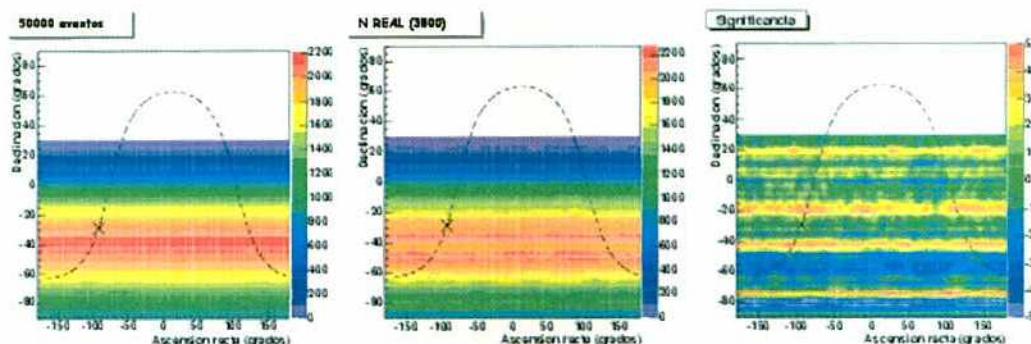


Figura 6.5: Mapas de cobertura usando la técnica de mezclado o intercambio de los tiempos UTC. *Izquierda:* mapa realizado a partir de un conjunto de 50000 eventos simulados. *Centro:* mapa realizado mezclando un conjunto de 3800 eventos simulados. *Derecha:* diferencia entre ambos mapas mostrando como las fluctuaciones estadísticas del conjunto de datos original afecta la distribución, mayormente en declinación.

para la figura 6.5. Esta modulación es de la forma:

$$a(t) = 20 \cos\left(\frac{2\pi t}{86400}\right) \quad (6.1)$$

En el panel de la izquierda de la figura 6.6 se representa el mapa de cobertura obtenido luego de aplicar el método de mezclado al conjunto de datos con UTC uniforme. En el panel central se tiene el mismo mapa obtenido con el conjunto de eventos con la modulación diaria en la distribución temporal. Finalmente, en el panel de la derecha se muestra la diferencia entre ambos mapas.

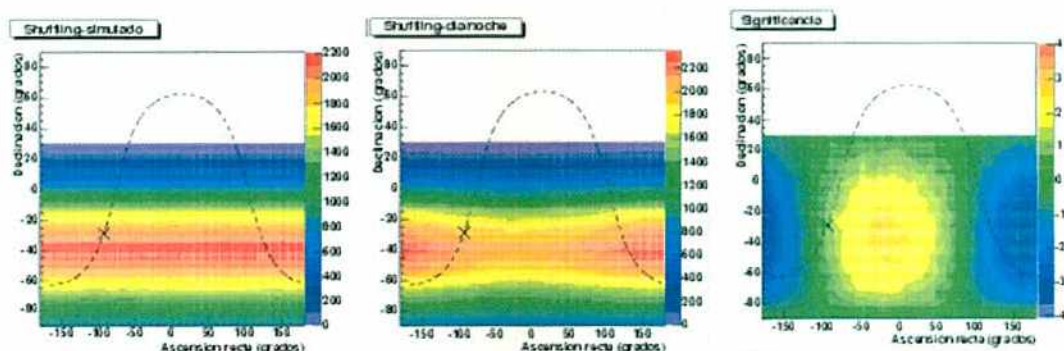


Figura 6.6: Efecto de una modulación diaria sobre el mapa de cobertura. *Izquierda:* mapa realizado a partir del mezclado del UTC de un conjunto de 50000 eventos simulados con una distribución temporal uniforme. *Centro:* mapa realizado con el mezclado de los tiempos UTC de un conjunto de 50000 eventos simulados con una modulación de la aceptación diaria. *Derecha:* diferencia entre ambos mapas.

Resumiendo, las ventajas de la técnica de mezclado serían que se tienen en cuenta los efectos introducidos por el funcionamiento del detector (aunque se vio que esto también

depende de cual variable se elija mezclar) y que es muy simple en sus principios y en su implementación.

Por otro lado presenta desventajas importantes como las siguientes:

- La existencia de anisotropía en las direcciones de arribo modifica la distribución temporal de las direcciones de arribo, y se trasladará totalmente la variable LST y parcialmente a UTC si no se consideran años completos.
- Las fluctuaciones estadísticas del conjunto de datos originales se preservan en el proceso de mezclado. La precisión que se puede alcanzar en el mapa de cobertura depende de estas fluctuaciones iniciales que pueden inducir patrones de anisotropía falsos de cierta magnitud porcentual. (CLEMENTINA: por que decis que se preservan?, deberian reducirse aquellas en ascension recta con el numero de nuevos conjuntos segun $\frac{1}{\sqrt{N_e \times N_j}}$. El problema que disminuyen solo aquellas en ascension recta, pero no en declinacion, por que randomiza el tiempo de arribo)
- Es muy lento comparado con el método semi-analítico que se describirá a continuación.

6.5. Método Semi-analítico

Este método ha sido presentado en [116, 117, 118] y ha sido utilizado para calcular el mapa de cobertura de Auger que se usó en los primeros resultados publicados por la colaboración [112]. Básicamente consiste en obtener la aceptación cenital del observatorio a través de un ajuste de datos y suponer que es uniforme en acimut. Esta distribución cenital no es dependiente de una anisotropía real en las direcciones de arribo [118] por lo que usar un ajuste de los datos no afecta en nada la resolución en la determinación de excesos en el mapa de eventos. Luego se computa el mapa de cobertura integrando numéricamente funciones analíticas.

6.5.1. Ajuste de la distribución cenital de los eventos

Se sabe que la distribución en ángulo cenital de los eventos debe seguir una ley simple (si la aceptación de nuestro detector está saturada) de la forma $\cos\theta d(\cos\theta) = \cos\theta \sin\theta d\theta$ a partir de consideraciones geométricas solamente (ángulo sólido y proyección del detector en la dirección de incidencia). La aceptación *efectiva* del detector va a actuar sobre esta distribución imponiéndole un corte para ángulos cenitales grandes que se puede modelizar de distintas maneras. Se eligió una función de Fermi - Dirac. Sin embargo, este modelo parece ser insuficiente como se puede ver en la figura 6.7 donde se nota una desviación del ajuste para ángulos pequeños de la distribución $\sin\theta \cos\theta$ esperada. Esta desviación puede explicarse por el hecho de que las lluvias casi verticales (y de baja energía como se consideran en este trabajo), son muy viejas. Esto significa que se han desarrollado muy arriba en la atmósfera y al llegar al suelo tienen un número de partículas menor, lo que implica que existe una menor probabilidad de que disparen por lo menos tres detectores del arreglo de superficie. Es por

esto que, a este ajuste se agrega un polinomio grado n de la siguiente manera:

$$dN = \mathcal{P}(\theta)d\theta = \text{Poly}(\theta, n) \cos \theta \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\theta - \theta_0}{\Delta\theta}\right)} \sin \theta d\theta \quad (6.2)$$

Para optimizar el ajuste con $n = 1$ es suficiente (como se puede ver en la figura 6.7).

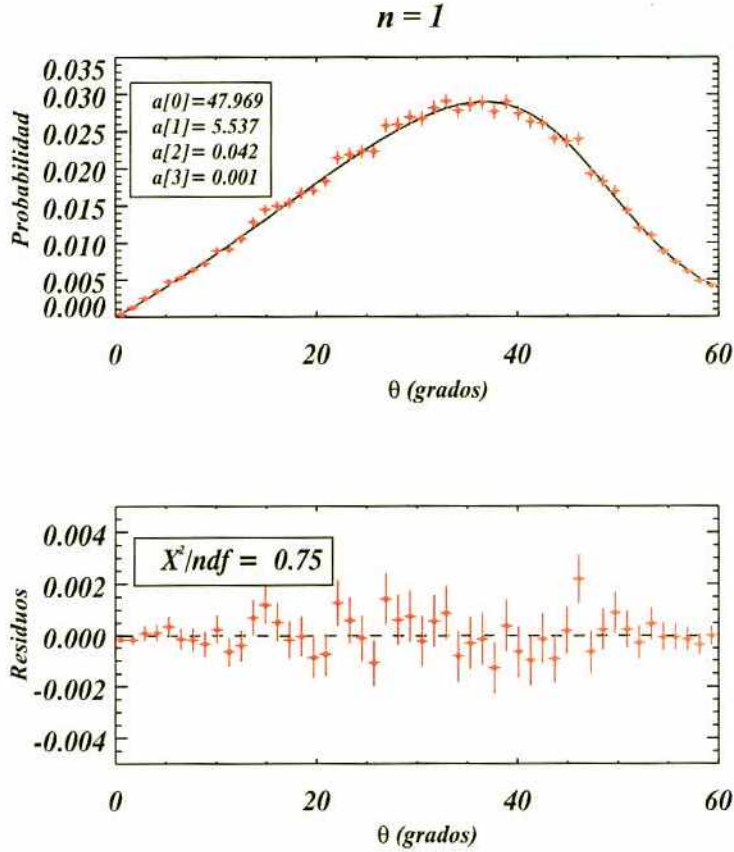


Figura 6.7: Dependencia de la aceptación con el ángulo cenital: la curva es el modelo ajustado a los datos (rojo). Los parámetros ajustados se muestran en el panel superior ($a[0] = \theta_0$, $a[1] = \Delta\theta$, siendo los parámetros siguientes los del polinomio para cada grado creciente. El panel inferior muestra los residuos del ajuste junto con el χ^2 reducido.

De la ecuación 6.2 se ve que se puede pasar a distribución por ángulo sólido $a(\theta)$ a través de la relación:

$$\mathcal{P}(\theta) = a(\theta) \sin \theta \quad (6.3)$$

Obtenida la distribución en ángulo cenital se puede obtener en declinación a través argumentos geométricos.

6.5.2. Estimación de la distribución en declinación

Como la Tierra gira alrededor de su eje y el arreglo de superficie del observatorio toma datos las 24 horas del día, si se asume una aceptación constante, se espera que la cobertura (o la exposición) del cielo sea simétrica alrededor del eje de rotación de la Tierra y, por lo tanto, sólo dependiente de la declinación δ . Si se trabaja en el sistema de referencia cartesiano local, se puede definir una base de vectores de la forma:

$$\vec{u}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos l \\ \sin l \end{pmatrix} \quad \vec{u}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{u}_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin l \\ \cos l \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

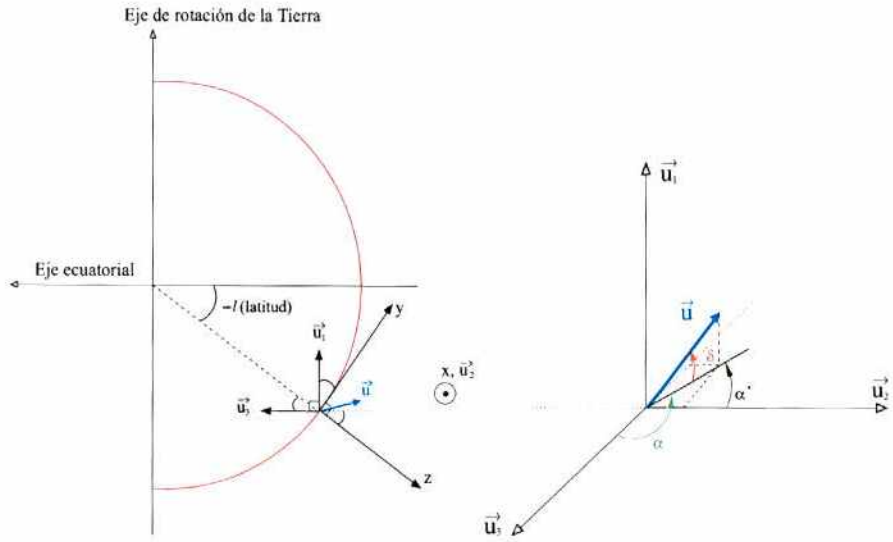


Figura 6.8: *Izquierda:* representación del vector correspondiente a la dirección de arribo de la lluvia $\vec{u}$ sobre el sitio de Auger en el sistema de referencia cartesiano local y *Derecha:* en coordenadas ecuatoriales.

donde $\vec{u}_1$ es el eje de rotación de la Tierra y $\vec{u}_2$ es el eje en la dirección Este-Oeste. Las coordenadas ecuatoriales (α, δ) (con α igual a la ascensión recta y δ igual a la declinación) de las direcciones de arribo de las partículas, se pueden expresar en función del vector $\vec{u}$ de la siguiente manera:

$$\vec{u} \cdot \vec{u}_1 = \cos \left(\frac{\pi}{2} - \delta \right) = \sin \delta \quad (6.5)$$

$$\vec{u} \cdot \vec{u}_2 = \sin \left(\frac{\pi}{2} - \delta \right) \sin \alpha = \cos \delta \sin \alpha \quad (6.6)$$

$$\vec{u} \cdot \vec{u}_3 = \sin \left(\frac{\pi}{2} - \delta \right) \cos \alpha = \cos \delta \cos \alpha \quad (6.7)$$

y en el sistema de coordenadas cartesianas local, se puede escribir el vector $\vec{u}$ como:

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} \cos \delta \sin \alpha \\ \sin \delta \cos l - \cos \delta \cos \alpha \sin l \\ \sin \delta \sin l + \cos \delta \cos \alpha \cos l \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

Como el ángulo cenital θ se puede definir como $\vec{u} \cdot \vec{u}_z = \cos \theta$, entonces

$$\cos \theta = \sin \delta \sin l + \cos \delta \cos \alpha \cos l \quad (6.9)$$

La distribución elemental de la declinación en un intervalo $d\alpha$ de ascensión recta es $a(\theta) d\alpha$ (ver ecuación 6.3). La distribución en declinación final (exposición o cobertura en declinación) se obtiene integrando numéricamente en ascensión recta para una vuelta completa de la Tierra (i.e. en un día sidéreo completo; ver apéndice II):

$$\text{Cobertura}(\delta) = \int_0^{2\pi} a[\arccos(\sin \delta \sin l + \cos \delta \cos \alpha \cos l)] d\alpha \quad (6.10)$$

Para probar la precisión de este método (cálculo de la distribución de la declinación usando el ajuste de la distribución de θ de los eventos) se realizó un simple Monte Carlo, comparándolo también con el método propuesto en [114] que se basa en el ajuste de funicones suavizadas a la declinación. Estos resultados se muestran en la figura 6.9. En el panel de la izquierda se muestra la distribución real en declinación y las obtenidas con los distintos métodos. Para poder apreciar mejor la diferencia entre éstos en el panel de la derecha se muestran los residuos de cada uno de ellos respecto a la declinación real. Los puntos rojos corresponden al método propuesto en esta sección para la determinación de la declinación, mientras que los puntos azules y verdes son el resultado de dos tipos de ajustes propuestos en [114]. Se puede ver que los puntos rojos se encuentran en mejor acuerdo con el input de la simulación, habiéndose reducido tanto los errores sistemáticos como los estadísticos. Esto da una prueba firme de la validez de este método, con el cual es posible alcanzar una precisión de 1-2 % asumiendo independencia en ascensión recta.

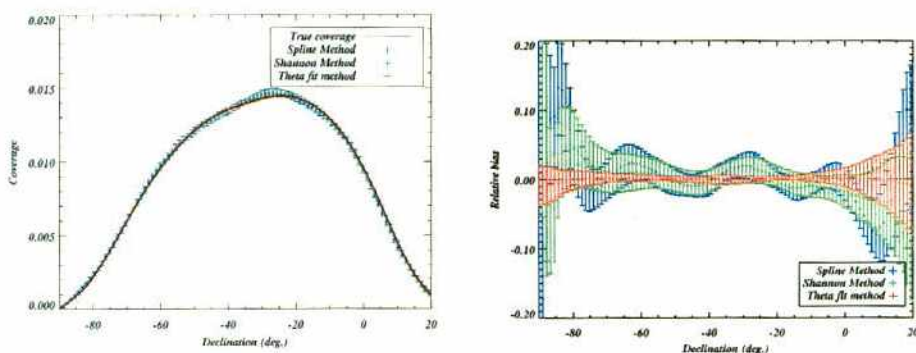


Figura 6.9: *Izquierda:* Resultado de la comprobación de la precisión del método usando simulaciones Monte-Carlo: la distribución usada como input (ajustada de datos reales del arreglo de superficie) está representada por la línea negra, los puntos azules y verdes corresponden a distintos ajustes para la declinación mientras que los puntos rojos corresponden al método usado en este trabajo. Las barras de error corresponden a la dispersión de las simulaciones. *Derecha:* Residuos de la simulación Monte Carlo: una vez más los puntos verdes y azules corresponden a distintos ajustes propuestos en [114] y los puntos rojos corresponden al método presentado en esta sección. Las barras de error corresponden a la dispersión de las simulaciones Monte Carlo.

Hemos asumido que la cobertura es constante en ascensión recta. Pero si la aceptación además presenta una variación temporal (por efectos de crecimiento del arreglo, efectos climáticos estacionales o diarios, etc...) o una variación con alguna otra variable como el ángulo acinutal, hacer la integral (6.10) sobre un día sidéreo ya no es válido. La aceptación deja de ser constante en ascensión recta y, por lo tanto, cada dirección en el cielo (α , δ) corresponde en un instante t (UTC) a una dirección ($\theta(t)$, $\phi(t)$). En este caso el mapa de cobertura debe calcularse integrando numéricamente lo que se puede denominar aceptación *global* $a(t)$ sobre todo el período de toma de datos.

Encontrar una modelización adecuada de esta aceptación *global* es bastante difícil y se puede realizar de dos maneras: (1) a partir del estudio del funcionamiento del detector y del análisis de la correlación entre distintas variables externas (temperatura y presión atmosféricas, número de hexágonos trabajando en forma correcta, variaciones en las condiciones de disparo, etc..) y la tasa de conteo de eventos o (2) obtener la variación temporal directamente del ajuste de los histogramas de los tiempos de los eventos, ya sea UTC, sidéreo (ST) o días julianos (JD).

6.5.3. Impacto de una aceptación variable

A bajas energías, debido a la gran separación que hay entre tanques del arreglo de superficie, no se espera que todos los eventos sean detectados. La aceptación del arreglo dependerá de su configuración y de su estado de funcionamiento en el momento en que se produzca el evento. Este estado dependerá además de posibles variaciones sistemáticas que se deberían conocer por lo menos en una primera aproximación. Las fuentes más evidentes de estos efectos sistemáticos son las inestabilidades en el funcionamiento del detector y los cambios en las condiciones climáticas. Como ya se estudió en el capítulo 5 la aceptación del arreglo de superficie para bajas energías es bastante sensible a cambios en las condiciones atmosféricas locales (temperatura, presión y densidad).

Los métodos propuestos hasta el momento (analítico [113] o semi-empírico [114]) consideran la independencia de la tasa de conteo o de la aceptación con la ascensión recta o con el tiempo UTC en el cálculo de la cobertura del cielo como hipótesis principal. Esto implica que ningún método basado en la invarianza en ascensión recta para la cobertura de Auger podría funcionar también para bajas energías. Si éstos se aplicasen sin ninguna corrección teniendo el conteo de eventos variaciones día/noche o estacionales se puede producir la aparición de patrones de anisotropía falsos. Cuando se describió el método de mezclado en la sección 6.4 se mostró la influencia de una variación temporal de la eficiencia de detección en la aparición de patrones en el mapa de excesos final.

Tomando la dependencia de la aceptación calculada en el capítulo 5 con los parámetros que se consideren relevantes, se la integró en función del tiempo para obtener la cobertura de Auger en cualquier dirección del cielo. Después se eligió cierto periodo de tiempo y un dado conjunto de datos para analizar. Idealmente se debería elegir un rango de energía dado pero en este caso se eligieron los eventos 3TOT puros (sólo 3 estaciones con TOT; ver capítulo 4) que representan los eventos con menor energía detectable por Auger.

Usando una muestra de 20000 eventos 3TOT registrados en 5 meses comprendidos entre Enero y Mayo de 2004, se calculó la aceptación relativa en función del tiempo. No se tomó en

cuenta la dependencia pura con el ángulo azimutal que podría aparecer por la asimetría del arreglo de superficie, ya que los eventos estudiados no tienen grandes ángulos cenitales.

Se modeló la dependencia de la aceptación con el ángulo cenital de la siguiente manera (ver sección 6.5):

$$a(\theta) = Poly(\theta, n) \times \cos \theta \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\theta - \theta_0}{\Delta\theta}\right)} \quad (6.11)$$

Para la dependencia con las condiciones climáticas sólo se consideró como parámetro relevante la temperatura atmosférica, usándose la siguiente expresión (ver sección 6.5):

$$a(T) \sim 1 + \alpha T \text{ con } \alpha = 0.0075^\circ C^{-1} \quad (6.12)$$

Finalmente, la variación absoluta de la aceptación con el tiempo es deducida a partir del número de estaciones del arreglo activas en el momento del evento que se obtiene de los archivos T2 de monitoreo de los detectores.

Así, sumando todos los efectos es posible obtener la aceptación total como:

$$a(\theta, t) = a_{T2}(t) \times a_{ajuste}(\theta) \times a_{temp}(T(t)) \quad (6.13)$$

Con este valor de aceptación para cada intervalo de tiempo y para cada valor de ángulo cenital, se puede representar una dada dirección en el cielo en coordenadas ecuatoriales (α, δ) en función del tiempo y del ángulo cenital de la siguiente manera:

$$\cos(\theta(t)) = \sin \delta \sin \lambda + \cos \delta \cos \lambda \cos(\alpha - A(t)) \quad (6.14)$$

donde λ es la latitud del sitio (en este caso, -35.2°) y $A(t)$ es la ascensión recta correspondiente al ángulo cenital del Observatorio en el momento t , que es una función lineal pura con período igual a un día sideral.

El mapa de cobertura se calcula entonces como:

$$W(\alpha, \delta) = \int_{t_{obs}} dt a[t, \theta(t)] \quad (6.15)$$

donde t_{obs} es el periodo de tiempo analizado. En la figura 6.10 se puede ver un ejemplo de mapa de cobertura calculado con eventos 3 TOT del período comprendido entre Enero y Mayo de 2004, usando el método para hacer mapas propuesto en [114].

Si uno realiza el mapa de cobertura sin tener en cuenta la dependencia de la aceptación con la temperatura (descrita por (5.43)) aparece en el mapa de excesos un cierto patrón no uniforme mientras que al introducir este efecto la distribución se acerca más a la isotropía (de igual manera que en el método de mezclado). Para describir de manera más cuantitativa este efecto se realizó el análisis en armónicos esféricos de los datos. En la figura 6.11 se puede ver el resultado obtenido. Cuando no se tienen en cuenta la variación temporal de la aceptación, aparece un dipolo a 3σ en los datos que desaparece al agregar la dependencia de la aceptación con la temperatura al cálculo de la cobertura.

Para finalizar, las ventajas del método semi-analítico se pueden resumir de la siguiente manera:

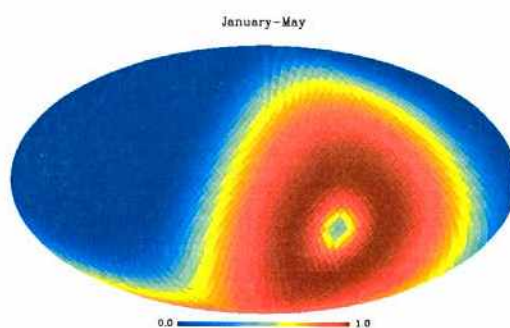


Figura 6.10: Mapa de la cobertura de Auger para eventos 3 TOT presentado en coordenadas galácticas.

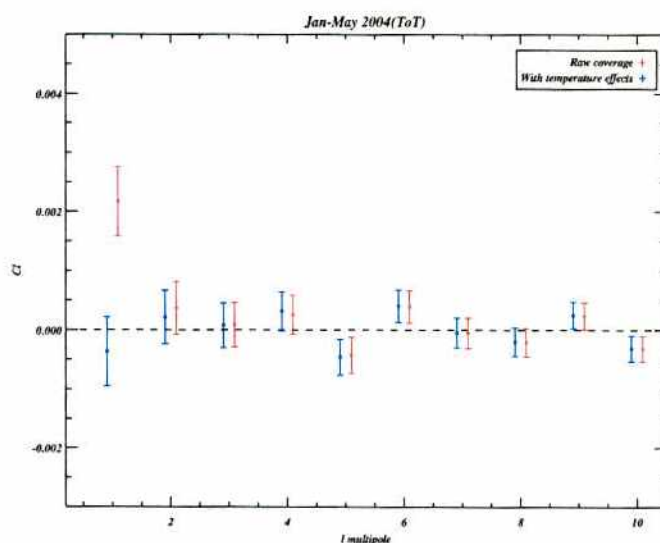


Figura 6.11: Espectro angular para los eventos 3 TOT entre enero y mayo de 2004. Aparece un dipolo a 3σ si se toma el mapa de cobertura sin variación de la aceptación. El dipolo desaparece cuando se tienen en cuenta los efectos atmosféricos.

- Se basa en un ajuste de la distribución real de los eventos en ángulo cenital y otras variables con funciones “suaves”. El número de grados de libertad es pequeño para cada función lo que permite disminuir las fluctuaciones estadísticas de las distribuciones usadas para calcular el mapa de cobertura.
- Si se conoce la aceptación con una buena precisión, el mapa de cobertura no estará contaminado por la anisotropía existente y los efectos de la aceptación variable serán bien reproducidos, maximizando el poder de detección de excesos o defectos en la distribución de direcciones de arribo en el cielo.
- Es rápido y no depende de simulaciones Monte Carlo. Sólo se realizan integraciones numéricas.

Por otro lado, las desventajas que puede plantear este método son las siguientes:

- La implementación es más laboriosa que en la técnica de mezclado.

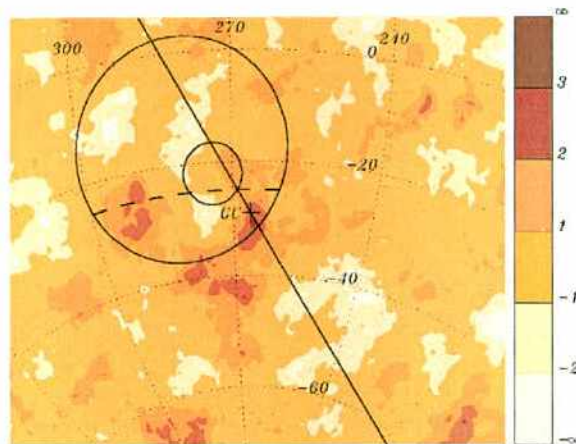


Figura 6.12: Mapa de excesos de rayos cósmicos en la región cercana al Centro Galáctico en una ventana de 5° . La posición del Centro Galáctico está indicado con una cruz sobre la línea que representa el plano galáctico. También se muestran las regiones donde AGASA y SUGAR encontraron sus excesos máximos [112].

- La versión más simple, es decir, aquella donde la aceptación sólo depende del ángulo cenital no es realista salvo para las energías más altas.
- La versión más realista, que tiene en cuenta los efectos de la aceptación variable a través de la correlación entre la tasa de conteje de eventos con los datos de monitoreo es difícil de conseguir al no conocer de manera exacta estas correlaciones.

6.6. Búsqueda de anisotropía en la dirección del Centro Galáctico con Auger

Estos reportes de anisotropía en la dirección del Centro Galáctico por AGASA [107, 108] y por SUGAR [109] no han podido ser confirmados por Auger [112], aún cuando la exposición al Centro Galáctico de este experimento excede ya la de cualquiera de los experimentos anteriores. En la figura 6.12 se puede ver el mapa de excesos calculados en regiones de 5° de radio para eventos con energías entre $10^{17,9}$ y $10^{18,5}$ eV. Se eligió esta escala para visualizar mejor la distribución de excesos en las regiones estudiadas por AGASA y SUGAR. En la figura 6.12, la línea sólida representa el plano galáctico y el Centro Galáctico está indicado con una cruz. El círculo mayor representa la región en la cual AGASA reporta el exceso mientras que el círculo pequeño es el correspondiente a los resultados de SUGAR.

Para el círculo de 20° de AGASA y para 10^{18} eV $< E < 10^{18,4}$ eV, se observan 2116 eventos mientras que se esperan 2159,6 eventos. Con respecto al exceso reportado a partir de los datos de SUGAR, se encuentra que en la misma ventana angular y en el mismo rango de energía la razón entre el número de eventos observados y el esperado es de $0,98 \pm 0,06$.

6.7. Conclusiones

En este capítulo se estudió en detalle cómo la búsqueda de anisotropía en las direcciones de arribo de rayos cósmicos con energías en el límite de detección de Auger presenta una serie de dificultades producto principalmente de la falta de estabilidad temporal de la probabilidad de detección del arreglo de detectores de superficie.

Se mostró que el efecto de la variación temporal de la aceptación del arreglo debe ser tenido en cuenta cuando se realiza una búsqueda de anisotropía a gran escala, pero también influye en la búsqueda de excesos puntuales.

Habiéndose obtenido una parametrización de la aceptación relativa en función de las condiciones atmosféricas en el capítulo 5, se usaron estos resultados para ajustar la dependencia temporal de la aceptación e introducir esta corrección en el cálculo del mapa de cobertura de Auger. Gracias a esta corrección, es posible eliminar patrones no uniformes y falsos dentro del mapa de cobertura de manera eficaz.

Calculando el mapa de cobertura usando el método semianalítico y corrigiendo por una aceptación variable en el tiempo, se obtuvieron los primeros resultados de Auger con respecto a la búsquedas de excesos de rayos cósmicos en la dirección del Centro Galáctico. Estos resultados indican una distribución de densidad de eventos uniforme en esa dirección para energías del orden de 1 EeV, en contradicción con lo reportado por los experimentos AGASA y SUGAR.

Capítulo 7

AMIGA: la transición de fuentes galácticas a extragalácticas

7.1. Introducción

Aunque Auger es capaz de detectar rayos cósmicos con energías de hasta 10^{18} eV, esta detección no es totalmente eficiente y es afectada por diversas variables relacionadas con el detector y con las condiciones externas al mismo como se mostró en los capítulos 3, 5 y 6. El estudio detallado de estas variables lleva a concluir que el conjunto de eventos registrados por Auger en este límite no son, a pesar de ser muy numerosos, del todo confiables en el momento de dilucidar la composición de los rayos cósmicos y adolecen de ciertas incertezas en la distribución de sus direcciones de arribo pertinentes para la búsqueda de anisotropías a mediana o gran escala. Es por esto que en el año 2003 comenzó la concepción de una mejora del Observatorio orientada a ampliar el rango de detección incluyendo energías más bajas y a conseguir una mejor discriminación entre distintos tipos de primarios.

Esto dio lugar al nacimiento del proyecto AMIGA (*“Auger Muons and Infill for the Ground Array”*)[120, 140]. Impulsado por el grupo Auger del Laboratorio Tandem de la Comisión Nacional de Energía Atómica AMIGA consiste en la instalación de pares de detección formados por detectores de superficie y contadores de muones enterrados posicionados en un arreglo denso o *“infill”*. Para lograr una eficiencia de detección unitaria a energías menores que 3×10^{18} eV se propone intercalar detectores de superficie en la actual red de Auger en una región pequeña del área total del Observatorio habida cuenta que el flujo de chubascos cósmicos crece dos órdenes de magnitud por década de disminución en energía. Estos detectores usarán, de ser posible, la misma tecnología que Auger, estando la diferencia fundamental en las telecomunicaciones pues AMIGA se comunicará con el protocolo estándar 802.11 normalmente conocido como WiFi, mientras que Auger en la actualidad usa una radio diseñada especialmente, que ya tiene componentes obsoletas no disponibles en el mercado.

Distintos parámetros pueden ser estudiados para discriminar entre primarios de distinta naturaleza química. Los dos más importantes son el contenido muónico de las cascadas y la posición del máximo desarrollo de la lluvia, X_{max} (ver capítulo 2), siendo los demás parámetros manifestaciones ruidosas de estos dos. El número de muones y X_{max} permiten una muy buena discriminación estadística entre núcleos pesados y livianos [119] y una excelente dis-

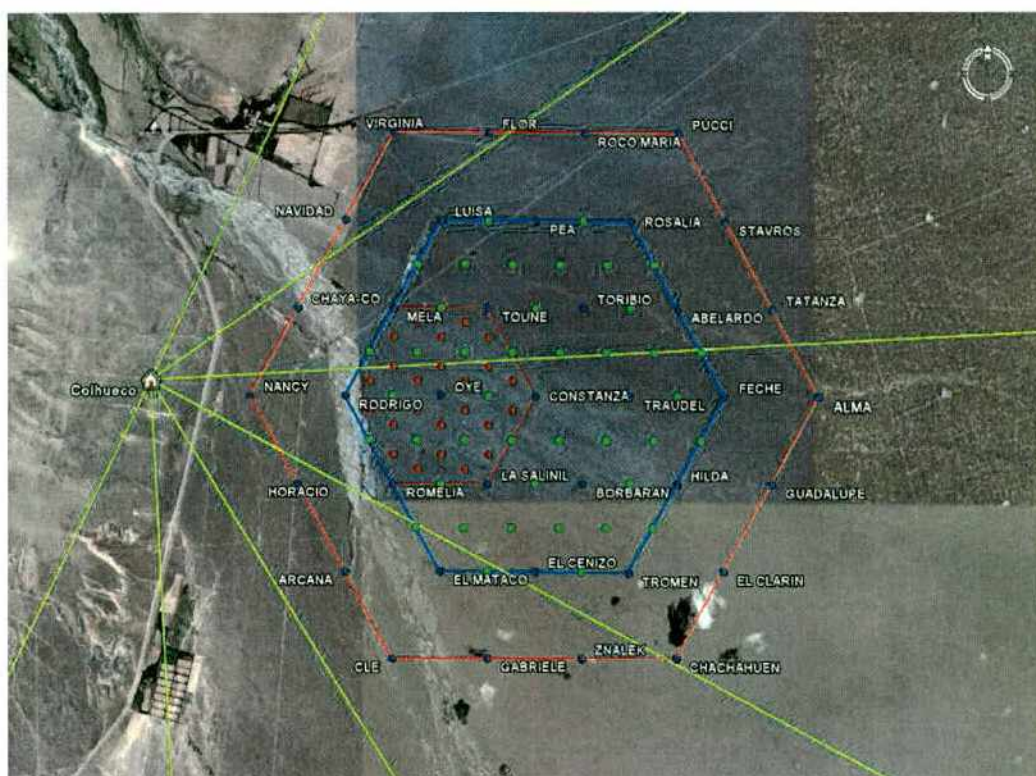


Figura 7.1: Despliegue de las mejoras del Observatorio Auger. Las líneas verdes y negras muestran los campos de 30° de visión acimutal de los seis telescopios originales y de los tres de HEAT, respectivamente. Los puntos rojos, verdes y azules indican los pares de detectores de superficie y contadores enterrados de muones emplazados a 433, 750, y 1500 m de distancia, respectivamente. En el centro de AMIGA está el tanque Constanza a 6 km de Coihueco.

criminación entre gamas y hadrones. El contenido muónico de las lluvias será registrado por detectores de centelleo de 30 m^2 enterrados a una profundidad de $\sim 3,0 \text{ m}$ al lado de los detectores de superficie [120, 154]. La posición del máximo de la lluvia será determinada con telescopios de fluorescencia modificados. Esta modificación consiste en agregar a uno de los sitios de fluorescencia tres telescopios con un campo de visión elevado, pues lluvias de menor energía se desarrollan antes. Esto permitirá registrar lluvias de energías de hasta $\sim 10^{17} \text{ eV}$ con su máximo contenido en el campo de visión de los telescopios. Este proyecto ha sido denominado HEAT (*“High Elevation Auger Telescopes”*)[121].

La localización del arreglo infill ha sido cuidadosamente elegida de manera de optimizar la detección híbrida de los eventos esperados. Mediante simulaciones se ha comprobado que la distancia óptima a la que se debe ubicar el centro del infill del edificio de fluorescencia es entre 3 y 10 km [122]. En la figura 7.1 se muestra la futura ubicación de los arreglos infill propuestos. Los puntos azules corresponden a detectores Auger ya existentes, los puntos verdes representan las posiciones de los tanques a 750 m y los puntos rojos son los correspondientes a los detectores a 433 m.

El área del infill de 433 m es de $5,9 \text{ km}^2$ y la del infill de 750 m de $23,5 \text{ km}^2$, con 85 pares

de detectores en total.

7.1.1. HEAT y AMIGA

El espectro de rayos cósmicos presenta tres características a altas energías: la segunda rodilla, el tobillo y el corte GZK. Auger está siendo mejorado con HEAT y AMIGA para incluir en forma continua toda esta región (ver Fig. 1.2).

La interpretación física de la segunda rodilla es aún muy incierta. Podría deberse a que se llega a la máxima energía suministrable a los rayos cósmicos en nuestra galaxia (primarios de los núcleos estables más pesados) debido que al llegar a este límite, el flujo tiene que necesariamente disminuir con un mayor índice espectral. Aún más, se ha sugerido [127, 128] que podría ser la región de transición de fuentes galácticas a extra galácticas, o sea que aparte de la disminución de la componente galáctica aparecería una componente extra galáctica dominante.

Para el tobillo hay dos interpretaciones físicas fundamentales dependiendo en donde ocurra la transición de fuentes galácticas a extra galácticas. Si ocurriese en la segunda rodilla, el tobillo caería por la producción de pares $p + \gamma \rightarrow p + e^+e^-$ por la interacción de protones extragalácticos con la radiación de fondo de microondas [127, 128]. Por otro lado, si ocurriese en el tobillo, éste sería el resultado de la suma de los flujos galácticos y extra galácticos con distintos índices espectrales [136, 137, 138].

Es entonces de mucha relevancia científica estudiar la región de energías 0,1 - 10 EeV para dilucidar la transición de las fuentes de rayos cósmicos. Los dos requerimientos fundamentales son buena resolución en energía y discriminación en naturaleza química del primario pues como ha sido arriba mencionado la transición de fuentes galácticas (elementos pesados) a extra galácticas (elementos livianos) está directamente ligada al tipo de primario.

Se están actualmente instalando los tres telescopios de HEAT en el Cerro Coihueco, junto a los seis telescopios originales. Tendrán dos posiciones: horizontal yaciendo en el suelo para instalación y mantenimiento e inclinada en 28° para la operación normal, permitiendo entonces una aceptación continua de 58° en elevación. En la Fig. 7.2 se muestra una simulación de las señales en los foto multiplicadores dejadas por una lluvia iniciada por un protón de 1 EeV. Notar que en este ejemplo la extensión del campo de visión permite la inclusión del máximo de la lluvia X_{max} sin el cual el perfil longitudinal no puede ser reconstruido.

Los contadores de muones de AMIGA consistirán en centelladores altamente segmentados (para evitar el subconteo por "pile-up") con fibras ópticas finalizando en un foto multiplicador multi-ánodo de 64 píxeles. El diseño de base son varillas centelladoras de 400 cm de largo $\times$ 4,1 cm de ancho $\times$ 1,0 cm de espesor de poliestireno dopado con fluor co-extrudado con TiO_2 para producir reflexión total de la luz y con una ramra para albergar a una fibra óptica con cambio de longitud de onda (ver Fig. 7.3), recubierta con una folia reflectiva.

La electrónica de AMIGA tendrá una parte subterránea y otra en la superficie y el suministro de potencia será con sistemas fotovoltaicos. Cada contador consistirá en cuatro módulos, dos de 5 m^2 y dos de 10 m^2 . Cada módulo tendrá un circuito impreso con un FPGA ("Field Programmable Gate Array") y un sistema de comunicación y monitoreo con un micro controlador. Cada canal electrónico tendrá un amplificador con un discriminador. Los pulsos de todas las varillas serán sincronizados al reloj de 40 MHz del tanque cercano y luego de la

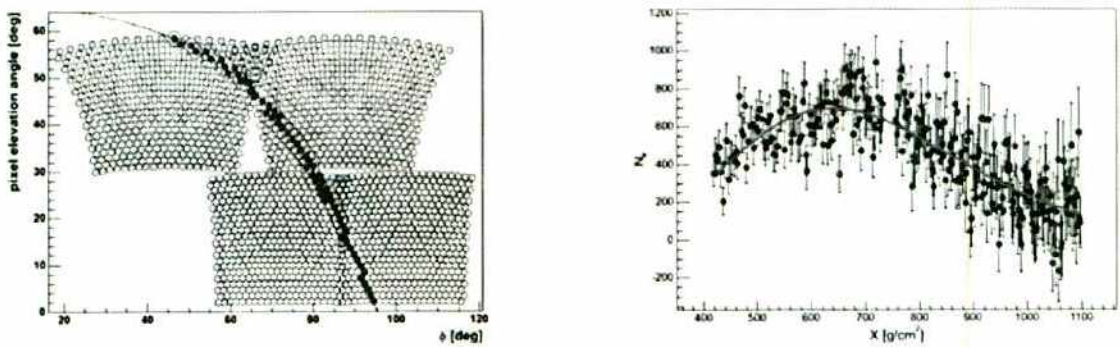


Figura 7.2: Lluvia simulada iniciada por un protón de 1,0 EeV (*izquierda*) iluminación de dos cámaras superiores e inferiores de foto multiplicadores y (*derecha*) el perfil longitudinal reconstruido donde el cambio de cámara superior a inferior se aprecia como una discontinuidad [122].

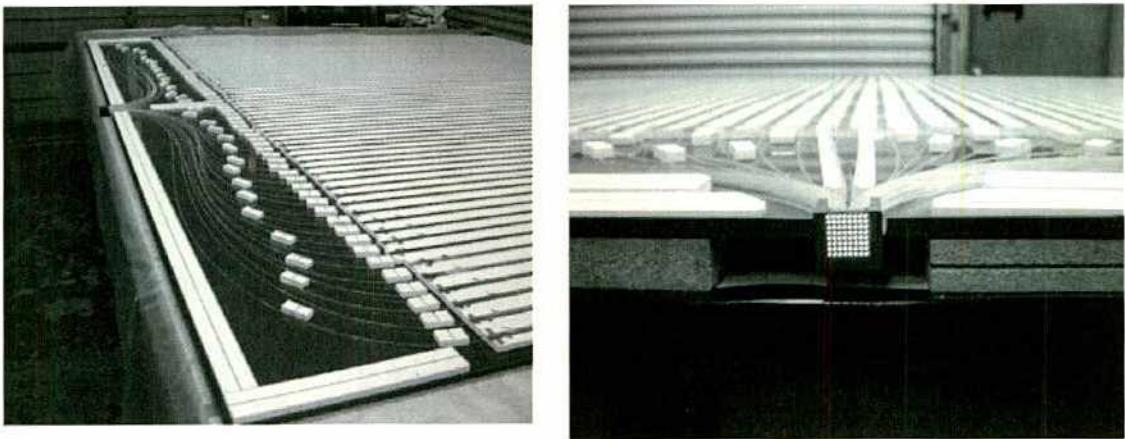


Figura 7.3: Ensamblado de un prototipo de 64 píxeles de 200cm × 4,1cm; (*izquierda*) vista lateral, and (*derecha*) vista de frente mostrando el conector óptico de 64 píxeles.

discriminación cada varilla arrojará un 0 o un 1 para la ausencia o presencia de un muón en ese ciclo del reloj.

El conjunto de datos provenientes de este infill no estará afectado por la variación de la aceptación con la temperatura, con el ángulo cenital, o con la composición del primario. Otra ventaja reside en el manejo experimental de las fluctuaciones en los límites de la aceptación de Auger, o sea $E \sim 3 \times 10^{18}$ eV, ya que será posible reconstruir un mismo evento con dos o más subconjuntos independientes de detectores a 1500 m. De igual manera, permitirá una determinación experimental de la aceptación del arreglo completo con mucha más precisión.

Los detectores pueden agregarse de muchas maneras diferentes al arreglo ya existente y en este trabajo se consideraron las tres formas de infill más relevantes que preservan la configuración original de triángulo equilátero. Estos infills corresponden a espaciamientos entre detectores de 433, 750 y 866 m. Para estudiar el impacto de la mejora propuesta y sopesar si efectivamente representa una ventaja significativa desde el punto de vista experimental se estudiaron por medio de simulaciones la dependencia de la resolución de distintos parámetros de la lluvia de partículas (dirección de arribo, posición del punto de impacto, distribución lateral

de las partículas, energía, etc.) con la separación entre detectores para diferentes energías de inyección, composición y ángulo cenital.

Este capítulo está organizado de la siguiente manera: en la sección 7.2 se describen las simulaciones realizadas de las lluvias de partículas y de la respuesta del detector, así como los métodos de análisis usados. La sección 7.3 contiene el cálculo de la aceptación para las diferentes configuraciones. En las secciones 7.4, 7.5, 7.6 y 7.7 se analiza cómo mejora la reconstrucción de la lluvia.

7.2. Simulaciones

Para este trabajo se generó una librería de lluvias usando el código de simulación numérica AIRES 2.6.0 [60, 145]. Se consideraron dos tipos de primarios (protón y hierro), incidiendo en la tierra con 3 ángulos cenitales: 0° , 30° y 45° y distribución uniforme en ángulo acimutal. Se simularon 5 energías diferentes: $10^{17.5}$ eV, $10^{17.75}$ eV, 10^{18} eV, $10^{18.25}$ eV y $10^{18.5}$ eV. Para cada valor de energía, ángulo cenital y tipo de primario se generaron 100 lluvias. Con cada una de estas lluvias se simularon 5 eventos sobre el arreglo de superficie en posiciones distribuidas al azar.

La respuesta de un arreglo de superficie similar al existente en Auger fue simulada con el código SDSim (v3r0) [146]. Este sub-arreglo se formó con 37 detectores cubriendo una área hexagonal de 52 km^2 (ver figura 7.4, arriba izquierda). A esta red triangular de 1,5 km se agregaron detectores en tres configuraciones de infill diferentes:

- a) Un detector en el centro de cada triángulo de 1500 m, formando una red triangular con un espaciado de 866 m (figura 7.4, arriba derecha).
- b) Detectores ubicados a mitad de la distancia entre detectores Auger, dando como resultado un arreglo triangular con un espaciado de 750 m (figura 7.4, abajo izquierda).
- c) Detectores en el centro de cada triángulo de 750 m del arreglo b), formando una red triangular con un espaciado de 433 m (figura 7.4, abajo derecha).

En estas simulaciones se usaron todos los niveles de disparo implementados actualmente en Auger [143] con sus correspondientes umbrales de señal. Luego de cumplir con todas las condiciones de disparo, se realizó la reconstrucción total de la dirección de arribo y de la función de distribución lateral (LDF) usando el paquete de reconstrucción provisto por el grupo CDAS ("Central Data Acquisition Group") del Observatorio Auger.

Al realizar la reconstrucción de los eventos generados se pueden utilizar distintas parametrizaciones de la LDF que describe la señal integrada esperada a cierta distancia del punto de impacto. Para este trabajo se eligió la siguiente forma funcional:

$$LDF(r) = S_{1000} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\beta + \gamma \log(r/r_0)} \quad (7.1)$$

donde $r_0 = 1000$ m y S_{1000} , β y γ son los parámetros que se ajustan.

La aceptación del arreglo y la precisión en la reconstrucción de la dirección de arribo y de la LDF dependen fuertemente del número de estaciones que posean una señal superior

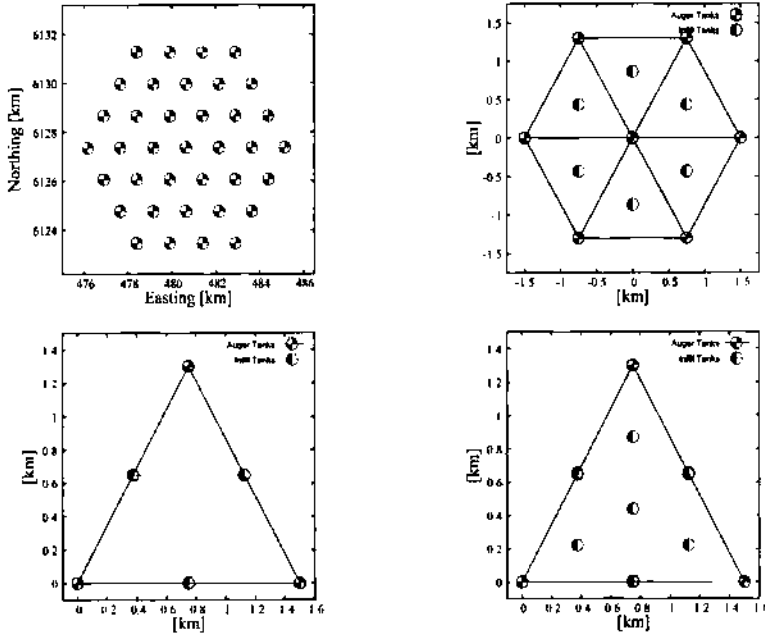


Figura 7.4: Diferentes configuraciones de infill posibles generadas dentro del arreglo original con 1500 m de separación entre detectores. (*Arriba izquierda*): espaciado en 1500 m; (*arriba derecha*): un detector ubicado en el centro de cada triángulo formando una red de 866 m, (*abajo izquierda*): agregado de un detector a la mitad de la distancia entre los detectores originales para obtener una red de 750 m y (*abajo derecha*): un detector ubicado en el centro de cada triángulo de 750 m produce un arreglo de 433 m.

al umbral de disparo. En la figura 7.5 se puede ver como depende el número de estaciones disparadas con la energía de la lluvia para diferentes separaciones entre detectores cuando se trata de núcleos de Fe. A medida que la energía aumenta, el área cubierta por la lluvia en el piso también lo hace, lo que implica que el número de estaciones disparadas será mayor. Para un dado espaciado entre detectores este número resulta ser proporcional a $E^{2/\beta}$, (CLEMENTINA: de donde sale esto?) donde β es la pendiente de la LDF.

7.3. Determinación de la aceptación

La eficiencia de detección de un arreglo de superficie depende fuertemente del espaciado entre detectores y de la definición de la condición de disparo, es decir cuántas estaciones deben tener señal sobre cierto nivel para que un evento sea guardado como tal (ver capítulo 5).

Usando el método descrito en el capítulo 5 para el cálculo de la probabilidad de disparo de una estación y usando las lluvias simuladas en este trabajo, se calculó la aceptación relativa para los distintos espaciados propuestos entre detectores.

En la figura 7.6 se muestra la aceptación relativa en función de la energía para protones (*símbolos vacíos*) y hierros (*símbolos llenos*) y para los diferentes espaciados bajo consideración. Se puede observar que una separación entre detectores de 750 m garantiza

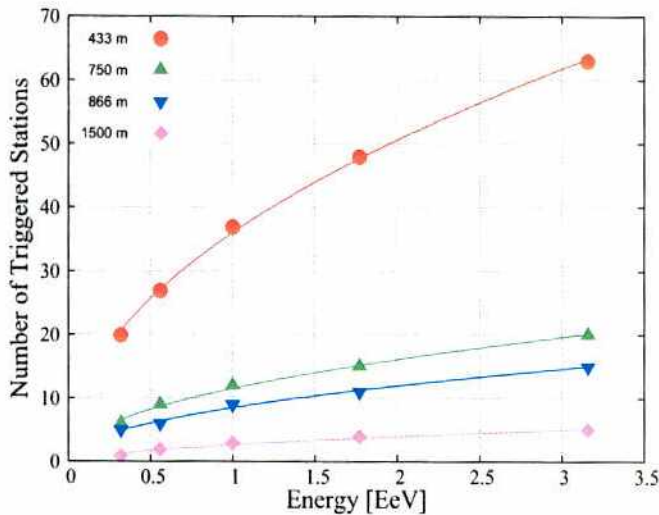


Figura 7.5: Número promedio de estaciones disparadas por evento para diferentes espaciamientos y energías para núcleos de Fe incidiendo con un ángulo cenital de $\theta = 30^\circ$.

una eficiencia de detección del 95 % para lluvias de protones (hierros) con una energía de $3,6 \times 10^{17}$ eV ($1,8 \times 10^{17}$ eV). Con una separación de 433 m se obtiene un valor similar de eficiencia para lluvias con energías tan bajas como 9×10^{16} eV y 4×10^{16} eV para protones y hierros, respectivamente.

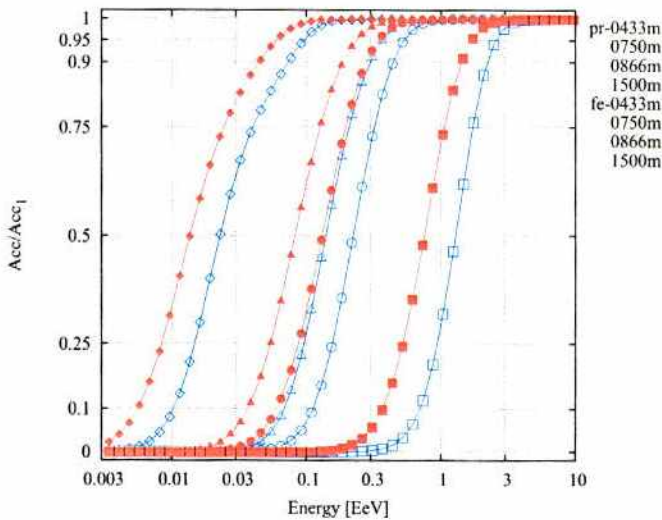


Figura 7.6: Aceptancia relativa para las diferentes configuraciones de arreglos infill para (*símbolos vacíos*)protón y para (*símbolos llenos*) hierro.

En base a lo expuesto y asumiendo una eficiencia unitaria, podemos evaluar el número de eventos a detectar con AMIGA. El flujo de rayos cósmicos, $\frac{d\phi}{dE}$, sigue una ley de potencias

E_0 [EeV]	Area [km ²]	No. events year ⁻¹
0.1	5.9	16000
0.3	23.5	8500

Cuadro 7.1: Número de Eventos esperados por año con AMIGA.

con índice $-2,84$ como fuera presentado por Auger en [41]:

$$E \frac{d\phi}{dE} = 30,9 \left(\frac{E}{EeV} \right)^{-1,84} km^{-2} \cdot yr^{-1} \cdot sr^{-1} \quad (7.2)$$

y por lo tanto, el número de eventos esperados en un año con energía mayor que E_0 y con ángulos cenitales por debajo de $\theta_{max} = 60^\circ$ para un detector de área A será:

$$N = 795 \cdot \left[\frac{A}{20km^2} \right] \left[\frac{t}{yr} \right] \left[\frac{E_0}{1EeV} \right]^{-1,84} \quad (7.3)$$

La estimación del número de eventos por año obtenida con esta fórmula es mostrada en el Cuadro 7.1. Consecuentemente, el infill de 750 m compuesto por 64 detectores podrá acumular un número estadísticamente significativo de eventos de bajas energías con un esfuerzo relativamente pequeño: sólo es necesario agregar 44 detectores al arreglo regular de Auger, lo que significa menos del 3% del Observatorio completo. Igualmente con el infill de 433 m se pueden detectar lluvias con energías tan bajas como 10^{17} eV agregando solamente 10 detectores, garantizando tener un conjunto de eventos estadísticamente significativo a tales energías.

7.4. Resolución Angular

La precisión en la determinación de las direcciones de arribo de rayos cósmicos es fundamental para la búsqueda de sus fuentes y para el estudio de anisotropías. Se define la incerteza en la reconstrucción angular como el ángulo espacial Θ subtendido por las dirección real ($\hat{R}_{real}$) y la reconstruida ($\hat{R}_{rec}$), o sea $\cos(\Theta) = \hat{R}_{real} \cdot \hat{R}_{rec}$.

En la figura 7.7 se presenta, con un 68 % nivel de confianza, la incerteza en la reconstrucción de la dirección de arribo, en función del espaciamiento entre detectores y de la energía de la lluvia. El gráfico de la izquierda corresponde a primarios de hierros mientras que el de la derecha a protones. Se puede ver que la resolución angular con el infill de 750 m será 2 veces superior a la del arreglo de 1500 m, dando valores cercanos a 1° para protón y hierro de $E = 10^{18}$ eV.

Es interesante analizar la dependencia de $\Delta\Theta$ con el número de estaciones disparadas N_{det} . Esta dependencia se muestra en la figura 7.9 para ambos primarios y para todas los valores de energía y espaciamientos simulados. Como se esperaba, al aumentar el número de estaciones participantes en el proceso de reconstrucción aumenta, la resolución en la dirección de arribo es mejor. Este comportamiento es similar para ambos primarios y en la figura 7.9 se representan con líneas llenas el mejor ajuste a cada set de datos para $\theta = 30^\circ$ (izquierda) y $\theta = 45^\circ$ (derecha): *azul* para protones y *rojo* para núcleos de Fe y *verde* para el promedio

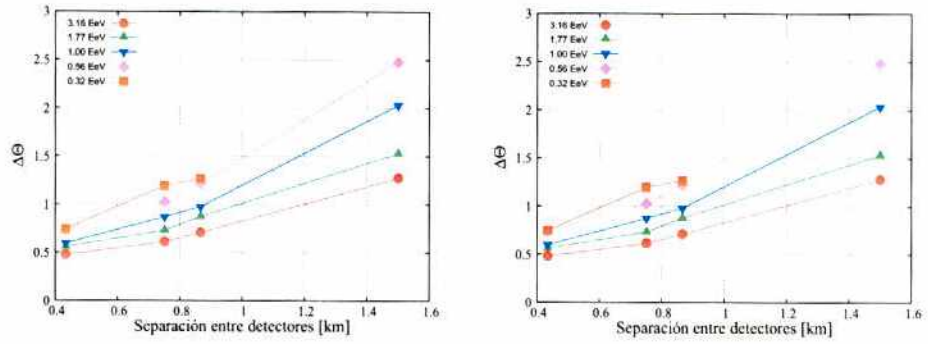


Figura 7.7: Incerteza en la dirección de arribo en función del espaciamiento entre detectores para hierro (*izquierda*) y protón (*derecha*) para $\theta = 30^\circ$. Las líneas son sólo para guiar el ojo.

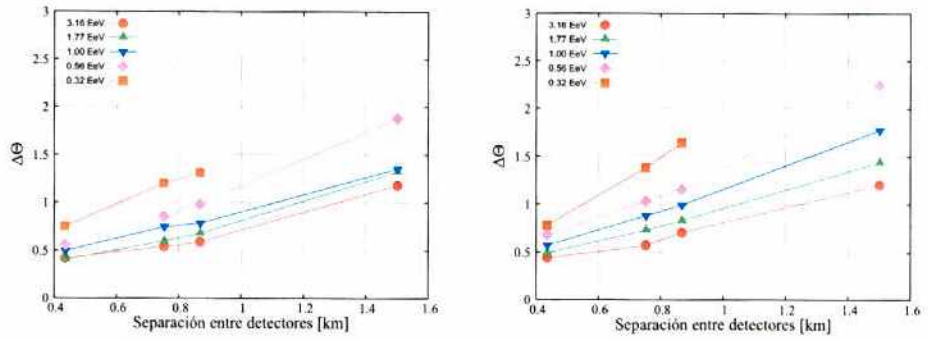


Figura 7.8: Incerteza en la dirección de arribo en función del espaciamiento entre detectores para hierro (*izquierda*) y protón (*derecha*) para $\theta = 45^\circ$. Las líneas son sólo para guiar el ojo.

de ambos. El mejor ajuste para el conjunto de datos completo con $\theta = 30^\circ$ está dado por $\Delta\Theta = 5,8^\circ \times N_{det}^{-1,2} + 0,6^\circ$. En el caso de lluvias con $\theta = 45^\circ$ esta dependencia puede expresarse como $\Delta\Theta = 2,3^\circ \times N_{det}^{-0,6} + 0,2^\circ$. La figura muestra que el número de estaciones disparadas tiene un impacto fundamental en la precisión de la medición, aunque no se descarta la importancia que podría también tener la separación entre las estaciones.

Como las condiciones de disparo en las simulaciones son las mismas que rigen actualmente para el detector de superficie de Auger [143], vale la pena contrastar estos resultados con los resultados experimentales. La dependencia de la resolución angular con el número de estaciones disparadas para el arreglo de 1500 m debería ser comparable al obtenido para el arreglo SD de Auger: los valores de $\Delta\Theta$ correspondientes a 3, 4 y 5 estaciones son 2° , $1,6^\circ$ y $1,2^\circ$, respectivamente en acuerdo con los resultados presentados en [150], que para 3, 4, y 5 o más estaciones son $\sim 2^\circ$, de $1,7^\circ$ y $0,9^\circ$, respectivamente.

Vale la pena comparar la resolución angular que se espera lograr con los valores citados por otros experimentos diseñados para operar en el mismo rango de energía. Se espera que el infill de 750 m de una resolución en la dirección de arribo de $1,0^\circ$ at 10^{18} eV, mientras

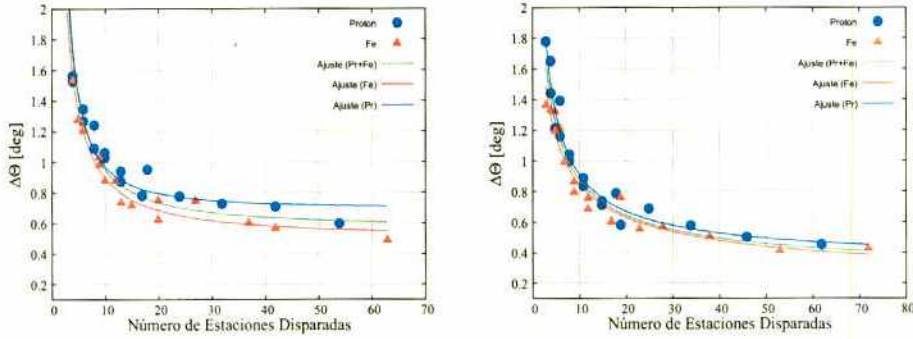


Figura 7.9: Incerteza en la dirección de arriba en función de el número promedio de estaciones disparadas para ambos primarios: proton (*círculos*) y hierro (*triángulos*) para todas las energías y espaciamientos simulados. *izquierda:* $\theta = 30^\circ$; *derecha:* $\theta = 45^\circ$

que AKENO alcanza una precisión de $3,0^\circ$ [151] para esa misma energía. Al bajar en energía a 10^{17} eV, Cascade-Grande [125] espera tener una resolución angular de $0,3^\circ$ mientras que IceTop [152] pretende un valor de $0,6^\circ$. A esta energía, el arreglo totalmente eficiente es el de 433 m, que dará una resolución angular menor que $0,7^\circ$.

7.5. Resolución en la posición del punto de impacto

Un parámetro muy importante en la reconstrucción de la geometría de la lluvia, y en la determinación de su energía en menor medida, es la posición del punto de impacto. Al comenzar el proceso de reconstrucción se le da como valor inicial el baricentro de los 3 detectores con mayor señal del evento. Luego se realiza un proceso de ajuste iterativo a la señal de los detectores con una dada función LDF y al tiempo de disparo de dichos detectores.

Para estimar la incerteza esperada en la reconstrucción final de la posición del punto de impacto para diferentes configuraciones, se evaluó la diferencia entre la posición real del punto de impacto de las lluvias simuladas y la posición calculada al final del proceso de reconstrucción:

$$\Delta Core = \sqrt{(x_{rec} - x_{real})^2 + (y_{rec} - y_{real})^2} \quad (7.4)$$

donde x_{rec} , y_{rec} son las coordenadas del punto de impacto de la lluvia (en el plano que contiene al array) obtenida al final del proceso de reconstrucción y x_{real} , y_{real} son los valores del punto de impacto de las lluvias simuladas. Se define la resolución en la posición del punto de impacto (para cada energía, ángulo y primario considerado) como el valor para el cual la integral de la distribución de $\Delta Core$ es el 68 % del total.

Los principales resultados se muestran en la figura 7.10. Como la LDF decrece rápidamente con la distancia, la presencia de estaciones cerca del punto de impacto juega un papel fundamental en la determinación de su posición. Esta situación es favorecida al tener menor espaciamiento entre detectores. Para el espaciamiento actual de los detectores Auger (1500 m) el valor del RMS empírico encontrado en [148] es ~ 102 m, que se corresponde con nuestros

resultados para ambos ángulos mostrados. El desarrollo de las lluvias producidas por protones presentan más fluctuaciones que las generadas por núcleos de Fe, lo que se vé reflejado en un mayor error en la determinación del punto de impacto. El mismo comportamiento se observa para los distintos ángulos analizados como se muestra en las figura. 7.10 y 7.11.

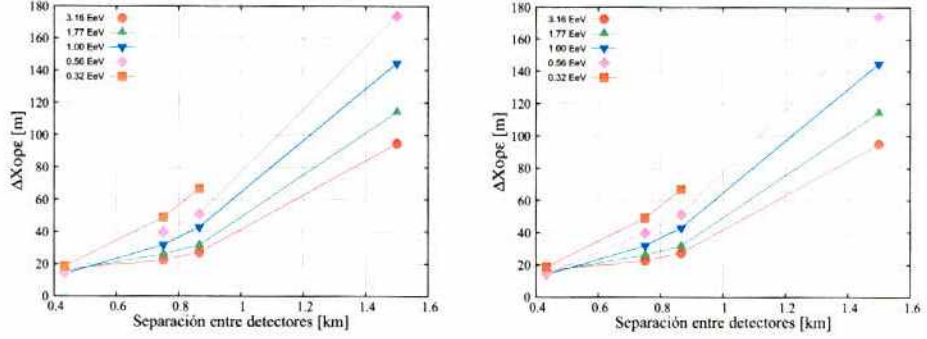


Figura 7.10: Resolución en la posición del punto de impacto en función de la separación entre detectores para ambos primarios: hierro (*izquierda*) y protón (*derecha*) para $\theta = 30^\circ$. Las líneas son sólo para guiar el ojo.

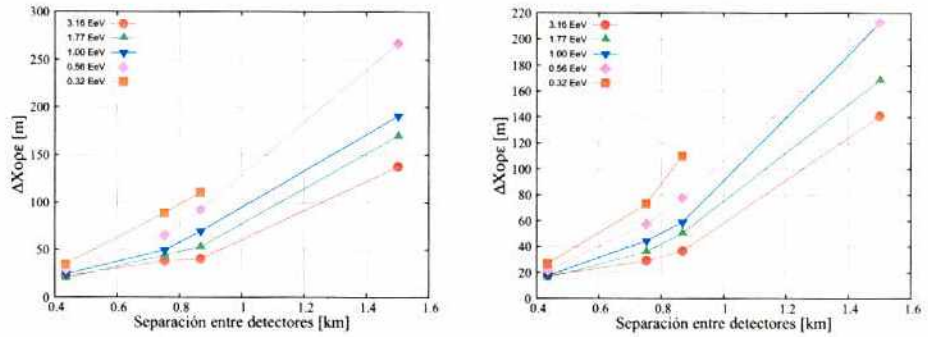


Figura 7.11: Resolución en la posición del punto de impacto en función de la separación entre detectores para ambos primarios: hierro (*izquierda*) y protón (*derecha*) para $\theta = 45^\circ$. Las líneas son sólo para guiar el ojo.

Para una separación de 433 m, el número de detectores alcanzados por la cascada de partículas es lo suficientemente grande (~ 20 , ver figura 7.5) como para dar una resolución en la posición del punto de impacto de ~ 15 m independientemente de la energía, tipo de primario o ángulo de incidencia. Para el infill de 750 m se observa que la resolución en la posición del punto de impacto mejora en un factor 4 con respecto a la correspondiente a Auger para las energías de interés. Esto tendrá un gran impacto en la reconstrucción final de la cascada, al permitir un ajuste de la LDF más preciso.

La figura 7.12 muestra la resolución en la posición del punto de impacto en función del número promedio de detectores disparados para ambos primarios, todas las energías y espaciamentos considerados para $\theta = 30^\circ$ (*izquierda*) y $\theta = 45^\circ$ (*derecha*). Las líneas representan el mejor ajuste a los valores obtenidos para ambos primarios por separados (*azul*

para protón y rojo para Fe)y para el promedio de ambos (*verde*). La dependencia de la incerteza en la posición del punto de impacto con el número de estaciones promedio para $\theta = 30^\circ$ es $\Delta Core = 820\text{m} \times N_{det}^{-1.6} + 13\text{ m}$. En el caso de $\theta = 45^\circ$ la dependencia puede expresarse como $\Delta Core = 478\text{m} \times N_{det}^{-0.9}\text{ m}$.

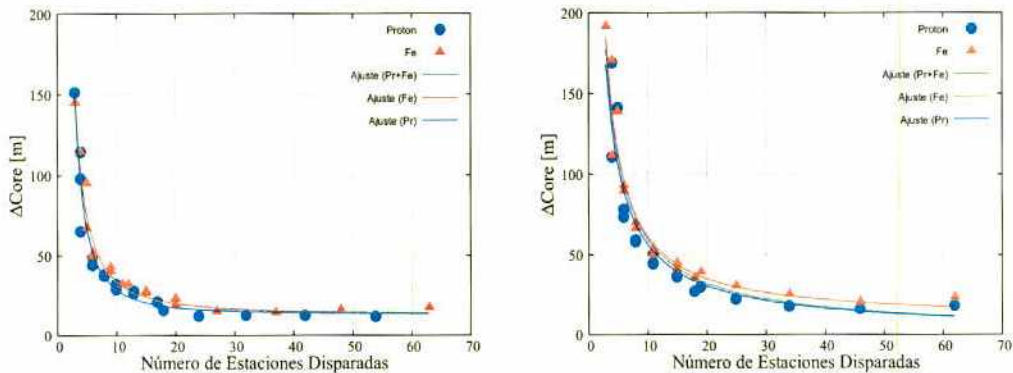


Figura 7.12: Resolución en la posición del punto de impacto en función del número medio de estaciones disparadas para ambos primarios: protón(*círculos*) y Fe (*triángulos*), para todas las energías y espaciamentos considerados, para $\theta = 30^\circ$ (*izquierda*) y $\theta = 45^\circ$ (*derecha*).

7.6. Determinación de $S(600)$

Para los eventos registrados por un arreglo de detectores de superficie, la determinación de la energía consiste en dos etapas. Primero se asigna a la lluvia un parámetro dependiente de la energía llamado $S(r_0)$. Este parámetro es la señal integrada que se espera en un detector virtual ubicado a una distancia r_0 del eje de la lluvia. Su valor se obtiene al ajustar una LDF empírica con una forma funcional predeterminada a la distribución lateral de señal observada e interpolando su valor a la distancia r_0 (ver sección 3.4). El segundo paso consiste en la calibración en energía de $S(r_0)$. En un detector híbrido como Auger esto puede realizarse de dos maneras distintas: recurriendo a los eventos híbridos, para lo cual es necesario que los datos de superficie y fluorescencia puedan reconstruirse independientemente [147], u obteniendo la función de conversión a partir de simulaciones Monte Carlo.

La elección del parámetro r_0 para la conversión en energía está directamente relacionado con el espaciamento entre detectores y la energía de los rayos cósmicos primarios a detectar. Ha sido probado [148] que $r_0 = 1000\text{ m}$ es el valor óptimo para una red con un espaciado de 1.5 km para energías mayores que $\sim 5 \times 10^{18}\text{ eV}$. Sin embargo, como el propósito de este proyecto es alcanzar energías más bajas con un menor espaciamento entre detectores, el parámetro elegido es en este caso $S(600)$, es decir, la señal integrada esperada en un detector a 600 m del eje de la lluvia.

La precisión en la determinación del parámetro $S(r_0)$ depende del funcionamiento del detector y de las fluctuaciones propias del proceso de muestreo. Además, esta precisión posee una fuerte dependencia con las fluctuaciones lluvia a lluvia (que son intrínsecas al desarrollo

de las mismas y no pueden ser evitadas), con la dirección de la lluvia y con la posición relativa del punto de impacto [148]. Más aún, la interpolación no lineal usada en la determinación de $S(r_0)$ constituye una fuente más de error. Se encontró empíricamente [149] que para el arreglo de Auger, la incerteza estadística de $S(1000)$ alcanza el 10 % (con un error en la ubicación del punto de impacto de 50 m). Estos valores se obtuvieron para lluvias con energías $\geq 5 \times 10^{18}$ eV.

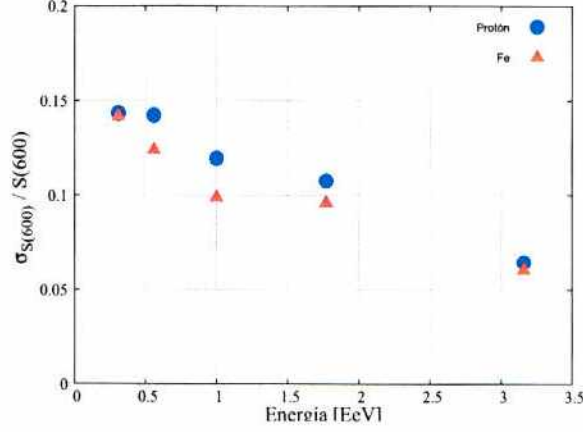


Figura 7.13: Dispersión Relativa de $S(600)$ definida como $\sigma_{S(600)}/S(600)$ para Fe (triángulos) y protón (círculos) en función de la energía inyectada para un espaciamiento de 750 m y $\theta = 30^\circ$

En la figura 7.13 se muestra la razón $\sigma_{S(600)}/S(600)$, donde $\sigma_{S(600)}$ es la dispersión en la distribución de $S(600)$ reconstruido, para ambos primarios: hierro (triángulos) y proton (círculos), para diferentes energías primarias inyectadas. Cuando la distancia entre detectores se reduce en un factor 2, la precisión del nuevo parámetro $S(600)$ para $E = 10^{18}$ eV es $\sim 10\%$ para hierro mientras que para proton este valor es $\sim 13\%$. O sea que se recupera la incerteza a 5 veces la energía con el infill de 750 m. Otra ventaja comparativa es que a 600 m hay mayor contribución relativa de la componente electromagnética frente a la muónica, lo cual hace a la determinación en energía más independiente de la composición química del primario. También es más confiable la asignación de energía pues los modelos hadrónicos actuales subestiman significativamente la componente muónica.

7.7. Estudios de composición con AMIGA y HEAT

Como ha sido anteriormente mencionado, los dos parámetros fundamentales de una lluvia para estudios de la composición química del primario son el número de muones y X_{max} . Al igual que con $S(600)$, el número de muones se estima a través de un ajuste de una función de distribución lateral de muones [154], obteniéndose así $N_\mu(600)$. Es más confiable evaluar un cambio en composición que la composición misma, pues dicho cambio es esencialmente independiente del modelo hadrónico mientras que la asignación de la composición no lo es.

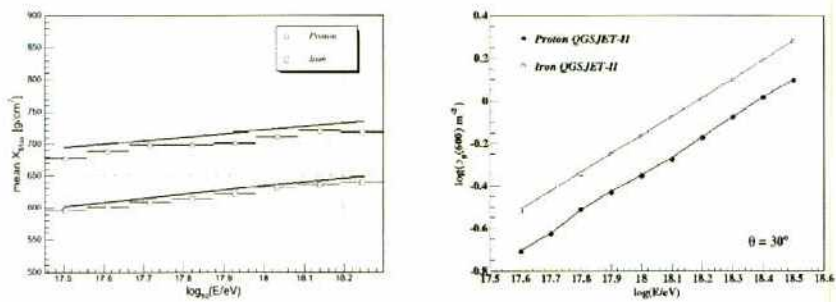


Figura 7.14: Simulación (izquierda) del cambio de X_{max} y (derecha) de $N_{\mu}(600)$. Líneas y puntos son los valores de entrada en las simulaciones y los valores reconstruídos, respectivamente.

En la Fig. 7.14 se aprecie como la reconstrucción reproduce excelentemente los valores entrados en la simulación. Un cambio de composición, por ejemplo de pesado a liviano, se vería reflejado como un cambio de pendiente en los valores experimentales hacia arriba en el gráfico de variación de X_{max} vs. energía y en sentido contrario en la variación respectiva de $N_{\mu}(600)$.

7.8. Conclusiones

En este capítulo se discutieron las diversas razones por las cuales la Colaboración Internacional Auger decidió extender el rango de energías detectables del Observatorio. Incrementar la densidad de detectores de superficie en un área pequeña del Observatorio Pierre Auger ($23,5 km^2$ de los $3000 km^2$ totales) da como resultado grandes ventajas en el estudio de rayos cósmicos de bajas energías a un costo relativamente bajo. Desde el punto de vista operacional, es posible realizar esta mejora de manera simple.

Con un arreglo infill se pueden obtener mucha información que llevará a una mejora en la reconstrucción de los parámetros de la cascada de partículas para las más bajas energías detectables por Auger. Gracias al mayor número de estaciones participando en los eventos, el ajuste de la LDF será más preciso. También se probó que la resolución en la posición del punto de impacto de la lluvia y la resolución en la dirección de arribo puede ser mejorada en un factor 4 y 2, respectivamente. Con respecto a la energía, la incerteza en la determinación del parámetro $S(600)$ es menor al 15 %.

Además, un arreglo con un espaciamiento de 750 m es equivalente a tres arreglos Auger de 1500 m superpuestos. Así, eventos individuales pueden ser reconstruidos con tres subconjuntos distintos de detectores a 1500 m. Esto permitirá el estudio detallado de las fluctuaciones e incertezas involucradas en la detección y reconstrucción de los eventos. Los datos provenientes del arreglo infill servirían también para chequear el comportamiento del arreglo original y para validar las simulaciones y algoritmos de reconstrucción.

Se realizarán mejores estudios de la composición química del rayo cósmico primario y se podrá extender el intervalo de energía en el cual el detector es totalmente eficiente hasta 10^{17} eV para abarcar totalmente la segunda rodilla y el tobillo. Permitirá probar los modelos de propagación y producción de rayos cósmicos (galácticos y extragalácticos) en vigencia.

Finalmente cabe destacar que la actualidad se encuentra funcionando en el Observatorio una celda unitaria de 7 detectores de superficie instalados a 750 m de distancia en los vértices y en el centro de un hexágono regular, habiendo por ende comenzado la toma de datos de AMIGA.

Capítulo 8

Conclusiones

Este trabajo estuvo orientado al estudio de la respuesta del detector de superficie del Observatorio Pierre Auger a rayos cósmicos de bajas energías, entendiendo por bajas energías valores en el rango 0,1 - 3,0 EeV. Con respecto al análisis de datos, Auger registra cascadas atmosféricas de partículas de hasta ~ 1 EeV, aunque el Observatorio ha sido diseñado para ser totalmente eficiente a $E \geq 3,0$ EeV.

El rango de energía entre 0,1 - 10 EeV constituye uno de los más importantes para la astrofísica de altas energías. En él se producen cambios en la pendiente del espectro de energía de rayos cósmicos, cambios en la composición de los mismos y se han reportado indicios de posibles correlaciones entre sus direcciones de arribo y la estructura galáctica. Los dos cambios en la pendiente del espectro de energía que nos interesan son la "segunda rodilla" ($10^{17,7}$ eV) y el "tobillo" ($10^{18,5}$ eV), cuya existencia a dado lugar a la elaboración de numerosos modelos convencionales y exóticos. En la actualidad no existe certeza alguna sobre la validez de los modelos mencionados pero dos posibilidades son las más aceptadas. La primera establece que la segunda rodilla correspondería al fin de la componente galáctica del flujo de rayos cósmicos, formando el tobillo la aparición de la componente extragaláctica. La segunda presupone que la segunda rodilla corresponde a la transición de fuentes galácticas a extragalácticas y el tobillo a la depresión esperada del flujo producida por la creación de pares de protones propagándose en el medio intergaláctico.

En esta región energética todos los núcleos, desde protón a Fe sufren una transición en su régimen de propagación, pasando de ser difusivo a balístico a medida que aumenta la energía. Al mismo tiempo, para estas energías, el campo magnético galáctico comienza a ser permeable a núcleos extragalácticos. Esta transición podría producir ciertos patrones de anisotropía en la distribución de las direcciones de arribo correlacionadas con la estructura galáctica y la distribución de galaxias cercanas.

Como se puede ver, las posibilidades teóricas son muchas pero la existencia de datos es limitada y en algunas veces contradictoria. Sin embargo, con Auger existe la posibilidad de conseguir la estadística suficiente en poco tiempo en estas energías. El ritmo al que se detectan cascadas atmosféricas con el arreglo de superficie de Auger en este rango energético es alto. Esto produce un conjunto de datos estadísticamente importante pero afectado por sistemáticos introducidos por el hecho de no estar trabajando en el intervalo de energías para el cual la aceptación del arreglo está saturada. Gran parte de los problemas provienen de que

una lluvia de baja energía producirá eventos con baja multiplicidad de estaciones (3 ó 4) y la señal en las mismas estará sólo apenas por encima del nivel de disparo individual.

Los detectores de superficie del Observatorio Pierre Auger registran las partículas de las cascadas producidas por el rayo cósmico primario que llegan a la superficie de la tierra. El desarrollo de la cascada en la atmósfera determinará la distribución temporal y espacial de las mismas en el momento de llegar al piso. La forma en que esta cascada se desarrolle depende de la energía, el ángulo de incidencia y la naturaleza del primario. Pero también es susceptible a cambios en las condiciones atmosféricas y, para el caso de las cascadas producidas por primarios de bajas energías esta influencia es apreciable. Por este motivo, se ha estudiado como las distintas variables atmosféricas afectan el tamaño y la profundidad del máximo desarrollo de la cascada. En el Observatorio Auger se han realizado mediciones del perfil atmosférico (descripción en altura) usando globos para distintas épocas del año y gracias a esto se puede parametrizar correctamente la atmósfera de Malargüe y las diferencias que se producen de manera estacional y diaria.

Para poder calibrar los datos con baja multiplicidad de estaciones y poder utilizarlos en forma correcta fue necesario caracterizar primero el funcionamiento del detector de superficie de Auger, conociendo en detalle el proceso de calibración del mismo y cuales son las variables que entran en juego en la misma. El monitoreo continuo y remoto del funcionamiento del detector garantiza tener la información necesaria para determinar el estado del arreglo en el momento en que se produce un evento. Se realizaron estudios de la calibración de los detectores de superficie en base a muones de fondo que permiten la actual operación automática y remota del arreglo de superficie de Auger. En particular, se ha trabajado en el desarrollo de una rutina de monitoreo del nivel de agua presente en cada estación a partir de los datos de calibración. A partir de los histogramas de carga que se obtienen por cada PMT de la estación cada 4 minutos, es posible determinar la altura de la columna de agua con una precisión menor al 5 %.

Una vez que el detector de superficie estuvo caracterizado y calibrado, el siguiente paso consistió en desarrollar un método para poder diferenciar de manera eficiente, automática y rápida entre los eventos que correspondan realmente a cascadas producidas por un rayo cósmico en la atmósfera y coincidencias casuales entre estaciones disparadas. Usando una primera estimación de la posición del punto de impacto y de la dirección de arribo y poniendo cortes en la distribución espacial y temporal de las estaciones en el evento se obtiene una excelente discriminación entre eventos reales y el ruido de fondo. De igual manera, este procedimiento incluye la eliminación de detectores que fueron disparados de manera casual y no porque hayan registrado parte de la lluvia en cuestión. Se mostró que este método es eficiente en un 97 % y se encuentra actualmente implementado en el proceso de selección y reconstrucción de la Colaboración Pierre Auger.

Contando con un conjunto de datos limpio, mucha es la información que se puede obtener de ellos. En particular, y orientando el trabajo a la posterior búsqueda de anisotropía en las direcciones de arribo, se trabajó en el cálculo de la aceptación del arreglo de superficie para energías $< 3 \text{ EeV}$. Para el cálculo de la aceptación es necesario determinar la probabilidad de disparo de una estación en función de la energía de la misma. Se ha mostrado que esta probabilidad se puede determinar en forma empírica, haciendo uso del conjunto de datos disponible de una manera sencilla y rápida. Se ha comparado el resultado obtenido de esta

manera con el proveniente de simulaciones Monte Carlo y se comprobó que son similares dentro del error esperado. La aceptación a bajas energías presenta cierta variabilidad con el tiempo que debe ser tomada en cuenta en el momento de calcular el mapa de cobertura del Observatorio, que consiste en el cálculo de la cantidad de eventos por dirección celeste que serían detectados por Auger si los rayos cósmicos llegasen en forma isotrópica a la Tierra. Se trabajó para determinar el origen de esta variabilidad y en la parametrización de la misma en función de las variables relevantes. Se ha demostrado que la variación de las condiciones atmosféricas en superficie influyen directamente en la detección de las cascadas pudiéndose parametrizar de manera sencilla. La variable que parece influir más es la densidad atmosférica que se manifiesta directamente en la variación de la temperatura ya que la presión se mantiene casi constante.

La parametrización de la modulación de la aceptación con la temperatura o con el tiempo se introdujo en el cálculo de la cobertura de Auger y se mostró que el no tenerla en cuenta puede introducir patrones falsos de excesos de eventos y la aparición de un falso dipolo en la descomposición por armónicos esféricos de la ascensión recta. En particular, esta parametrización se implementó en la herramienta llamada "Coverage Toolkit" desarrollado para el cálculo automático del mapa de cobertura y la búsqueda sistemática de anisotropía en las direcciones de arribo a cualquier escala (grandes patrones de excesos o búsqueda de fuentes puntuales). Esta herramienta permite el cálculo de la cobertura usando dos métodos distintos basados solamente en los datos experimentales. El primero es el de "shuffling" o mezclado que se basa en la redistribución temporal aleatoria de los eventos registrados para lograr una distribución isotrópica de direcciones de arribo. El segundo recibe el nombre de método "semi-analítico" y se basa en un ajuste de la distribución del ángulo cenital de los eventos reales. Aplicando este método para la cobertura y realizando la búsqueda de excesos en la distribución en coordenadas celestes se han logrado los primeros resultados de Auger en la búsqueda de anisotropía en la dirección del Centro Galáctico.

Los estudios mencionados naturalmente condujeron a sugerir un rediseño del arreglo de superficie de Auger para solucionar experimentalmente los problemas de eficiencia y modulación. Aún cuando es posible hacer física a bajas energías (< 3 EeV) con Auger, las incertezas que dominan esta región son aún numerosas y algunas desconocidas. A medida que la cantidad de detectores presentes en un evento disminuye, se degrada la resolución en energía y en la dirección de arribo. El experimento está diseñado para registrar lluvias con energías superiores cuya huella abarque un área importante en la superficie terrestre. La separación entre detectores determina el menor tamaño de huella registrable por Auger. Usando simulaciones Monte Carlo de las lluvias de partículas y del detector de superficie se estudió el efecto de disminuir la distancia entre detectores en la aceptación del arreglo de superficie del Observatorio y en la resolución de la reconstrucción de los parámetros de la lluvia. Se comprobó que ubicando una cierta cantidad de detectores de superficie con 750 m de separación entre ellos es posible bajar hasta energías de $10^{17.75}$ eV con aceptación saturada y de instalarse a 433 m, hasta 10^{17} eV. Para obtener un conjunto de datos estadísticamente significativo con esta configuración en un tiempo de operación razonable, se determinó que sólo es necesario cubrir un área de $23,5 \text{ km}^2$, lo que corresponde a sólo un 3 % del área total del arreglo. Se ha mostrado también que los parámetros propios de las lluvias detectables por Auger (≥ 1 EeV), como la posición del punto de impacto y su dirección de arribo, mejoran de manera significativa al

disminuir la separación entre detectores en un factor 4 y 2 respectivamente. Con respecto a la energía la incerteza en la determinación del parámetro $S(600)$ es del 15 %.

Estos cálculos fueron instrumentales para avalar la construcción de la extensión AMIGA, que está en proceso de construcción. AMIGA permitirá el estudio detallado de las fluctuaciones e incertezas involucradas en la detección y reconstrucción de los eventos. Se podrá testar el comportamiento del arreglo original para validar las simulaciones y los algoritmos de reconstrucción y se podrá develar el misterio de la transición de fuentes galácticas a extragalácticas.

Bibliografía

- [1] Hess V. F., Phys. Z. **13** (1912) 1084.
- [2] Kohlhörster W., Phys. Z. **14** (1913) 1153.
- [3] Bothe W. and Kohlhörster W., Zeitschr für Physik **56** (1929) 571.
- [4] Millikan R. A. ,Popular Astronomy **34** (1926) 232.
- [5] Auger P., Ehrenfest Jr. P., Maze R., Daudin J., Robley J. and Fréon A., Rev. Mod. Phys. **11** (1938) 288.
- [6] Fermi E., Phys. Rev. 2nd ser. **75** (1949) 1169.
- [7] Fermi E., Astrophys. J. **119** (1954) 1.
- [8] Clark G. W., Earl J., Kraushaar W. L., Linsley J., Rossi B. B., Schreb F. and Scott D., Phys. Rev. **122** (1961) 637.
- [9] Linsley J., Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 146.
- [10] Baltrusaitis R. M. et al., Nucl. Inst. & Meth. Phys. Res. A **240** (1985) 410.
- [11] High Resolution Flys Eye Collaboration, Astropart. Phys. **21** (2004) 111 [astro-ph/0208301].
- [12] Nagano M; and Watson A., Rev. Mod. Phys., **72** (2000) 689.
- [13] Penzias A. A., Wilson R. W., Astrophys. J. **142** (1965) 419.
- [14] Greisen K., Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748.
- [15] Zatsepin Z. T. and Kuzmin V. A., Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma Red. **4** (1966) 144.
- [16] Glushkov A. V. et al., Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf.(Pune) **7** (2005) 251.
- [17] Ave M. et al., Astrop. Phys., **19** (2003) 47-60.
- [18] The AGASA Collaboration, Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf.(Salt Lake City) **3** (1999) 252.
- [19] Bird D. J. et al., Phys. Rev. Lett., **71** (1993) 3401.

- [20] The Pierre Auger Collaboration, *The Pierre Auger Project Design Report*, (1997) (<http://www.auger.org/admin/index.html>)
- [21] Drury L. O'C, Aharonian F. A., Voelk H. J. *Astron. Astrophys.*, **287** (1994) 959-961.
- [22] Aharonian, F. A.; Drury, L. O'C.; Voelk, H. J. *Astron. Astrophys.* **285**, (1994) 645-647.
- [23] Berezhko, E., *Astropart. Phys.*, **5** (1996) 367-378.
- [24] Ellion D.C, Drury L; O'C., Meyer, J-P., *Astrophys. Journal* **487**, (1997) 197.
- [25] Combi J. A., Romero G. E., Benaglia P., *Astron. Astrophys.*, **333**, (1998) 91-94.
- [26] Nagano M. et al., *J. Phys. G*, **10** (1984) 1295.
- [27] Bird D. J. et al., *Astrophys. J.*, **441** (1995) 144.
- [28] Abu-Zayyad T. et al., *Astrophys. J.*, **557** (2001) 686.
- [29] Ave M. et al., *Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. (Hamburg)*, **1** (2001) 381, [astro-ph/0112253](#).
- [30] Pravdin M. I. et al., *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. (Salt Lake City)*, **3** (1999) 292.
- [31] Pravdin M. I. et al., *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. (Tsukuba)* (2003) 389.
- [32] HiRes Collaboration, *Phys. Rev. Letters*, **92** (2004) 151101.
- [33] Hoerandel J. R., *Astrop. Phys.*, **19** (2003) 193-220.
- [34] Hoerandel J. R. et al., "Workshop on Physics of the End of the Galactic Cosmic Ray Spectrum", Aspen, USA (2005) [[astro-ph/0508015](#)].
- [35] Berezhinsky V. S. and Grigor'eva S. I., *Astron. Astrophys.*, **199** (1988) 1.
- [36] Antoni T. et al. (KASCADE Coll.), *Astropart. Phys.*, **24** (2005) 1-25, [astro-ph/0505413](#).
- [37] Nagano N. et al., *J. Phys. G*, **18** (1992) 423.
- [38] Glushkov A. V. et al., *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. (Tsukuba, Japan)* (2003) 389.
- [39] Bird D. et al., *Astrophys. J.*, **424** (1994) 491.
- [40] Abbasi R. U. et al. (HiRes Coll.), *Phys. Lett. B*, **619** (2005) 271.
- [41] Auger Collaboration, *First Estimate of the Primary Cosmic Ray Energy Spectrum Above 3 EeV from the Pierre Auger Observatory*, 29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune, India) (2005), [astro-ph/0507150](#).
- [42] Kalmykov N. N. and Ostapchenko S. S., *Phys. Atom. Nucl.*, **56** (1993) 346.
- [43] Torres D. F. "Cosmic Gamma Ray Sources", Kluwer Academic Press (2004) [[astro-ph/0308069](#)].

- [44] Torres D. F. and Anchordoqui L., Rep. Prog. Phys., **67** (2004) 1663-1730.
- [45] Blasi P., Epstein R. I. and Olinto A. V., Astrophys. J., **533** (2000) L123 [astro-ph/9912240].
- [46] Padovani P., "The first Glast Symposium", AIP Conference Proceedings, **921** (2007) 19-23.
- [47] Collmar W., Mem. Soc. Astron. Ital., **73** (2002) 99.
- [48] Tinyakov P. G. and Tkachev I. I., JETP Lett., **74** (2001) 445 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **74** (2001) 499] [astro-ph/0102476].
- [49] Stecker F., Astropart. Phys., **14** (2000) 207.
- [50] <http://chandra.harvard.edu/>.
- [51] <http://hubblesite.org/>
- [52] Bhattacharjee P. and Sigl G., Phys. Rept., **327** (2000) 109 [astro-ph/9811011].
- [53] Protheroe R. J. and Stanev T, Phys. Rev. Lett., **77** (1996) 3708 [astro-ph/9605036].
- [54] Epele L. N. and Roulet E., JHEP, **9810** (1998) 009 [astro-ph/9808104].
- [55] Waxman E. and Miralda-Escude J., Astrophys. J., **472** (1996) L89 [astro-ph/9607059].
- [56] Urry M. C. and Padovani P., Publ. Astron. Soc. Pac., **107** (1995).
- [57] Keilhauer B., "Investigation of Atmospheric Effects on the Development of Extensive Air Showers and their Detection with the Pierre Auger Observatory", Tesis de doctorado de la Universidad de Karlsruhe (GAP-Note 2003-107) (2003).
- [58] National Aeronautics and Space Administration (NASA), U.S. Standard Atmosphere 1976, NASA-TM-X-74335, (1976).
- [59] Heck D. et al., CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, Report FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, (1998).
- [60] Sciutto, S. J., AIRES: A System fo Air Shower Simulations 2.6.0 (2002), <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires>
- [61] Keilhauer B, Blümer J., Engel R., Klages H. O., Risse M., Astropart. Phys., **22** (2004) 249-261.
- [62] Particle Data Group, *Review of Particle Physics* J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33** (2006) 27.
- [63] Guy J., "Premier résultats de l'expérience HESS et étude du potentiel de detection de matière noire supersymétrique". Tesis de doctorado de la Universidad de Paris VI (2003).

- [64] Hagiwara K. et al., [Particle Data Group Collaboration], Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.
- [65] Da Silva P., "A la recherche des énergies extrêmes: détection des rayons cosmiques avec l'Observatoire Pierre Auger", Tesis de doctorado de la Universidad Paris VI (2005).
- [66] <http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties/>
- [67] Melo D., "La performance del detector de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger", Tesis de doctorado de la Universidad Nacional de San Martín (2007).
- [68] Gaiser T. G., "Cosmic Rays and Particle Physics", Cambridge University Press, 1990.
- [69] Kamata K. and Nishimura J., Prog. Theor. Phys. Suppl., **6** (1958) 93.
- [70] Greisen K., Ann. Rev. Nucl.Sci., **10** (1960) 63.
- [71] Anchordoqui L., Dova M. T., Mariazzi A., McCauley T., Paul T., Reucroft S., Swain J., Annals of Physics **314**, **1** (2004) 145-207.
- [72] Fletcher R. S., Gaisser T. K., Lipari P. and Stanev T., Phys. Rev. D. **50** (1994) 5710.
- [73] Kalmykov N. N. and Ostapchenko S. S., Phys. Atom. Nucl., **56** (1993) 346 [Yad. Fiz. **56N3** (1993) 105].
- [74] Auger Collaboration, Nucl. Inst. Methods **523** (2004) 50. See also [http : //www.auger.org.ar](http://www.auger.org.ar)
- [75] Bellido J. A. (for the Pierre Auger Collaboration), Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., **7** (2005) xxx-xxx.
- [76] Bauleo P., Brack J., Garrard L., Harton J., Knapik R., Meyhandan R., Rovero A. C., Tamashiro A. and Warner D., (for the Pierre Auger Collaboration), Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., **7** (2005) xxx-xxx. R. Cester, M. Chiosso,
- [77] Chirin J. et al., (for the Pierre Auger Collaboration), Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., **7** (2005) xxx-xxx.
- [78] Bertou X. et al, Nucl. Instr. and Meth. A, **568** (2006) 839-846.
- [79] Etchegoyen A. et al Nucl. Instr. and Meth. A, **545** (2005) 602-612.
- [80] Allekotte I., Arisaka K., Barnhill D., Bertou X., Bonifazi C., Healy M. C., Lee J., Medina C., Ohnuki T. and Tripathi A., Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., Pune, India, **8** (2005) 287-290.
- [81] Medina M. C. and Bertou X., "Water Level Experiment in Laura", Nota Técnica Interna de la Colaboración Pierre Auger (2003), GAP-NOTE 2003-091.
- [82] Medina M. C. et al., "Sensitivity of muon data to the water level in a WCD", Nota Técnica Interna de la Colaboración Pierre Auger (2003), GAP-NOTE 2004-001.
- [83] Barnhill D. et al, Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., Pune, India, **7** (2005) 291.

- [84] Ghia P. (for the Pierre Auger Collaboration), Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., **7** (2005) 167-170.
- [85] Ave M., Knapp J., Lloyd-Evans J., Marchesini M. and Watson A. A., Astropart. Phys. **19** (2003) 47 [astro-ph/0112253].
- [86] Takeda M. et al., Astropart. Phys. **19** (2003) 447 [astro-ph/0209422].
- [87] Allison P. et al., Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., Pune, India, **7** (2005) 299-301.
- [88] Bonifazi C. (for the Pierre Auger Collaboration), Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., Pune, India **7** (2005) 17-20.
- [89] Medina C., Bertou X., "Compact 3 TOT as a starting point for SD reconstruction", GAP-NOTE 2004030 (2004).
- [90] Billoir P., comunicación privada.
- [91] Billoir P., "Reconstruction of first year EA events from the Surface Dectector", GAP-NOTE 2002044 (2002).
- [92] Billoir P., "Top-down Selection of Events and Stations", GAP-NOTE 2006062 (2006).
- [93] Event Selection Group for the Pierre Auger Collaboration, "The Official SD Event Selection as of March 2005", GAP-NOTE 2005023 (2005).
- [94] Bertou X., "Improving the T4 by the Bottom Up tank selection", GAP-NOTE 2005-029 (2005).
- [95] Bleve C. for the Pierre Auger Collaboration, "Weather induced effects on extensive air showers observed with the surface detector of the Pierre Auger Observatory", a ser presentado en la 30th Int. Cosmic Ray Conf. (Mérida, Mexico) (2007).
- [96] Matthews J. A. J., "The Standard Atmosphere, $\tau_{Molierc}$ and Ground Systematic Errors", GAP-Note 1998-002 (1998).
- [97] Lhenry-Yvon I., Parizot E., Allard D., Ghia P., Aublin J., "The Lateral Trigger Probability function (LTP) for UHE showers detected by the PAO surface detector", GAP-Note 2003-088 (2003).
- [98] Allard D. et al., "Aperture Calculation of the Pierre Auger Observatory Surface Detector", 29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune, India) **7**, 71-74 (2005).
- [99] Gómez Berisso M., Allekotte I., Bertou X., Medina M. C., "Computation of the Auger surface trigger probability from the data", GAP-Note 2005-059 (2005).
- [100] M. C. Medina, M. Gómez Berisso, I. Allekotte, A. Etchegoyen, G. Medina-Tanco and D. Supanistky
"Enhancing the Pierre Auger Observatory to the 10^{17} to $10^{18.5}$ eV Range: Capabilities of an Infill Surface Array"
Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, **566**, 2, 302-311 (2006).

- [101] Nellen I. and Van Elewyck V., "How to determine the Surface Detector T3 probability from the local T2 probabilities", GAP-Note 2004-069 (20004).
- [102] Bertou X., Harari D., Mollerach S and Roulet E., "On weather effects, how to account for them and large scale anisotropy searches", GAP-Note 2006-098 (2006).
- [103] Bleve C., comunicación personal.
- [104] Hayashida N. et al. Phys. Rev. Lett., **77** (1996) 1000-1003.
- [105] Takeda M. et al., Astrophys. J. **522** (1999) 225-237.
- [106] Kachelrieß M. and Scmikož D. V., Astropart. Phys. **26** (2006) 1015.
- [107] N. Hayashida et al., AGASA Collaboration, Astropart. Phys. **10** (1999) 303. arXiv:astro-ph/9807045.
- [108] a) N. Hayashida et al. (AGASA Collaboration), in: Proceedings of the 26th ICRC, Salt Lake City, vol. 3, 1999, p. 256; (b) M. Teshima et al. (AGASA Collaboration), in: Proceedings of the 27th ICRC, Hamburg, vol. 1, 2001, p. 337.
- [109] J.A. Bellido, R.W. Clay, B.R. Dawson, M. Johnston-Hollitt, Astropart. Phys. **15** (2001) 167. arXiv:astro-ph/0009039.
- [110] Abassi R. U., Astrophys. J. **610** (2004) L73.
- [111] Bird D. J., H.Y. Dai, B.R. Dawson, J.W. Elbert, M.A. Huang, D.B. Kieda, S. Ko, E.C. Loh, M. Luo, J.D. Smith, P. Sokolsky, P. Sommers, S.B. Thomas, astro-ph/9806096.
- [112] Pierre Auger Collaboration (author list available in <http://auger.cnrs.fr/authors.html>), Astrop. Phys., **27**, (2007) 244-253.
- [113] Sommers P., Astropart. Phys. **14** (2001) 271-286, [astro-ph/0004016].
- [114] Armengaud E. et al., Making maps with Auger events, GAP-Note 2003-105 (Nota Interna de la Colaboración Pierre Auger).
- [115] Rouillé d'Orfeuil B., Hamilton J. Ch., Revenu B., Comparison of the coverage estimation methods in the presence of anisotropies and acceptance effects, GAP-Note 2005-083 (Nota Interna de la Colaboración Pierre Auger).
- [116] J.C. Hamilton, E. Armengaud, T. Beau, P. Da Silva, O. Deligny, C. Lachaud, A. Letessier-Selvon, M.C. Medina, B. Revenu, y B. Rouille d'Orfeuil, 'First Auger angular power spectrum estimate (1/3). A method for computing the Auger coverage map directly from the event dataset', GAP-NOTE 2004 V040 (2004).
- [117] E. Armengaud, T. Beau, P. Billoir, P. Da Silva, O. Deligny, J.C. Hamilton, C. Lachaud, A. Letessier-Selvon, M.C. Medina, B. Revenu, "First Auger angular power spectrum estimate (2/3). Effects of weather conditions on the SD acceptance at low energies", GAP-NOTE 2004 V041 (2004).

- [118] Hamilton J. Ch., for the Auger Collaboration, "Coverage and large scale anisotropies estimation methods for the Pierre Auger Observatory", 29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune, India) 7, 71-74 (2005).
- [119] Supanistky A. D., Tesis Doctoral.
- [120] Etchegoyen A. et al, "AMIGA Design Report" (2006).
- [121] Klages H. et al, "Heat Design Report" (2006).
- [122] Melo D., comunicación personal.
- [123] Kampert K. H. et al. (KASCADE Coll.), Acta Phys. Polon. **B35** (2004) 1799-1812 [astro-ph/0405608].
- [124] Aglietta M. et al. (EAS-TOP and MACRO Coll.), Astrop. Phys. 20 (2004) 641.
- [125] Haungs A. et al. (KASCADE-Grande Coll.), "Workshop on Physics of the End of Cosmic Ray Spectrum", Aspen, USA (2005) [astro-ph/0508286].
- [126] Haungs A., private communication.
- [127] Berezhinsky V. S., Gazizov A. Z. and Grigorieva S. I., Phys. Lett. B 612 (2005) 147 and astro-ph/0502550.
- [128] Alosio R. et al., Astropart. Phys. 27 (2007) 76 -91.
- [129] Abu-Zayyad T. et al., Astrophys. J. 557 (2001) 686.
- [130] Bird D. J. et al., Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 3401.
- [131] Bird D. J. et al., Astrophys. J. 441 (1995) 144.
- [132] Ave M. et al., Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. (Hamburg, Germany) 1 (2001) 381, astro-ph/0112253.
- [133] HiRes Collaboration, Phys. Rev. Letters 92 (2004) 151101.
- [134] Ivanov A. A., Knurenko S. P. and Sleptsov I. Ye., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 136 (2004) 3-11.
- [135] Takeda M. et al., Astrop. Phys. 19 (2003) 447-462.
- [136] Hillas A. M., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 136 (2004) 139.
- [137] Wibig T. and Wolfendale A. W., J. Phys. G 31 (2005) 255.
- [138] Allard D. et al., Astron. Astrophys. 443 (2005) L29-L32 [astro-ph/0505566].
- [139] Aloisio R. and Berezhinsky V. S., Astrophys. J. 625 (2005) 249.

- [140] M. C. Medina, M. Gómez Berisso, I. Allekotte, A. Etchegoyen, G. Medina-Tanco and D. Supanitsky, *Enhancing the Pierre Auger Observatory to the 10^{17} to $10^{18.5}$ eV Range: Capabilities of an Infill Surface Array* Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, 566, 2, 302-311 (2006).
- [141] Kalmykov N. N. et al., Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. (Salt Lake City, USA) 4 (1999) 263.
- [142] Ogio S. and Kakimoto F., Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. (Tsukuba, Japan) 1 (2003) 315.
- [143] Allard D. et al., *The Trigger System of the Pierre Auger Surface Detector: Operation, Efficiency and Stability*, 29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune, India) (2005).
- [144] Allard D. et al., *Aperture Calculation of the Pierre Auger Observatory Surface Detector*, 29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune, India) (2005).
- [145] Knapp J., Heck, D., Sciutto S. J., Dova M. T. and Risse M., Astrop. Phys. 19 (2003) 77.
- [146] Dagoret-Campagne S., <http://lpnhe-auger.in2p3.fr/Sylvie/WWW/AUGER/DPA>.
- [147] CDAS, *Central Data Acquisition System*, Pierre Auger Collaboration, private communication.
- [148] Auger Collaboration, *Statistical and Systematic Uncertainties in the Event Reconstruction and $S(1000)$ Determination by the Pierre Auger Surface Detector*, 29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune, India) (2005).
- [149] Barnhill D. et al., *Measurement of the Lateral Distribution Function of UHECR Air Showers with the Pierre Auger Observatory*, 29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune, India) (2005).
- [150] Auger Collaboration, *Angular Resolution of the Pierre Auger Observatory*, 29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune, India) (2005).
- [151] Hayashida N., et al. Astrop. Phys. 10 (1999) 3031311.
- [152] Stanev T., "Neutrino Oscillation Workshop NOW2004" (2004) [astro-ph/0501046].
- [153] Supanitsky A. D. et al., 29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune, India), arg-supanitsky-DA-abs1-he14-poster (2005).
- [154] Etchegoyen A., Melo D., Supanitsky A. D., y Medina M. C., Proc. VI SILAF AE, American Institute of Physics, 917, 210-219 (2007).

Trabajos Publicados

Publicaciones internacionales con referato:

1. **"Muon - track studies in a water Cherenkov detector"**
A. Etchegoyen, P. Bauleo, X. Bertou, C.B. Bonifazi, A. Filevich, M.C. Medina, D. G. Melo, A. C. Rovcro, A. D. Supanitsky, A. Tamashiro
Nucl.Inst. and Meth. in Phys. Res. A, 545, 3, 602-612 (2005).
2. **"Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory"**
Pierre Auger Collaboration (author list available in <http://auger.cnrs.fr/authors.html>)
Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, 523, 1, 50-95 (2004).
3. **"Enhancing the Pierre Auger Observatory to the 10^{17} to $10^{18.5}$ eV Range: Capabilities of an Infill Surface Array"**
M. C. Medina, M. Gómez Berisso, I. Allekotte, A. Etchegoyen, G. Medina-Tanco and D. Supanistky
Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, 566, 2, 302-311 (2006).
4. **"Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory"**
X. Bertou, P.S. Allison, C. Bonifazi, P. Bauleo, C.M. Grunfeld, M. Aglietta, F. Arnedo, D. Barnhill, J.J. Beatty, N.G. Busca, A. Creusot, D. Dornic, A. Etchegoyen, A. Filevitch, P.L. Ghia, I. Lhenry-Yvon, M.C. Medina, E. Moreno, D. Nitz, T. Ohnuki, S. Ranchon, H. Salazar, T. Suomijärvi, D. Supanitsky, A. Tripathi, M. Urban and L. Villaseñor
Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, 568, 2, 839-846 (2006).
5. **"An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} eV from the Pierre Auger Observatory"**
Pierre Auger Collaboration (author list available in <http://auger.cnrs.fr/authors.html>)
Astrop. Phys., 27, 155 (2007).
6. **"Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory"**
Pierre Auger Collaboration (author list available in <http://auger.cnrs.fr/authors.html>)
Astrop. Phys., 27, 244-253 (2007).

Proceedings de conferencias internacionales con referato

1. **"Simulation of Pierre Auger Surface Detector Response to Muons"**
A.K. Tripathi, K. Arisaka, D. Barnhill, A. Etchegoyen, A. Filevich, J.Gonzalez, T. McCaulley, M.C. Medina, D. Melo, T.Onhuki, T. Paul, W. Slater, D. Supanistky, A. Tamashiro
Proceedings of the 28th International Conference on Cosmic Ray, Tsukuba, Japón (2003).
2. **"Observing muon decays in water Cherenkov detectors at the Pierre Auger Observatory"**
P. Allison, F. Arneodo, X. Bertou, N. Busca, P.L. Ghia, C. Medina, G. Navarra, L. Nellen, H. Salazar Ibarguen, S. Ranchon, M. Urban, L. Villaseñor
Proceedings of the 29th International Conference on Cosmic Ray, Pune, India, 7, 299-302 (2005).
3. **"Observation of the Long Term Stability of Water Stations in the Pierre Auger Surface Detector"**
I. Allekotte, K. Arisaka, D. Barnhill, X. Bertou, C. Bonifazi, M.D. Healy, J. Lee C. Medina, T. Ohnuki and A. Tripathi
Proceedings of the 29th International Conference on Cosmic Ray, Pune, India, 8, 287-290 (2005).
4. **"Response of the Pierre Auger Observatory Water Cherenkov Detectors to Muons"**
M. Aglietta, P. Allison, E.C. Andres, F. Arneodo, X. Bertou, C. Bonifazi, N. Busca, A. Creusot, O. Deligny, D. Dornic, B. Genolini, P.L. Ghia, C.M. Grunfeld, I. Lhenry-Yvon, P.O. Mazur, E. Moreno, G. Perez, H. Salazar and T. Suomijärvi
Proceedings of the 29th International Conference on Cosmic Ray, Pune, India, 7, 83-86 (2005).
5. **"The trigger system of the Pierre Auger Surface Detector: operation, efficiency and stability"**
D.Allard, E. Armengaud, I. Allekotte, P. Allison, J.Aublin, M. Ave, Bauleo, J Beatty, T. Beau, X. Bertou,P. Billoir, C. Bonifazi, A. Chou, J. Chye, S. Dagoret- Campagne, A. Dorofeev, P.L. Ghia, M. Gómez Berisso, A. Gorgi, J.C. Hamilton, J. Harton, R. Knapik, C. Lachaud, I. Lhenry-Yvon, A. Letessier-Selvon, J. Matthews, C. Medina, R. Meyhandan, G. Navarra, D. Nitz, E.Parizot, B. Revenu, Z. Szadkowski, T. Yamamoto
Proceedings of the 29th International Conference on Cosmic Ray, Pune, India, 7, 287 (2005).
6. **"Aperture calculation of the Pierre Auger Observatory surface detector"**
D. Allard, I. Allekote, E. Armengaud, J. Aublin, M. G. Berisso, X. Bertou, A. Chou, P. L. Ghia, J.C. Hamilton, I. Lhenry-Yvon, C. Medina, G. Navarra, E. Parizot, A. Tripathi
Proceedings of the 29th International Conference on Cosmic Ray, Pune, India, 7, 71 (2005).

7. **"The importance of muon information on primary mass discrimination of ultra high energy cosmic rays"**
D. Supanitsky, A. Tiba, G. Medina-Tanco, A. Etchegoyen, I. Allekotte, M. Gomez Berisso, V. de Souza, C. Medina, A. J. Ortiz, R. Shellard
Proceedings of the 29th International Conference on Cosmic Ray, Pune, India, 7, 37 (2005).

8. **Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory**
M. Aglietta, P.S. Allison, F. Arneodo, D. Barnhill, P. Bauleo, J.J. Beatty, X. Bertou, C. Bonifazi, N. Busca, A. Creusot, D. Dornic, A. Etchegoyen, A. Filevitch, P.L. Glia, C.M. Grunfeld, I. Lhenry-Yvon, M.C. Medina, E. Moreno, G. Navarra, D. Nitz, T. Ohnuki, S. Ranchon, H. Salazar, T. Suomijärvi, D. Supanitsky, A. Tripathi, M. Urbau and L. Villaseñor
Proceedings of the 29th International Conference on Cosmic Ray, Pune, India, 7, 279-282 (2005)

9. **"Primary Cosmic Rays Composition: Simulations and Detector Design"**
A.D. Supanitsky, G. Medina-Tanco, A. Etchegoyen, M. Gómez Berisso, and M.C. Medina
VI Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications, Iguazú, Oct/2005
American Institute of Physics, Conference Proceeding Series 884, 411 - 416 (2007).

10. **"Acceptance and Angular Resolutions of an Infill Array for the Pierre Auger Surface Detector"**
M.C. Medina, M. Gómez Berisso, I. Allekotte, A. Etchegoyen, G. Medina-Tanco, and D. Supanitsky
VI Latin American Symposinm on Nuclear Physics and Applications, Iguazú, Oct/2005
American Institute of Physics, Conference Proceeding Series 884, 405 - 410 (2007).

11. **"Pierre Auger Enhancements: Transition from Galactic to Extragalactic Cosmic Ray Sources"**
A. Etchegoyen, D. Melo, D. Supanitsky, and. M.C. Medina
VI Simposio Latinoamericano de Fsica Experimental, Puerto Vallarta, Jalisco, Mexico, Nov/2006
Am. Inst. of Physics (Conf. Proc.), 917 (2007) 210-218.

Publicaciones Internas de la Colaboración Pierre Auger

1. **“Study of the Opacity of Fiberglass-Reinforced Plastic”**
P. Bauleo, C. Bonifazi, A. Boselli, A. Filevich, C. Medina, D. Supanitsky
GAP-NOTE 2002016 (2002).
2. **“Opacity of Fiberglass and Polyethylene SD Tanks”**
A. Filevich, C. Medina, and C. M. Grunfeld
GAP-NOTE 2003077 (2003).
3. **“Water Level Experiment on Laura”**
C. Medina, X. Bertou
GAP-NOTE 2003091 (2003).
4. **“Sensitivity of muon data to the water level in a Water Cherenkov Detector”**
C. Medina, X. Bertou, C. Bonifazi, A. Filevich, D. Melo, D. Supanitsky, A. Tamashiro
GAP-NOTE 2004001 (2004).
5. **“Compact 3 TOT as a starting point for SD reconstruction”**
C. Medina, X. Bertou
GAP-NOTE 2004030 (2004).
6. **“First Auger angular power spectrum estimate (1/3). A method for computing the Auger coverage map directly from the event dataset”**
JC.Hamilton, E.Armengaud, T.Beau, P. Da Silva, O.Deligny, C.Lachaud, A.Letessier-Selvon, C.Medina, B.Revenu, B.Rouille d'Orfeuil
GAP-NOTE 2004040 (2004).
7. **“First Auger angular power spectrum estimate (2/3). Effects of weather conditions on the SD acceptance at low energies”**
Armengaud, T.Beau, P.Billoir, P.Da Silva, O.Deligny, JC.Hamilton, C.Lachaud, A.Letessier-Selvon, C.Medina, B.Revenu
GAP-NOTE 2004041 (2004).
8. **“First Auger angular power spectrum estimate (3/3). The angular power spectrum of low-energy events”**
E.Armengaud, T.Beau, P.Billoir, P.Da Silva, O.Deligny, JC.Hamilton, C.Lachaud, A.Letessier-Selvon, C.Medina, B.Revenu
GAP-NOTE 2004042 (2004).
9. **“Analysis of 3 Fold Trigger Rate Dependence on Deviations from Ideal Geometry”**
C.Medina, P. Billoir, J.C. Hamilton, X. Bertou
GAP-NOTE 2004051(2004).
10. **“From map-making to scan statistics and multi-resolution filtering : notes about blind small scale anisotropy research methods”**
Tristan Beau, Eric Armengaud, Pierre Da Silva, Olivier Deligny, Clarisse Hamadache,

Jean-Christophe Hamilton, Cyril Lachaud, Antoine Letessier-Selvon, Clementina Medina, Benoît Revenu, Benjamin Rouillé d'Orfeuille
GAP-NOTE 2005018 (2005).

11. **"Testing Poissonity of Auger sky map with continuous spherical wavelets"**
Martin Boutelier, Tristan Beau, Eric Armengaud, Pierre Da Silva, Olivier Deligny, Clarisse Hamadache, Jean-Christophe Hamilton, Cyril Lachaud, Antoine Letessier-Selvon, Clementina Medina, Benoît Revenu, Benjamin Rouillé d'Orfeuil
GAP-NOTE 2005020 (2005).
12. **"Radio background measurements at the Pierre Auger Observatory"**
Jacob Lamblin, Clementina Medina, Olivier Ravel
GAP-NOTE 2005042 (2005).
13. **"Computation of the Auger surface trigger probability from the data"**
M. Gómez Berisso, I. Allekotte, X. Bertou, M. C. Medina
GAP-NOTE 2005059 (2005).
14. **"The Auger Surface Detector Acceptance from real data"**
M. Gómez Berisso, I. Allekotte, X. Bertou, M. C. Medina
GAP-NOTE 2005092 (2005).

Apéndice I: Aceleración de Fermi

La aceleración por choques difusivos en campos magnéticos turbulentos es en la actualidad el mecanismo más aceptado para acelerar rayos cósmicos. El que propuso este mecanismo fue Enrico Fermi en 1949 y se puede resumir de la siguiente manera: Las irregularidades magnéticas presentes a los dos lados de una onda de choque super relativista “juega” una especie de partido de tenis relativista con partículas cargadas, y de vez en cuando una partícula se escapa del choque con una energía muy alta. Este mecanismo de aceleración produce un espectro de energías en las partículas que escapan de la forma E^{-2} .

En este anexo se explicará cómo se realiza la transferencia de energía cinética entre las nubes magnetizadas en movimiento hacia las partículas cargadas.

8.1. Aceleración de segundo orden

Las nubes de gas en movimiento en el medio interestelar tienen velocidades del orden de ~ 10 km/s ($\beta_{nube} < 10^{-4}$). Una partícula cargada ganará energía al entrar en alguna de estas nubes y difundiéndose en las irregularidades del campo magnético ligado a la nube parcialmente ionizada.

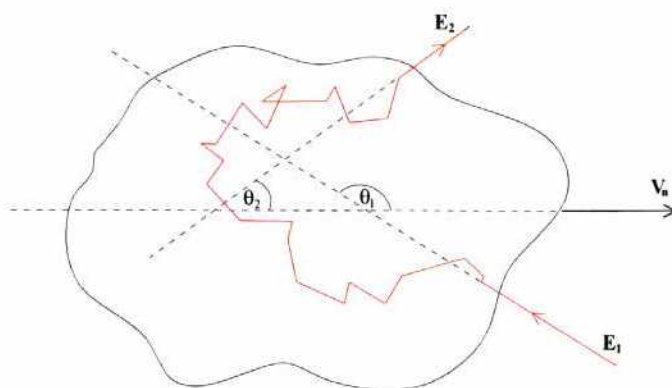


Figura 8.1: Interacción de una partícula cargada con una nube magnetizada en movimiento.

Sea V_n la velocidad de desplazamiento de la nube, β_n su velocidad relativa y γ_n su factor de Lorentz. Consideremos que la partícula ingresa en la nube con una energía E_1 con una dirección con un ángulo θ_1 respecto de la dirección de movimiento de la nube. Luego de difundir dentro de la misma, la partícula saldrá con una energía E_2 y un ángulo θ_2 .

Cambiando de sistema de referencia de la energía a la entrada y a la salida de la nube se obtiene (n corresponde al sistema de referencia de la nube):

$$\begin{aligned} E_{n1} &= \gamma E_1 (1 - \beta_n \cos \theta_1) \text{ (sistema de referencia de la nube),} \\ E_2 &= \gamma E_{n2} (1 + \beta_n \cos \theta_{n2}) \text{ (sistema de referencia del laboratorio).} \end{aligned}$$

Como la difusión magnética se produce sin colisiones la energía dentro de la nube no cambia, por lo tanto $E_{n1} = E_{n2}$. Esto permite calcular la ganancia de energía relativa en el sistema laboratorio de la siguiente manera:

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{E_2}{E_1} - 1 = \gamma_n^2 (1 - \beta_n^2 \cos \theta_1 \cos \theta_{n2} - \beta_n \cos \theta_1 + \beta_n \cos \theta_{n2}) - 1. \quad (8.1)$$

El valor que nos interesa es la ganancia de energía relativa promedio que sufrirá una partícula al entrar y salir de la nube. La difusión de la partículas por las irregularidades del campo magnético da como resultado un ángulo de salida aleatorio y, en promedio $\cos \theta_{n2} = 0$. Por otro lado, la densidad de probabilidad del ángulo de entrada depende de la velocidad de la partícula v y de la nube $p(x) \propto (v - V_n \cos \theta_1)$. El valor medio de $\cos \theta_1$ es, suponiendo $x = \cos \theta_1$:

$$\cos \theta_1 = \int_{-1}^1 p(x) x dx / \int_{-1}^1 p(x) dx = \int_{-1}^1 (v - V_n x) x dx / \int_{-1}^1 (v - V_n x) dx = -\frac{V_n}{3v}$$

Si se considera que la partícula es relativista $v \sim c$, se obtiene $\cos \theta_1 = -\beta_n/3$. Así, la ganancia relativa de energía será:

$$\frac{\Delta E}{E} = \gamma^2 \left(1 + \frac{\beta_n^2}{3} \right) - 1 \simeq \frac{4\beta_n^2}{3}, \quad (8.2)$$

con $\beta_n \ll 1$ para la velocidad relativa de la nube. Se puede ver que la ganancia de energía es de segundo orden en β_n lo que implica que la ganancia en cada colisión con una nube es poca. En la práctica, esto se debe al hecho que hay tantas colisiones que implican pérdidas de energía como colisiones frontales con ganancia de energía:

- en un choque frontal la inhomogeneidad magnética se enfrenta al sentido de la partícula, $\cos \theta_1 = -1 \Rightarrow \Delta E/E = \beta_n/(1 + \beta_n)$, y hay una ganancia de energía;
- si por el contrario, la inhomogeneidad alcanza a la partícula, $\cos \theta_1 = 1 \Rightarrow \Delta E/E = -\beta_n/(1 + \beta_n)$, y hay una pérdida de energía.

Además, la tasa de aceleración viene dada por:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{\Delta E}{E} r_{col} = \frac{4\beta_n^2}{3} r_{col},$$

donde r_{col} es la tasa de colisiones de un rayo cósmico con las nubes, dado por el camino libre medio entre las nubes L tal que $r_{col} = \frac{c}{L}$. El tiempo de aceleración para el mecanismo de segundo orden de Fermi es entonces:

$$\left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right)^{-1} = \frac{3Lc}{4V_n^2}.$$

con $L \sim 1$ pc, et $V_n \sim 10$ km/s, el tiempo de aceleración es $\sim 2 \times 10^9$ años, hecho que limita aún mas la aceleración por este proceso.

8.2. Aceleración de Fermi de primer orden

El mecanismo original de Fermi fue modificado resultando un proceso de aceleración más eficiente.

En el ejemplo clásico de las supernovas, que después será generalizado, el equivalente a varias masas solares de materia es eyectado durante su explosión, con una velocidad de $\sim 10^4$ km/s, mucho mayor que la velocidad del sonido en el medio interestelar (~ 10 km/s). Se forma una onda de choque con una velocidad V_c por encima del material eyectado de la supernova con una velocidad V_p . Desde el punto de vista del choque, gas proveniente de corriente arriba se acerca a él con una velocidad $u_1 = V_p$ y una densidad ρ_1 , lo atraviesa y se aleja corriente abajo con una velocidad $u_2 = V_c - V_p$ y una densidad ρ_2

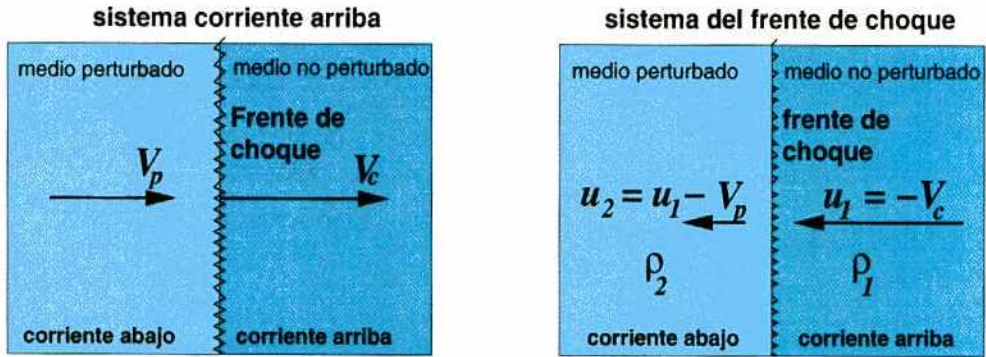


Figura 8.2: Representación de una onda de choque con una velocidad V_c que se propaga adelante de un fluido en movimiento con una velocidad V_p . *Izquierda:* sistema de referencia corriente arriba. *Derecha:* sistema de referencia del choque.

La velocidad del frente de choque V_c (o u_1) depende de la velocidad V_p del “pistón” (el material eyectado o el medio “chocado”) y de la razón de compresión $r = \rho_2/\rho_1 = u_1/u_2 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$ (γ representa el calor específico del gas:

$$\begin{aligned} V_c &= -u_1 = r u_2, \\ V_p &= u_1 - u_2 = (r - 1)u_2. \end{aligned}$$

Para el cálculo de la ganancia de energía, es necesario reubicarse en el contexto de la teoría de Fermi con las irregularidades magnéticas en la forma de nubes corriente arriba y corriente abajo del frente de choque. El frente de choque se supone no-relativista para poder realizar la aproximación de que las partículas ultra relativistas están distribuidas de manera isotrópica en ambos lados del frente de choque

En este mecanismo, los ángulos promedio de entrada y salida se distribuyen de la misma manera: como el frente de choque tiene una geometría plana en el paso de un lado al otro del frente se tiene que¹ $\cos \theta_1 = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \cos^2 \theta_1 \sin \theta_1 d(\theta_1) = 2 \int_{\pi/2}^{\pi} \cos^2 \theta_1 \sin \theta_1 d(\theta_1) = -2/3$, y para el camino inverso $\cos \theta_{n2} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^2 \theta_{n2} \sin \theta_{n2} d(\theta_{n2}) = -2 \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta_{n2} \sin \theta_{n2} d(\theta_{n2}) = 2/3$.

¹Esta distribución está normalizada: $\int_{-1}^1 \cos \theta d(\cos \theta) = -\int_0^\pi \cos \theta \sin \theta d(\theta) = 1$.

Con la formula(8.1) se obtiene entonces:

$$\frac{\Delta E}{E} = \gamma^2 \left(1 + \left(\frac{2\beta_n}{3} \right)^2 + \frac{4\beta_n}{3} \right) - 1 \simeq \frac{4\beta_n}{3} = \frac{4V_p}{3c} \simeq \frac{4u_1(r-1)}{3cr},$$

los órdenes de β_n superiores a 1 son despreciables. Se puede ver que la ganancia de la energía es de orden 1 en β_n haciendo este mecanismo mucho más eficiente que el de segundo orden.

Se evaluará ahora el tiempo de aceleración asociado a este mecanismo. Sea D_1/u_1 la distancia de confinamiento de la partícula corriente arriba y D_2/u_2 corriente abajo. D_1 y D_2 son los coeficientes de difusión en la región respectiva. Estos coeficiente se estiman teniendo en cuenta que el radio de Larmor de la partícula tiene que ser menor que las irregularidades magnéticas. Sabiendo que un coeficiente de difusión se calcula clásicamente como $\frac{1}{3}\lambda_D v$, donde λ_D es el camino libre medio y v es la velocidad de la partícula, se tiene $D \geq \frac{rL}{3} \simeq \frac{1}{3} \frac{E\beta^2}{ZeB}$. El tiempo promedio de un ciclo será entonces:

$$t_{ciclo} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \geq \frac{4E\beta^2}{3ZecB} \left(\frac{1+r}{u_1} \right).$$

Si la tasa de aceleración es $\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \simeq \frac{\Delta E/E}{t_{ciclo}}$, el tiempo de aceleración será:

$$\tau_{acc} \simeq \frac{t_{ciclo} 3rc}{4(r-1)u_1c} \geq \frac{E}{ZeB} \frac{\beta^2 r(r+1)}{u_1^2 r-1}$$

Considerando un gas monoatómico completamente ionizado ($\gamma = 5/3$, de donde resulta $r = 4$) y energías del orden de 10^{18} eV, $\beta \simeq 1$:

$$\tau_{acc} \simeq \frac{20}{3} \frac{E}{ZBu_1^2}$$

Para campos magnéticos de orden de μG (típico de las galaxias, donde se deberían encontrar los aceleradores cósmicos), una velocidad de choque de $u_1 \sim 0.1c$, para alcanzar 10^{15} eV harán falta 2350 años y para alcanzar 10^{18} eV se necesitarán alrededor de 2 millones de años (valor más razonable que $\sim 2 \times 10^9$ años).

Este mecanismo parece ser más eficaz para explicar la aceleración de rayos cósmicos. El espectro de energía de estos está determinada por:

- la energía después de atravesar el frente de choque: $E_{n+1} = k E_n$;
- la probabilidad de escape corriente abajo : $P_d = P = 4u_1/rv$;
- la probabilidad de volver a atravesar el choque: $P_{regreso} = 1 - P_d = Q$.

Luego de n ciclos (1 ciclo = 2 cruces del frente de choque), la energía de la partícula será $E = E_0(1 + \Delta E/E)^n = E_0 k^n$, siendo E_0 la energía inicial. La probabilidad de volver a cruzar el frente de choque será $P_n = (1 - P)^n = Q^n$. El número de partículas con una energía superior a E es entonces $N = N_0 Q^n$. Con $n = \ln(N/N_0)/\ln(Q) = \ln(E/E_0)/\ln(k)$ se obtiene el espectro en energía de las partículas aceleradas:

$$N = N_0(E/E_0)^m \propto E^m,$$

con $m = \ln(Q)/\ln(k)$. El espectro diferencial será entonces:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{m-1}.$$

Con $\ln(1+x) \simeq x$ si $x \ll 1$, es el caso con P y $\Delta E/E$ para un frente no relativista:

$$1 - m = 1 - \frac{\ln(1-P)}{\ln(1+\Delta E/E)} \simeq 1 + \frac{P}{\Delta E/E} = 1 + \frac{3c}{v(r-1)} \simeq \frac{r+2}{r-1},$$

si $v \simeq c$.

Con $r = 4$, $m = -1$ se obtiene un espectro diferencial en E^{-2} , compatible con las observaciones.

Apéndice II: Coordenadas celestes

De igual manera que para determinar una posición sobre la superficie terrestre se utiliza un par de coordenadas (*latitud* y *longitud*), para denotar una dirección en la esfera celeste en general se usa un par coordinado definido por un origen y un plano de referencia. Según cual sea este plano de referencia que contiene al origen elegido, el sistema de coordenadas recibe un nombre distinto. En este caso, los sistemas de coordenadas más comunes son:

- Coordenadas horizontales
- Coordenadas ecuatoriales
- Coordenadas galácticas

8.3. Coordenadas horizontales

El sistema del horizonte está definido para cada observador o sitio en la Tierra. Su origen es la posición del observador, su eje de referencia es la vertical local y su plano de referencia es el horizonte aparente o simplemente el plano perpendicular al eje de referencia en ese punto. La intersección de la vertical con la esfera celeste se llama cenit, siendo el punto opuesto por debajo del observador el nadir.

Por cualquier punto en la esfera celeste, se puede definir un plano único perpendicular al horizonte; este se llama círculo vertical y contiene al cenit y al nadir. Dentro de su círculo vertical, la posición bajo consideración puede caracterizarse por dos coordenadas: *altitud* y *azimut*.

La *altitud* es el ángulo entre la dirección de la posición en la esfera celeste y el plano del horizonte. También se puede tomar el ángulo entre la dirección y el cenit, que recibe el nombre de ángulo cenital. Todos los objetos sobre el horizonte tienen altitudes positivas, lo que equivale a un ángulo cenital menor a 90° .

La segunda coordenada de una posición en el sistema del horizonte está definida por el punto donde el círculo vertical de la posición corta al horizonte. Se llama *azimut* y, en astronomía y para el hemisferio Norte es el ángulo formado desde el punto sur (N) tomando hacia el oeste, norte y este hasta el punto del círculo vertical sobre el horizonte, yendo de 0° a 360° . También puede tomarse al punto Norte como un 0 y así el azimut puede tomar valores entre -180° y 180° .

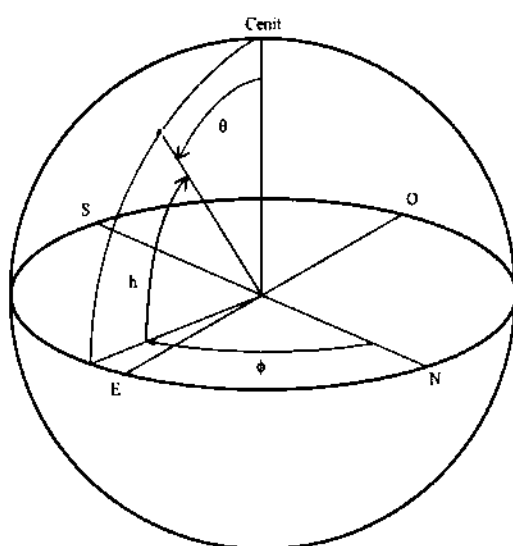


Figura 8.3: Esquemización de coordenadas horizontales donde θ es el ángulo cenital y ϕ es el ángulo azimutal.

8.4. Coordenadas ecuatoriales

La desventaja principal del sistema del horizonte es el cambio estable de las coordenadas para un objeto astronómico a medida que la Tierra gira durante el transcurso de un día. Esto se puede solucionar usando un sistema de coordenadas fijo en las estrellas o en la esfera celeste. El sistema que se usa más frecuentemente es el sistema de coordenadas ecuatoriales.

En principio, este sistema de coordenadas puede introducirse de manera simple proyectando las coordenadas geocéntricas de la Tierra sobre el cielo en un determinado momento. Estas coordenadas quedarán fijas a la esfera celeste mientras la Tierra gire por debajo de ellas. La proyección del ecuador terrestre y de los polos a la esfera celeste da como resultado sendos ecuador y polos (norte y sur) celestes. Los círculos que pasan por los polos celestes son siempre perpendiculares al ecuador celeste y se llaman círculos horarios.

La primera coordenada en el sistema ecuatorial, correspondiente a la latitud se llama *declinación* (Dec) y es el ángulo entre la posición de un objeto y el ecuador celeste (medido a lo largo del círculo horario).

La segunda coordenada corresponde a la longitud y recibe el nombre de *ascensión recta* (RA o α). Para definir el cero de esta coordenada se toman los puntos de intersección del plano ecuatorial con el plano de la órbita terrestre o eclíptica. Estos puntos se llaman equinoccios vernaes o "primer punto de Aries". A lo largo de un año, a medida que la Tierra se mueve alrededor del Sol, este parece pasar sobre este punto cada 21 de marzo cruzando el ecuador celeste de sur a norte. El Sol pasa por el punto opuesto el 23 de septiembre aproximadamente y es cuando regresa al hemisferio Sur celeste. La *ascensión recta* puede tomar valores entre 0° y 360° . Sin embargo, esta coordenada se expresa frecuentemente en unidades de tiempo: *horas* (h), *minutos* (m), *segundos* (s), donde 24 horas corresponden a 360° . La correspondencia de unidades es entonces:

$$24 \text{ h} = 360^\circ$$

$$1 \text{ h} = 15^\circ, 1 \text{ m} = 15', 1 \text{ s} = 15''$$

$$1^\circ = 4 \text{ m}, 1' = 4 \text{ s}$$

Así, cuando comienza la primavera en el hemisferio Norte (alrededor del 21 de Marzo), el Sol se encuentra en el equinoccio vernal que corresponde a $\alpha = 0 \text{ h} = 0^\circ$. En el solsticio de verano en el hemisferio Norte, el Sol se encuentra a $\alpha = 6 \text{ h} = 90^\circ$, mientras que el equinoccio de otoño corresponde a $\alpha = 12 \text{ h} = 180^\circ$ y el solsticio de invierno (siempre para el hemisferio Norte) está a $\alpha = 18 \text{ h} = 270^\circ$. Así, se puede ver que la *ascensión recta* se mide de Oeste a Este en la esfera celeste.

Debido a la precesión de la Tierra el equinoccio vernal no es constante pero varía lentamente, de manera que todo el sistema de coordenadas ecuatoriales va cambiando con el tiempo. Es por esto que es necesario dar la época para la cual se toma el sistema ecuatorial. Actualmente la mayoría de las fuentes usan el comienzo del año 2000 D. C. como época.

Para pasar de las coordenadas ecuatoriales fijas en las estrellas al sistema de coordenadas horizontales, es útil introducir el concepto de *ángulo horario* (HA). Esto implicaría, en principio, introducir un segundo sistema coordenado ecuatorial (coordenadas ecuatoriales horarias) que rota conjuntamente con la Tierra. Este sistema tiene nuevamente un ecuador celeste y polos como referentes, como coordenada de latitud a la *declinación* y como coordenada longitudinal al ángulo horario que rota con la Tierra. En este sistema, un objeto celeste se mueve contrario a la rotación de la Tierra a lo largo de un círculo de declinación constante durante un día. Esta rotación deja las posiciones de los polos invariantes: siempre están sobre el meridiano local del observador. Además, la altitud del polo norte celeste es igual a la latitud geográfica del observador (siendo negativa para el hemisferio Sur). Así, el meridiano local se toma como el círculo horario para $HA = 0$.

Los objetos celestes se encuentran a *RA* constante, pero su *ángulo horario* cambia a medida que el tiempo pasa. Si se mide en unidades de tiempo (horas, minutos y segundos) *HA* cambiará en la misma magnitud que el intervalo de tiempo considerado si se mide en unidades de tiempo sidéreo (ST) (ver sección 8.6). El *ángulo horario* se mide de Este a Oeste, de manera que aumenta con el tiempo y es opuesto a la convención usada para la *ascensión recta*.

El tiempo sidéreo (ST) es cero por definición siempre que el equinoccio verbal, con $\alpha = 0$, cruce el meridiano local, $HA = 0$. A medida que pasa el tiempo, la *RA* permanece constante mientras que *HA* y *ST* crecen la cantidad de tiempo pasado. Esto implica que el tiempo sidéreo y el ángulo horario son siempre iguales para los equinoccios vernaes.

De manera más general, para cualquier posición en el cielo, la relación entre *ascensión recta*, *ángulo horario* y tiempo sidéreo es la siguiente:

$$HA = ST - \alpha \quad (8.3)$$

En la figura 8.4 se puede ver una esquematización de este sistema de coordenadas.

8.5. Coordenadas Galácticas

En este sistema de coordenadas el plano fundamental es el plano de nuestra galaxia y la dirección fundamental es la línea que une nuestro Sol al centro de la galaxia. La primera

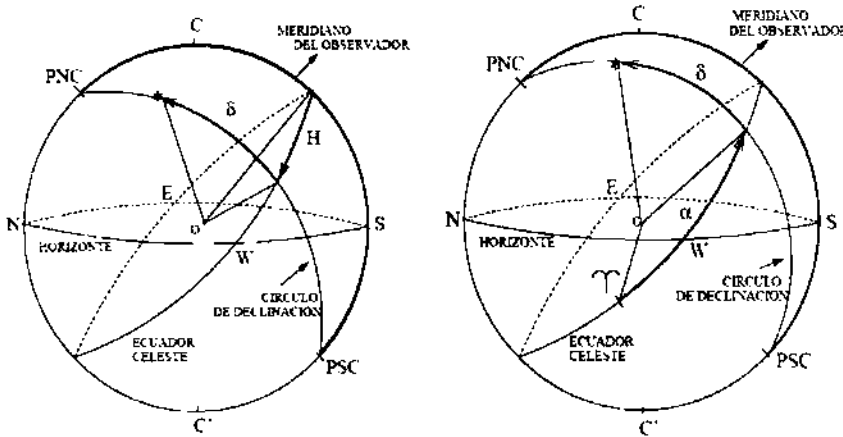


Figura 8.4: Esquematzación del sistema de coordenadas ecuatoriales.

coordenada es la *longitud galáctica* (l) y se define como el ángulo medido en el plano entre la dirección Sol-Centro Galáctico y la dirección Sol - objeto celeste proyectado sobre el plano galáctico. La segunda coordenada es la *latitud galáctica* (b) y es el ángulo medido entre el plano galáctico y la dirección del objeto observado. En la figura 8.5 se puede ver una esquematización de este sistema de coordenadas. Los puntos P_G y P'_G son los polos norte y sur respectivamente y sus coordenadas correspondientes son: $b_{P_G} = 90^\circ$, $b_{P'_G} = -90^\circ$. Las coordenadas ecuatoriales del polo norte galáctico son $\alpha = 12:51.4$, $\delta = +27:07$ (2000.0).

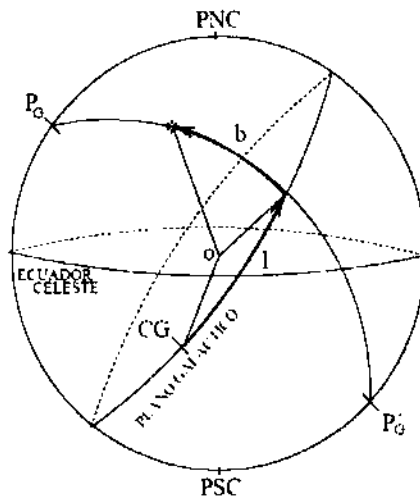


Figura 8.5: Esquematzación de coordenadas galácticas.

La posición del cero de la longitud galáctica (el centro galáctico nominal) fue acordado en 1959 por la Union Astronómica Internacional y está situado en las siguientes coordenadas ecuatoriales (2000.0): $\alpha = 17:45.6$ y $\delta = -28:56.3$ (2000.0)

Observaciones recientes han demostrado que el centro galáctico real coincide con una fuente de radio e IR (Sagitario A) situada a unos pocos minutos de arco de su posición

nominal. Como el centro galáctico nominal se sigue usando como punto cero para la longitud galáctica, la posición del verdadero Centro Galáctico es: $l = -3.34'$ y $b = -2.75'$

8.6. Tiempos

Tiempo Sidéreo (ST): es el tiempo medido con respecto a estrellas fijas. El día sidéreo es el período en el que la Tierra realiza una revolución completa sobre su eje, de manera que cierta estrella elegida aparezca dos veces sobre el meridiano celeste del observador. Hay alrededor de 365 y $1/4$ días solares en un año, siendo el tiempo que le toma al Sol volver al mismo sitio sobre el background de estrellas. En este período la Tierra realiza 366 y $1/4$ revoluciones sobre su eje. Esto implica que cada día sidéreo es aproximadamente 4 minutos más corto que un día solar. El tiempo sidéreo local (LST) de un observador es igual al ángulo horario del equinoccio vernal, lo que significa que todas las direcciones en el cielo pasando por el meridiano (a su máxima elevación) con cierto LST tienen su ascensión recta igual al mismo.

Tiempo Universal (UTC): es el tiempo estándar internacional y está basado en la definición de segundo. Es una escala de tiempo uniforme pero con discontinuidades para tener en cuenta la rotación irregular de la Tierra. Es el término corriente para lo que comúnmente se usaba como Tiempo del Meridiano de Greenwich (GMT). Este tiempo universal y el tiempo sidéreo sólo coinciden un instante en el año en el equinoccio de primavera. A partir de allí, la diferencia entre ellos aumenta ya que el ST corre más rápido que el UT, hasta exactamente una mitad de año después donde es de 12 horas. Después de un año, los tiempos vuelven a coincidir.

Día Juliano (JD): es el número de días desde la medianoche del 1^{era} de enero del año 4713 antes de Cristo. Está se define como un entero para la medianoche; los decimales corresponden al tiempo UTC medido a partir de medianoche.

8.7. Conversión entre sistemas de coordenadas

8.7.1. De horizontales a ecuatoriales horarias y viceversa

En la figura 8.6 están representadas las coordenadas horizontales y ecuatoriales horarias de un objeto celeste cualquiera. Los lados y ángulos del triángulo resaltado en dicha figura son:

Lados	Ángulos
$90^\circ - \phi$	Ξ
$90^\circ - \delta$	$360^\circ - A$
$90^\circ - h$	H

Aplicando el teorema del coseno y del seno en este triángulo se obtienen las ecuaciones necesarias para realizar el cambio de coordenadas horizontales a ecuatoriales (horarias) y viceversa:

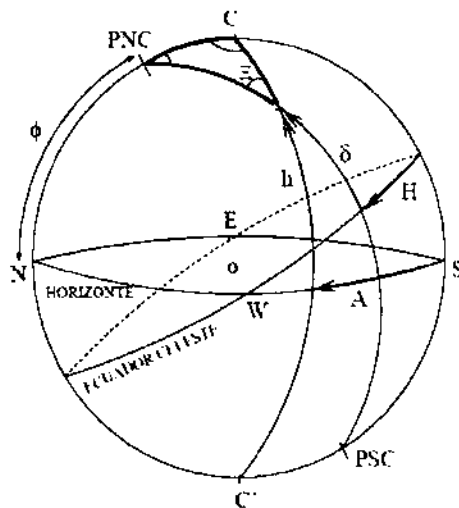


Figura 8.6: Relación entre coordenadas horizontales y ecuatoriales.

$$\cos \delta \sin H = -\cosh h \sin A \quad (8.4)$$

$$\sin \delta = \sin \phi \sin h + \cos \phi \cos h \cos A \quad (8.5)$$

$$\sin h = \sin \delta \sin \phi + \cos \delta \cos \phi \cos H \quad (8.6)$$

Así, si se conocen ϕ , h y A , se pueden determinar δ y H de la siguiente manera:

$$\delta = \sin^{-1}(\sin \phi \sin h + \cos \phi \cos h \cos A) \quad (8.7)$$

$$H = \sin^{-1} \left(\frac{-\cosh h \sin A}{\cos \delta} \right) \quad (8.8)$$

Para pasar de coordenadas ecuatoriales a coordenadas horizontales, lo que implica determinar h y A conociendo ϕ , δ y H , se deben aplicar las siguientes ecuaciones:

$$h = \sin^{-1}(\sin \delta \sin \phi + \cos \delta \cos \phi \cos H) \quad (8.9)$$

$$A = \sin^{-1} \left(\frac{-\cosh \delta \sin H}{\cos h} \right) \quad (8.10)$$

8.7.2. De ecuatoriales horarias a ecuatoriales absolutas y viceversa

Como la declinación δ sigue siendo la misma que en el sistema anterior, lo único que habría que considerar ahora es la relación entre la ascensión recta α y el ángulo horario H . La conexión se establece a través de alguna variable que indique la posición del punto vernal. Esta variable sería el tiempo sidéreo local (LST), que para un observador en un instante dado se define como el ángulo horario del punto vernal ($LST = H_\gamma$). En la figura 8.7 se puede apreciar la relación existente entre α , H y el LST y deducir la siguiente relación:

$$LST = H_\gamma = \alpha + H \quad (8.11)$$

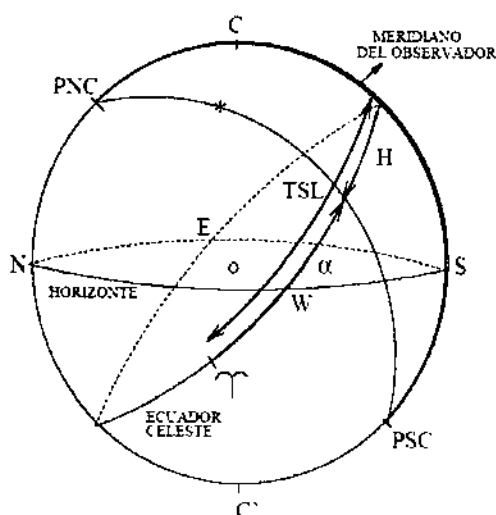


Figura 8.7: Relación entre coordenadas ecuatoriales absolutas y horarias.

8.7.3. De ecuatoriales absolutas a galácticas y viceversa

La figura 8.8 muestra la relación entre las coordenadas ecuatoriales (α , δ) y las coordenadas galácticas (l , b). Las coordenadas ecuatoriales del polo norte galáctico (α_{P_g} , δ_{P_g}) son las siguientes: $\alpha_{P_g} = 12:51.4$ y $\delta_{P_g} = 27:8$ (2000.0). También es necesario especificar la longitud galáctica (l_N) del polo norte celeste (PNC). Como el origen de coordenadas de l está muy cerca del verdadero centro galáctico (CG) y este se encuentra a 33° con respecto al nodo (punto donde el plano galáctico cruza de sur a norte el ecuador celeste), se tiene que este nodo se encuentra exactamente a mitad de camino entre los puntos D y D' .

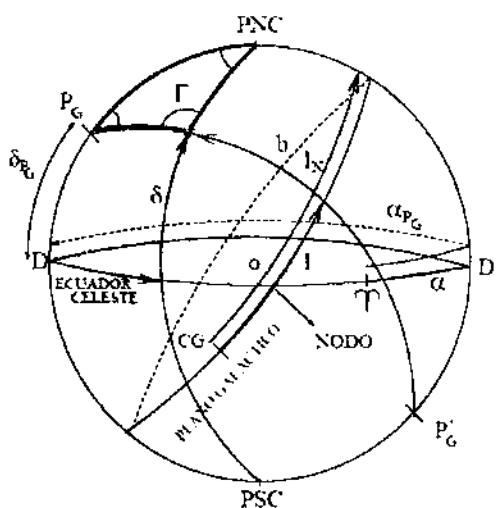


Figura 8.8: Relación entre coordenadas ecuatoriales y galácticas.

Del triángulo esférico resaltado en la figura 8.8 se deduce:

Lados	Ángulos
$90^\circ - b$	$\alpha - \alpha_{P_g}$
$90^\circ - \delta$	$l_N - l$
$90^\circ - \delta_{P_g}$	Γ

Y aplicando el teorema del seno y del coseno a este triángulo se obtienen las relaciones necesarias para realizar el cambio de coordenadas:

$$\cos \delta \sin(\alpha - \alpha_{P_g}) = \sin(l_N - l) \cos b \quad (8.12)$$

$$\sin b = \sin \delta_{P_g} \sin \delta + \cos \delta_{P_g} \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_{P_g}) \quad (8.13)$$

$$\cos(l_N - l) \cos b = \sin \delta \cos \delta_{P_g} - \cos \delta \sin \delta_{P_g} \cos(\alpha - \alpha_{P_g}) \quad (8.14)$$

$$(8.15)$$

Así, para pasar de coordenadas ecuatoriales a coordenadas galácticas es suficiente usar las siguientes expresiones:

$$b = \sin^{-1}(\sin \delta_{P_g} \sin \delta + \cos \delta_{P_g} \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_{P_g})) \quad (8.16)$$

$$l = l_N - \tan^{-1} \left(\frac{\cos \delta \sin(\alpha - \alpha_{P_g})}{\sin \delta \cos \delta_{P_g} - \cos \delta \sin \delta_{P_g} \cos(\alpha - \alpha_{P_g})} \right) \quad (8.17)$$