

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla



FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS

***Estudio de composición de rayos cósmicos en el rango de
energía de 10^{17} - $10^{18.5}$ eV. con las extensiones del
Observatorio Pierre Auger.***

TESIS

Que para la obtención del grado de
Doctor en Ciencias (Física Aplicada)

Presenta
Enrique Varela Carlos

Asesorado por el
Dr. Humberto Salazar Ibargüen

Marzo 2015

, Marzo de 2015

Abstract

The Pierre Auger Observatory was designed to detect ultra-high energy cosmic rays above 10^{18} eV with high accuracy using a hybrid air shower detection technique consisting of a Surface Detector (SD) with 1660 water-Cherenkov stations on a 1500 m triangular grid covering an area of 3000 km². Besides the atmosphere above the array is viewed by a Fluorescence Detector (FD) with 24 telescopes at 4 sites in the periphery of the SD. As an enhancement to this baseline design, in order to reach a lower energy threshold up to 10^{17} eV, the Collaboration has implemented extensions to the Observatory. The SD extension is AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array), an infilled area with detectors with half spacing respect to the main array and with buried scintillator counters. The FD is complemented with HEAT (High Elevation Auger Telescopes), including 3 additional telescopes that are tilted upwards to extend the elevation range of view. The importance of these extensions of the Auger Observatory is that they allow to study the energy range where the transition from a Galactic to an extra-Galactic origin of cosmic rays may occur. The current status and initial results from these extensions are discussed in this work.

Resumen

El Observatorio Pierre Auger fue diseñado para detectar rayos cósmicos ultra energéticos con energías arriba de 10^{18} eV con alta exactitud usando una técnica híbrida de detección de cascadas atmosféricas extensas o por sus siglas en inglés EAS (Extensive Air Shower). El observatorio consta de un Detector de Superficie con 1660 estaciones Cherenkov de agua separadas a 1500 m entre ellas sobre una retícula triangular cubriendo un área de 3000 km^2 . La atmósfera es vista sobre el arreglo por un Detector de Fluorescencia (DF) con 27 telescopios localizados en 5 edificios en la periferia del DS. Como una mejora a la línea base de este diseño y para alcanzar un umbral de baja energía hasta de 10^{17} eV, la Colaboración a implementado extensiones al Observatorio. La extensión al DS es AMIGA (Auger Muons y Infill para the Ground Array), un área llena con estaciones con un espaciado a la mitad del arreglo principal incluyendo contadores de centelleo enterrados. El DF es complementado por HEAT (High Elevation Auger Telescopes), con 3 telescopios adicionales con movimiento de rotación vertical para extender el rango de elevación visible. La importancia de estas extensiones del Observatorio Pierre Auger es que permitirán estudiar el rango de energía de transición en el origen de los rayos cósmicos de galácticos a extra-galácticos. En este trabajo de tesis se muestra el análisis de los datos de estas extensiones desde 2009 hasta 2012 para el Infill y del 2010 hasta 2012 para HEAT, mostramos nuestro resultado del comportamiento del máximo del desarrollo longitudinal, $\langle X_{\text{max}} \rangle$, en el rango de energía deseado y en el caso del Infill el objetivo es derivar el espectro de energía de los rayos cósmicos primarios.

Índice general

Índice de figuras	vii
Índice de cuadros	xiii
1 Rayos Cósmicos de altas Energías	1
1.1 Reseña Histórica	1
1.2 Espectro de rayos cósmicos	3
2 Cascadas Atmosféricas	7
2.1 Cascadas Atmosféricas Extensas (CAE)	7
2.1.1 Componente Electromagnética (EM) de la Cascada	8
2.1.2 La componente hadrónica	9
3 El Observatorio Pierre Auger	13
3.1 Introducción	13
3.2 Emplazamiento y descripción general	14
3.3 Detector de fluorescencia	14
3.3.1 Principio de Detección	16
3.3.2 Calibración y monitoreo del detector y de la atmósfera	18
3.4 Detector de Superficie	19
3.4.1 Cadena de Disparos	23
3.4.2 La selección oficial y clasificación de las estaciones	25
4 Extensiones al Observatorio Pierre Auger	27
4.1 Motivación Física	27
4.2 HEAT	28
4.3 Eficiencia de Detección (Eventos Híbridos)	30
4.4 AMIGA	32
4.4.1 Calibración de Energía del Infill	32

ÍNDICE GENERAL

5	Un método para interpretar $\langle X_{\max} \rangle$ y $\sigma(X_{\max})$	37
5.0.2	Aplicando el Método a Datos del OPA	40
6	Simulación de CAEs y del Detector HEAT(LET)	43
6.0.3	Simulación de las CAEs	43
6.1	Respuesta del Detector	45
6.1.1	Definición de los efectos estudiados	47
6.1.2	Resolución del Detector	47
6.1.3	Sesgo de la Reconstrucción	49
6.2	Correcciones	49
7	Determinando la profundidad del máximo desarrollo de las CAEs	
	$\langle X_{\max} \rangle$	51
7.1	HEATLET	51
7.2	Selección de eventos y cortes fiduciales	54
7.2.1	Espectro de Energía obtenido con HEAT	61
8	Estudios de los eventos medidos con el Infill	63
8.1	Comparación de Observables medidas con el detector Infill	63
8.1.1	Detalles de Datos analizados	64
8.2	Comparaciones	65
8.2.1	Comparación en Energía	67
8.3	Espectro de energías con el Infill	68
8.3.1	Calibración de Energía SD	68
8.3.2	Calculo de la exposición	68
8.3.3	Comparación en el espectro de energías	70
9	Sumario	73
A	Archivos de Configuración usados en las Simulaciones	75
	Bibliografía	79

Índice de figuras

1.1	Espectro de energía de rayos cósmicos (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.	4
1.2	Flujo diferencial de rayos cósmicos multiplicado por $E^{2,7}$ mostrando la rodilla, la segunda rodilla y el tobillo.	5
2.1	Componentes de una CAE inducida por un rayo cósmico. La componente hadrónica produce mesones que decaen en fotones y leptones debidas a interacción débil y esta componente alimenta a las otras dos. La cascada EM es discutida en 2.1.1. Los muones raramente interaccionan en la atmósfera, y en general viajan directamente a la superficie. La señales en arreglos de superficie se debe a estas tres componentes, pero está representada principalmente por la componente EM y muónica.	8
2.2	Modelo simple elaborado para describir una cascada electromagnética	9
3.1	Ubicación del Observatorio Pierre Auger Sur. Situado en la Pampa Amarilla, cercana a la localidad de Malargüe, provincia de Mendoza, cubre un área de 3000 km^2 . Cuenta con 1660 estaciones de superficie (puntos rojos) rodeadas por 5 edificios con telescopios de Fluorescencia	15
3.2	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.	15

ÍNDICE DE FIGURAS

3.3	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.	16
3.4	Esquema del plano que contiene al telescopio y al eje de la lluvia. Se muestran los parámetros a determinar. Un pixel i de la cámara ve el punto de luz fluorescente pasar en el momento t_i con una elevación ψ_i	17
3.5	Arriba: esquemático de una estación del Detector de superficie. Abajo: fotografía donde podemos observar una de las estaciones en la Pampa Amarilla, con la Cordillera de Los Andes al fondo. . .	20
3.6	Traza ADC. La señal es digitalizada mediante conversores ADC de 10 bits, con un muestreo de 40 MHz. Cuando se produce un evento, la señal es almacenada en un buffer de 768 intervalos (19.2 μ s), para ser transmitida al CDAS. En el detalle puede apreciarse la señal producida por el paso de las partículas que conforman el evento en cuestión.	21
3.7	Calibración se la señal de una estación. Con el objeto de convertir las señales registradas por la estación en cuentas del conversor ADC a VEMs, la unidad de señal utilizada en el experimento, se registra un histograma de la carga depositada en cada PMT. El primer pico del histograma es debido a la contribución electromagnética de baja energía, mientras que el segundo es originado por el pasaje de muones verticales a través de la estación. El máximo del mismo, Q_{VEM}^{peak} , utilizado para la conversión, lo hemos obtenido del ajuste de la ecuación 3.4 al segundo pico. . . .	23
4.1	Espectro de energía de los rayos cósmicos, el flujo esta escalado por $E^{2.7}$ para permitir apreciar tres quiebres en el espectro llamados rodilla, segunda rodilla y tobillo, la flecha indica el inicio de la región donde las extensiones HEAT y el Infill extienden el rango de observación de OPA.	28
4.2	Campo de visión de un telescopio estándar, las lluvias de baja energía solo se pueden ver y detectar si están lejos del detector, pero esto hace que se mida X_{max} con cierto sesgo.	29
4.3	Campo de visión extendido con un telescopio estándar y con uno de más elevación de 30° a 60°; esta es la principal motivación del diseño de HEAT	29

ÍNDICE DE FIGURAS

4.4	Dos modos de operación de HEAT, <i>down</i> (imagen izquierda) para mantenimiento y <i>up</i> (imagen derecha) para toma de datos	30
4.5	Fotografía de HEAT y esquemático del arreglo Infill donde se aprecia que está en el campo de visión (FoV) de HEAT.	31
4.6	Eficiencia de Reconstrucción híbrida: probabilidad de tener al menos una estación (con un umbral local TOT) junto con el DF, para simulaciones con primarios de Hierro y Protón, con ángulos cenitales $< 55^{\circ}$ [1].	31
4.7	Extensiones al OPA, AMIGA y HEAT.	33
4.8	Ejemplo de ajuste de las señales medidas en las estaciones respecto a la distancia al centro del CAE [2].	33
4.9	Dependencia angular de la señal S(450) [2].	34
4.10	Calibración de energía para el Infill para energías medidas con el FD en eventos híbridos, para energías entre 3×10^{17} eV y 2×10^{18} eV [3].	35
4.11	Espectro de energía con el Infill, presentado en el ICRC-2013 por [3], la pendiente para $E < 3 \times 10^{18}$ eV: -3.31 ± 0.04 ; combinado con el espectro de energía obtenido con el arreglo a 1.5 km, para energías arriba de $10^{18.63}$ eV.	35
5.1	$\langle \ln A \rangle$ en función del $\log_{10}(E/eV)$ obtenido de datos del OPA, para diferentes modelos de interacción hadrónica.	41
5.2	$\sigma_{\ln A}^2$ en función del $\log_{10}(E/eV)$ obtenido de datos del OPA, para diferentes modelos de interacción hadrónica.	41
6.1	Esquema de la simulación de la respuesta del detector FD del OPA, para simulaciones estáticas y RealMC. A la izquierda el esquema general para simulación estática y la derecha la información adicional para una simulación dinámica	45
6.2	Resolución de la Energía. En rojo se muestra la resolución promedio en Energía para todos los modelos con primario Protón, en azul se muestra la resolución promedio en Energía para todos los modelos con primario Hierro, y en negro se muestra la resolución en energía promedio tomando una composición mixta de 50% Protón y 50% Hierro [4]	48
6.3	Resolución de la $\langle X_{max} \rangle$. En rojo se muestra la resolución promedio en $\langle X_{max} \rangle$ para todos los modelos con primario Protón, en azul se muestra la resolución promedio en $\langle X_{max} \rangle$ para todos los modelos con primario Hierro, y en negro se muestra la resolución en energía promedio tomando una composición mixta de 50% Protón y 50% Hierro [4]	48

ÍNDICE DE FIGURAS

6.4	Sesgo de la Energía. En rojo se muestra el sesgo promedio en energía para todos los modelos con primario Protón, en azul se muestra el sesgo promedio en energía para todos los modelos con primario Hierro, y en negro se muestra el sesgo en energía promedio tomando una composición mixta de 50% Protón y 50% Hierro [4]	49
6.5	Sesgo de $\langle X_{\max} \rangle$. En rojo se muestra el sesgo promedio para todos los modelos con primarios de Protón, en azul se muestra el sesgo promedio para todos los modelos con primarios de Hierro, y en negro se muestra el sesgo promedio tomando una composición mixta de 50% Protón y 50% Hierro [4]	50
7.1	Introduciendo las estaciones HEATLET en el código [4]	52
7.2	eventos híbridos HEATLET.	53
7.3	Distribución de energía y X_{\max} para eventos híbridos con estaciones que no son parte del HEATLET y para los que son del arreglo en mención, mostrando efectivamente que con las estaciones HEATLET podríamos medir eventos híbridos de más baja energía y más baja X_{\max} [5]	54
7.4	(a) Ilustración del análisis del campo de visión. X_{\max} y los límites fiduciales son mostrados en puntos rojos (X_{low}) y puntos azules (X_{up}) y los valores promedio de X_{\max} son mostrados en símbolos negros. El límite en el campo de visión es indicado por la línea diagonal en amarillo. Las líneas verticales indican el corte en el FoV. (b) Límites X_{low} y X_{up} como función de la energía para los datos analizados de HEAT.	55
7.5	$\langle X_{\max} \rangle$ como función del campo de visión para los intervalos de baja energía (cuadros blancos: X_{low} y cuadros negros: X_{up})	56
7.6	Distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ para cada intervalo de energía de $10^{17.05}$ eV a $10^{18.55}$ eV (después de haber aplicado los cortes fidFoV).	57
7.7	Ajuste de los datos de $\langle X_{\max} \rangle$ con HEAT con una línea (línea azul) [6]. Se muestran también el número de eventos por intervalo de energía y los resultados de ICRC2013 [7] con el DF estándar son mostrados con fines de comparación en el rango de energía arriba de 10^{18} eV.	58
7.8	(a) Mediciones de $\langle X_{\max} \rangle$ comparadas a simulaciones de CAEs con diferentes modelos hadrónicos y los resultados preliminares de DF estándar presentados en el ICRC2013 [7]. (b) $\sigma(X_{\max})$ medida. . .	59
7.9	$\langle X_{\max} \rangle$ como función de la energía. Ajuste a los datos de HEAT a una línea quebrada (línea roja) esto cuando se toma el primer intervalo de energía (figura 7.5a).	60

ÍNDICE DE FIGURAS

7.10	Quiebres en el flujo de rayos cósmicos de acuerdo al modelo de Hillas [8]	60
7.11	Resultados obtenidos en esta tesis, para el cálculo del espectro de energía para HEAT	61
8.1	Ejemplo de uno de los eventos comparados.	65
8.2	Distribución de la diferencia en la reconstrucción de θ , la diferencia es muy pequeña, y el comportamiento de la diferencia respecto de la energía.	66
8.3	Distribución de la diferencia en la reconstrucción de ϕ , y su diferencia respecto de la energía.	66
8.4	Porcentaje en la diferencia del valor estimado para S_{450} y su diferencia respecto de la energía.	67
8.5	Porcentaje en la diferencia del valor estimado para la energía. . . .	67
8.6	Correlación entre S_{35} y la energía del FD para calibración de energía del Infill. [9]	68
8.7	Flujo J en el rango de $10^{17.5}$ eV a $10^{19.5}$ eV obtenido con CDAS (a), y el obtenido con offline (b).	70
8.8	Comparación de espectro escalado por E^3 para el Infill (a) obtenido con CDAS. (b) obtenido con Offline y (c) Comparado con el espectro del OPA a altas energías [10].	71

Índice de cuadros

5.1	Valores de los parámetros, para los diferentes modelos de interacción hadrónica	39
8.1	Resumen de datos usados	65

El comienzo es la parte más importante del trabajo.

Platon

CAPÍTULO

1

Rayos Cósmicos de altas Energías

1.1 Reseña Histórica

Hace 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 [11] y Kolhorster [12] 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, 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 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 eV a 10^{10} eV [13].

En 1938 Pierre Auger [14], al observar el arribo simultáneo de partículas a detectores ubicados a cientos de metros entre sí, propone la existencia de cascadas atmosféricas extensas (CAE) 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 del orden de 10^{15} eV.

Para explicar como adquieren tal energía, Enrico Fermi propuso en 1949 un mecanismo de aceleración a partir de la interacción con los campos magnéticos

1. RAYOS CÓSMICOS DE ALTAS ENERGÍAS

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, 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 [15, 16].

A partir del seguimiento de las trazas dejadas por las partículas de las CAE en cámaras de niebla y emulsiones nucleares, se pudo descubrir 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 (1947), su decaimiento en muones y de éstos en electrones, positrones y neutrinos.

El uso de conjuntos de detectores con cierta configuración espacial para el estudio de las CAE se popularizó y se construyeron arreglos cada vez más grandes, reemplazando los contadores Geiger-Muller usados originalmente por detectores de centelleo. Entre 1954 y 1957 el espectro de energía de rayos cósmicos se extendió desde 3×10^{15} eV hasta 10^{18} eV con datos provistos por la Estación Agassiz en Harvard. Apenas unos años después Volcano Ranch sería el primero de estos arreglos gigantes en detectar un evento ultra energético ($\sim 10^{20}$ eV) en el año 1963

Hasta principio de los años 60 se impulsó el desarrollo de nuevos métodos alternativos de detección de las CAE. Así nacieron observatorios basados en la captación de la luz de fluorescencia producida en la atmósfera por la interacción de las partículas de la cascada con las moléculas de N_2 . El primer observatorio donde se usó esta técnica fue el de Fly's Eye [17] obteniendo excelentes resultados. En la actualidad este ha sido reemplazado por el observatorio HiRes [18].

Luego del descubrimiento del fondo de radiación cósmica de microondas (CMB) por Penzias y Wilson, Kenneth Greisen, Vadim Kuzmin y Georgi Zatsepin demostraron que para energías superiores a 5×10^{19} eV (energía conocida como límite GZK), los protones que viajan por el espacio exterior comienzan a interactuar con los fotones del fondo de radiación de microondas, produciendo piones secundarios. Esta interacción degrada la energía del protón, impidiendo que viajen distancias mayores que ~ 100 Mpc¹. Desde aquel histórico evento de Volcano Ranch (1963) hasta nuestros días se han detectado más de una veintena de eventos con energías superiores al límite GZK por diversos experimentos como Yakutsk (Rusia), Haverah Park (Reino Unido), AGASA (Japon) y Fly's Eye (USA). La existencia de estas partículas y su distribución espectral representan

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

una nueva pieza del rompecabezas de los rayos cósmicos que llevó finalmente a la construcción del observatorio Pierre Auger. Éste, además de ser el más grande del mundo, combina las dos técnicas usadas hasta ahora en forma independiente en la detección de las CAE: un arreglo de detectores de superficie registran las partículas que llegan al suelo mientras que telescopios de fluorescencia registran la luz UV producida en la atmósfera por el paso de estas partículas. Gracias a esta configuración se pretende disminuir los errores sistemáticos en la determinación de la energía de la cascada, determinar la composición de la partícula primaria con mayor precisión y reducir la incertidumbre en la dirección de arribo de la misma.

1.2 Espectro de rayos cósmicos

Se han observado rayos cósmicos 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 cósmicos por metro cuadrado, por unidad de ángulo sólido, por segundo y por giga electrón volt ($d\phi/dE$) en función de la energía. Una característica significativa de este espectro es que se expande unos 13 órdenes de magnitud 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 de detección usadas en cada zona del espectro.

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 metro cuadrado para 10^9 eV hasta 10^{-2} partículas por kilómetro cuadrado por siglo 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 región de la rodilla, el flujo de rayos cósmicos puede ser producido por partículas cargadas aceleradas en los frentes de choque formados en remanentes de supernovas (SNR) galácticos. La energía cinética liberada en una explosión de supernova es más que suficiente para producir rayos cósmicos 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.

1. RAYOS CÓSMICOS DE ALTAS ENERGÍAS

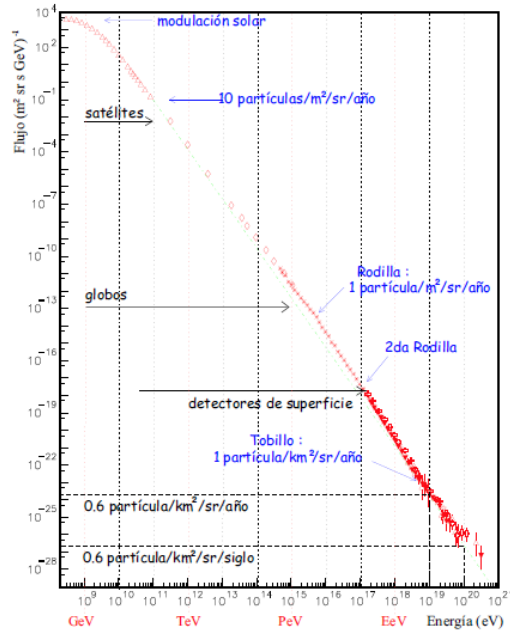


Figura 1.1: Espectro de energía de rayos cósmicos (flujo en función de la energía). La línea verde punteada corresponde a una ley de potencias en la energía de la forma E^{-3} . Se muestran también los límites para las diferentes técnicas de detección usadas.

Con respecto a la segunda rodilla, aunque ha sido observada por diversos experimentos (Akeno [19], Fly's Eye [17], Yakutsk [20] y HiRes [21]), su interpretación física es todavía incierta (ver figura 1.2). Puede ser el fin de la contribución galáctica al flujo de rayos cósmicos 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 alrededor de los 3×10^{18} eV. Esta observación fue confirmada por Haverah Park [22], Yakutsk y HiRes (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 cósmicos, el resultado de la creación de pares por protones propagándose en el fondo de radiación cósmica o el resultado de propagación difusiva de núcleos extragalácticos a través de campos magnéticos intergalácticos.

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

1.2 Espectro de rayos cósmicos

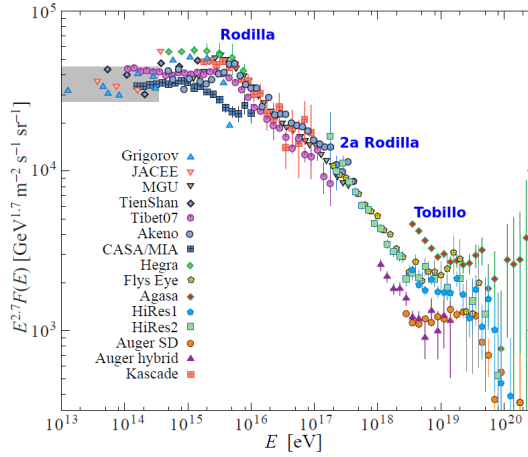


Figura 1.2: Flujo diferencial de rayos cósmicos multiplicado por $E^{2.7}$ mostrando la rodilla, la segunda rodilla y el tobillo.

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 cósmicos 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.

*Raro y celestial don, el que sepa
sentir y razonar al mismo tiempo.*

Vittorio Alfieri

CAPÍTULO

2

Cascadas Atmosféricas

2.1 Cascadas Atmosféricas Extensas (CAE)

El estudio de los rayos cósmicos de altas energías arriba de 10^{14} eV es posible gracias a la observación de las CAE que se producen debida a su interacción con la atmósfera terrestre. Una CAE, es una lluvia de partículas generada por la interacción del rayo cósmico primario en las partes altas de la atmósfera

En estas cascadas el número de partículas en la lluvia crece hasta alcanzar un máximo a cierta profundidad atmosférica X_{\max} y luego se atenúa a medida que estas caen debajo del umbral de energía. La lluvia consiste en un disco fino de partículas relativistas que viajan casi a la velocidad de la luz y en su mayoría son electrones, positrones y fotones.

Existen dos tipos de cascadas atmosféricas: las cascadas electromagnéticas, inducidas mayoritariamente por rayos gamma y las cascadas hadrónicas, iniciadas por la interacción de un hadrón cósmico con un núcleo de la atmósfera, generalmente un protón o un núcleo de hierro.

Una CAE inducida por un rayo cósmico primario tiene tres componentes (figura 2.1) que se pueden distinguir por la forma en que se desarrollan en la atmósfera: la parte electromagnética, la parte muónica y la parte hadrónica.

La lluvia tiene un núcleo central de hadrones de alta energía que continuamente “alimenta” la parte electromagnética, principalmente con fotones que provienen del decaimiento de los π^0 y partículas η . Cada fotón genera una sub-lluvia electromagnética mediante la producción de pares electrón-positrón y ellas mediante radiación de frenado bremsstrahlung producen más fotones produciendo

2. CASCADAS ATMOSFÉRICAS

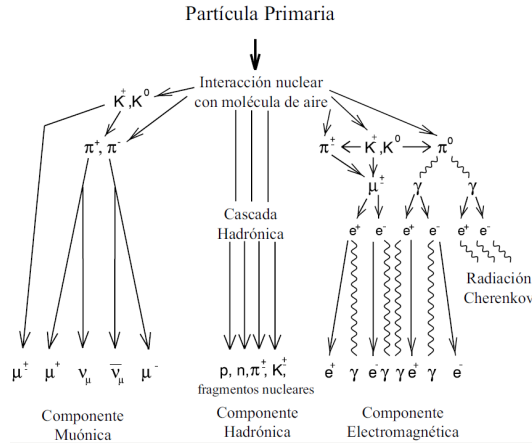


Figura 2.1: Componentes de una CAE inducida por un rayo cósmico. La componente hadrónica produce mesones que decaen en fotones y leptones debidas a interacción débil y esta componente alimenta a las otras dos. La cascada EM es discutida en 2.1.1. Los muones raramente interaccionan en la atmósfera, y en general viajan directamente a la superficie. La señales en arreglos de superficie se debe a estas tres componentes, pero está representada principalmente por la componente EM y muónica.

una reacción en cadena. El decaimiento de los piones cargados y de kaones alimentan a la componente muónica principalmente.

2.1.1 Componente Electromagnética (EM) de la Cascada

La componente EM de una cascada iniciada por un hadrón se lleva alrededor de un 90 % de la energía gracias al rápido crecimiento de la lluvia EM, los fotones son las partículas más numerosas en las lluvias de rayos cósmicos que alcanzan la Tierra. Es así como la mayor parte de la energía es disipada mediante pérdidas por ionización de los electrones y fotones.

La cascada EM es responsable de los fotones de fluorescencia producidos por la CAE al interactuar ó ionizar átomos de nitrógeno de la atmósfera, y por lo tanto es observable con el método de fluorescencia. Esto permite a detectores de fluorescencia (DF) medir la X_{\max} y el número máximo de partículas en la cascada N_{\max} .

Un simple modelo propuesto por Heitler en 1944 [23] es usado para describir el comportamiento general de la cascada EM y cómo las cantidades X_{\max} y N_{\max} están relacionadas al rayo cósmico primario.

La idea es considerar un desarrollo ramificado como muestra la figura 2.2, donde cada segmento se puede pensar como una partícula o un paquete de energía. En cada vértice la energía de una línea se divide en dos y la separación sucede después de una longitud λ , que sería el camino libre medio, sin importar el proceso

2.1 Cascadas Atmosféricas Extensas (CAE)

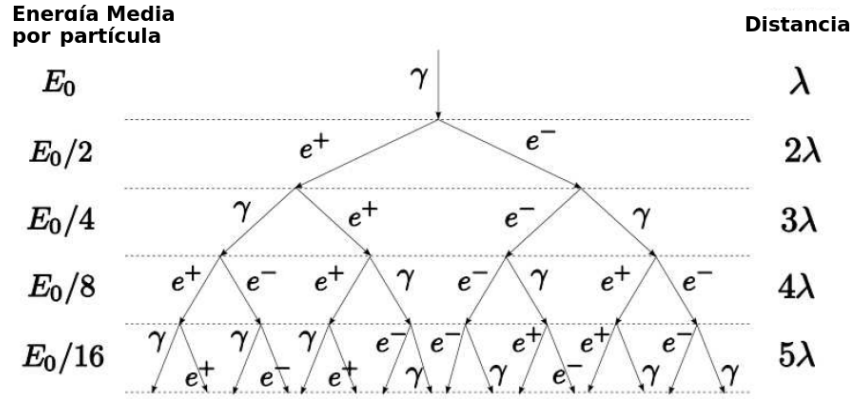


Figura 2.2: Modelo simple elaborado para describir una cascada electromagnética

por el que se produjo esta separación. Luego de n ramificaciones, con $n = X/\lambda$, el número de segmentos resulta: $N(X) = 2^{X/\lambda}$. Donde X es la profundidad atmosférica a lo largo del eje de la lluvia, y representa la cantidad de materia atravesada en la dirección de incidencia de la partícula. Entonces a una profundidad X la energía de la partícula será: $E(X) = \frac{E_0}{N(X)}$.

Las divisiones continúan hasta que $E(X) = E_c$, la energía crítica para que se produzca el proceso de ramificación. Después de esto las partículas sólo pierden energía ó son absorbidas por la atmósfera. El número de partículas en el máximo de la lluvia es:

$$N_{\max} = N(X_{\max}) = \frac{E_0}{E_c} = 2^{X_{\max}/\lambda}. \quad (2.1)$$

Entonces se obtiene:

$$X_{\max} = \lambda \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)}{\ln 2}. \quad (2.2)$$

Las relaciones que se muestran en las ecuaciones 2.1 y 2.2 muestran que el número máximo de partículas es proporcional a la energía del primario, mientras que la profundidad a la que este máximo acontece es proporcional al logaritmo de la energía haciéndolo menos sensible ante variaciones de E_0 .

2.1.2 La componente hadrónica

Las interacciones microscópicas de la componente hadrónica son menos conocidas. Sin embargo, es posible extender el modelo simple de Heitler para describir cualitativamente el desarrollo de la componente hadrónica. Información más detallada puede ser obtenida con simulaciones de CAE que se basan en la

2. CASCADAS ATMOSFÉRICAS

extrapolación de secciones transversales conocidas a energías más altas. En la primera parte del desarrollo de la CAE, cuando las energías de las partículas individuales siguen siendo muy elevadas, las interacciones hadrónicas dominan fuertemente.

Cuando un protón entrante interactúa con una molécula de aire, $a.n_{mult}$ de piones π^\pm cargados y $(1 - a).n_{mult}$ de piones neutros π^0 se crean. La relación de carga del pión $1 - a$ se supone normalmente que es 1/3. Piones neutros casi instantáneamente decaen en dos fotones. Estos fotones inician sub-lluvias electromagnéticas. Los piones cargados siguen interactuando y produciendo más piones hasta que las energías de piones individuales están por debajo de la energía crítica E_c^π . Esta energía es la energía crítica a la que la longitud de decaimiento de los piones cargados se hace menor que la distancia al siguiente punto de interacción. E_c^π depende del perfil de la densidad atmosférica y es generalmente más grande en el tope de la atmósfera, donde la densidad es baja. Un valor típico para las CAE es de 20-30 GeV. Alcanzando la energía E_c^π , los piones cargados decaerán en muones y neutrinos:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (2.3)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (2.4)$$

El número de generaciones n_c necesarios para alcanzar E_c^π es

$$n_c = \frac{\ln(E_0/E_c^\pi)}{\ln(n_{mult})}. \quad (2.5)$$

Y es típicamente entre 4 y 7 para CAE [24]. La energía primaria puede ser calculada de acuerdo a

$$E_0 = E_c^\ell N_{max} + E_c^\pi N_\mu. \quad (2.6)$$

Para describir núcleos, los rayos cósmicos podrían interactuar a través de sus nucleones, cada uno produciendo su propia sub-cascada, es decir un núcleo de energía E_0 con A nucleones puede equipararse a A protones de energía E_0/A . Ya se mostró que la profundidad X_{max} aumenta logarítmicamente con la energía. Se tiene, por lo tanto, que X_{max} de una lluvia iniciada por un núcleo pesado sería, a la misma energía, más alta en la atmósfera que una lluvia iniciada por un núcleo liviano. Los núcleos pesados tienen entonces menores X_{max} y menores fluctuaciones ($RMS(X_{max})$). Finalmente encontramos que la dependencia de X_{max} es como

$$X_{max} \propto \lambda \log_{10} \left(\frac{E_0}{E_c A} \right). \quad (2.7)$$

2.1 Cascadas Atmosféricas Extensas (CAE)

A través del modelo de Heiliter encontramos una dependencia en las observables X_{\max} y N_{\max} . La forma general usada para modelar el perfil del desarrollo longitudinal de partículas cargadas en un CAE es conocida como la ecuación de Gaisser-Hillas:

$$N(x) = N_{\max} \left(\frac{x - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(- \frac{X_{\max} - x}{\lambda} \right). \quad (2.8)$$

Esta ecuación establece el número de partículas $N(x)$ a una profundidad atmosférica x . X_0 y λ son los parámetros de forma.

El hombre que pretende obrar guiado sólo por la razón esta condenado a obrar muy raramente.

Gustavo Le Bon.

CAPÍTULO

3

El Observatorio Pierre Auger

3.1 Introducción

El Observatorio Pierre Auger (PAO) [25], está localizado en la ciudad de Malargüe, Mendoza Argentina, es el observatorio más grande del mundo. Este está localizado a 1400 m sobre el nivel del mar, y fue diseñado para medir el espectro de energía, la composición de masas y las direcciones de arribo de rayos cósmicos de las más altas energías o por sus siglas en ingles (UHECR), de energías arriba de 10^{18} eV, debido al escaso flujo presente a estas energías, se necesitan métodos de observación con tiempos impracticables o bien de enormes áreas de extensión. Por lo que se usan dos técnicas diferentes, con dos tipos de detectores :

1. Detectores de Fluorescencia : Se trata de la detección de la luz de fluorescencia generada por los electrones de la CAE a su paso por la atmósfera, como producto de la excitación de las moléculas de Nitrógeno (N_2) atmosférico.
2. Detectores de Superficie : Consiste en la detección a nivel de la superficie terrestre, de las partículas remanentes, generadas por la interacción del primario y de otras interacciones en la atmósfera.

El OPA ha sido diseñado como un detector híbrido, utilizando ambas técnicas mencionadas arriba. Esto trae numerosas ventajas como las siguientes:

1. Calibración de energía: Usando los eventos denominados híbridos (aquellos eventos que han sido medidos simultáneamente por el detector de fluorescencia DF y el detector de superficie DS), se puede realizar una calibración

3. EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

de la energía medida por ambas técnicas, y así obtener una calibración para la energía medida por el DS, ya que el DF por usar una técnica calorimétrica mide la energía de forma directa.

2. Rendimiento: Dadas sus características, el detector de Fluorescencia sólo es capaz de operar en noches despejadas y oscuras, con la Luna en sus fases iniciales o finales. Esto hace que, en promedio, sólo el 13% del tiempo puedan ser observados eventos con el DF. El DS, robusto y sencillo, puede operar durante las 24 horas, y por lo tanto, incrementa enormemente la exposición del Observatorio.
3. Sistemáticos: La calibración cruzada permite también identificar la presencia de errores sistemáticos y cuantificar los mismos.

3.2 Emplazamiento y descripción general

Diversos factores han influido en la selección del lugar de emplazamiento del Observatorio, no todos ellos relacionados directamente con la física del experimento.

Para la mejor detección en el rango de energía en el cual el detector ha sido diseñado, es necesaria una altura de entre 500 y 1500 m.s.n.m., y es necesario que la atmósfera sea lo suficientemente limpia, con bajos niveles de aerosoles y escasez de lluvias, es necesario contar con una gran superficie, la cual debe ser accesible en su totalidad, cuyos desniveles locales no sean demasiado importantes. Teniendo en cuenta todos estos factores, la colaboración determinó el emplazamiento para el Observatorio Sur. En la figura 3.1 puede apreciarse la ubicación del mismo.

El detector de superficie comprende 1660 estaciones de detección de partículas por efecto Cherenkov, distribuidas en una malla triangular de 1500 metros de lado, cubriendo un área total de 3000 km^2 , rodeando al detector de superficie se encuentran cinco edificios con 27 telescopios de fluorescencia en total.

3.3 Detector de fluorescencia

El Observatorio Pierre Auger Sur cuenta con 5 edificios de fluorescencia ubicados en la periferia del arreglo de detectores de superficie, cada uno formado por seis bahías (excepto HEAT que cuenta con tres) que alojan sendos telescopios que apuntan al centro del arreglo como se muestra en la figura 3.2.

Cada bahía cuenta con un espejo esférico de $3.5 \text{ m} \times 3.5 \text{ m}$, con una distancia focal de 1.7 m que refleja la luz colectada a través de un diafragma de 1.10 m de diámetro hacia una cámara formada por 440 tubos fotomultiplicadores (PMTs) hexagonales (ver figura 3.3). Cada PMT cubre una porción del cielo de $\sim 1.5^\circ$ de

3.3 Detector de fluorescencia

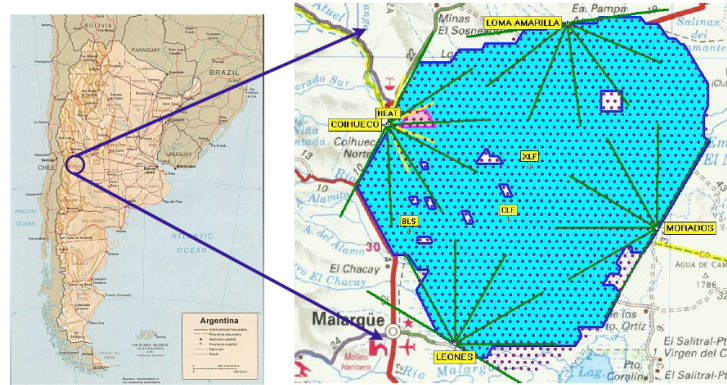


Figura 3.1: Ubicación del Observatorio Pierre Auger Sur. Situado en la Pampa Amarilla, cercana a la localidad de Malargüe, provincia de Mendoza, cubre un área de 3000 km². Cuenta con 1660 estaciones de superficie (puntos rojos) rodeadas por 5 edificios con telescopios de Fluorescencia

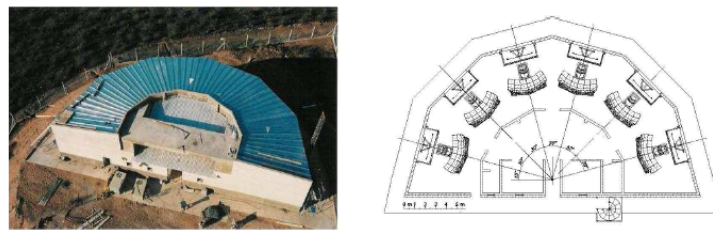


Figura 3.2: Izquierda: vista aérea del edificio de fluorescencia en el cerro Los Leones. Derecha: esquema de las seis bahías que forman el edificio. Cada bahía contiene un telescopio.

diámetro. La superficie de la cámara es de forma esférica concéntrica con el espejo. El tamaño del punto de luz en la superficie focal es de 15 mm, lo que corresponde a 0.5° 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 [26].

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 3.3 . 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 [26]. Además, el disparo conjunto de por lo menos un detector de superficie con un telescopio

3. EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

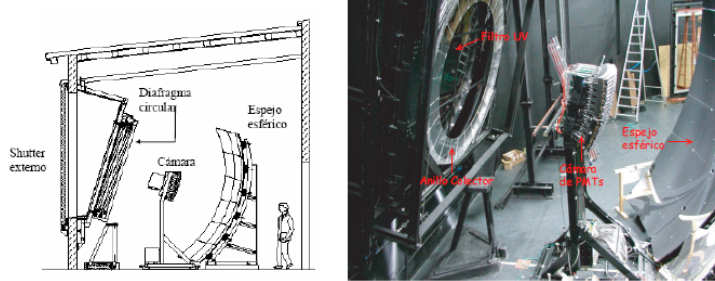


Figura 3.3: Izquierda: esquema de una bahía en un edificio de fluorescencia. Derecha: componentes que forman el sistema de detección de la luz de fluorescencia. Se pueden ver el diafragma, el filtro UV que cierra la ventana por donde ingresa la luz a la bahía, el anillo corrector, el espejo segmentado esférico y la cámara de PMTs que capta la luz colectada por el mismo.

de fluorescencia (detección híbrida), garantiza una resolución angular similar a la lograda con una detección estéreo (0.5°) [27].

3.3.1 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 3.4). 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 3.4 , el tiempo de arribo de la luz sobre el pixel (i) de una cámara de PMTs viene dado por la ecuación 3.1.

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

3.3 Detector de fluorescencia

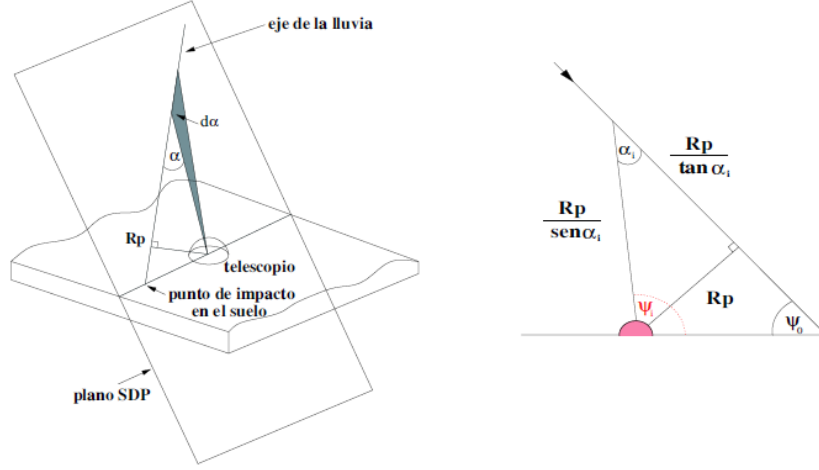


Figura 3.4: Esquema del plano que contiene al telescopio y al eje de la lluvia. Se muestran los parámetros a determinar. Un pixel i de la cámara ve el punto de luz fluorescente pasar en el momento t_i con una elevación ψ_i

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.

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 plano SDP. σ_i es la incertidumbre 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 de $\psi_{i,med}$, 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 detector 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:

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

donde t_{test} es el tiempo en que el frente de la lluvia pasó por la estación, \vec{u} es

3. EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

el vector director del eje de la lluvia y \vec{r}_{est} es el vector director de la estación.

3.3.2 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 el tambor ó (*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 [28]. La razón entre la intensidad del tambor (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 tambor 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 [28]. 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. Así, mismo, la diferencia entre la energía reconstruida y la energía real del láser da una idea de las incertidumbres 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 dispersión 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 [29], cámaras de nubes y monitores de estrellas, aparte de los dos dispositivos láser mencionados.

3.4 Detector de Superficie

El detector de superficie está formado por 1600 detectores water-Cherenkov, distribuidos en un arreglo triangular de 1500 metros de lado. Dada la simetría triangular del arreglo, centrados en una estación cualquiera¹ se pueden formar hexágonos regulares cuyo lado está dado por $C_n = 1.5$ km.

Debido a la inviabilidad técnico-económica de realizar un cableado en los 3000 km² que cubre el detector de superficie, sumado al impacto ambiental, han hecho que la alternativa elegida sea la de comunicar todas las estaciones por medio de una red inalámbrica. Gracias a la instalación de cuatro antenas, ubicadas junto a cada uno de los detectores de fluorescencia, los datos transmitidos desde las estaciones de superficie son recibidos y retransmitidos, junto con los de los detectores de fluorescencia, al sistema central de adquisición de datos (CDAS, Central Data Acquisition System), ubicado en la sede del observatorio en la ciudad de Malargüe. Esta red de alta capacidad opera en la banda de las microondas (7 GHz). La red LAN inalámbrica que vincula a los detectores de superficie está organizada como una red celular, operando en la banda de los 900 MHz, con un máximo de 60 detectores en cada sector.

La energía eléctrica necesaria para el funcionamiento de la estación (< 10 W) es provista por paneles solares orientados hacia el Norte conectados a dos baterías de 12 V. En la figura 3.5 puede apreciarse una de las estaciones instaladas en Pampa Amarilla.

Cada estación consiste en un tanque bicapa de resina de polietileno roto-moldeada, con una superficie de base libre de 10 m² y una profundidad de agua de 1.2 metros. Estos 12000 litros de agua ultrapurificada (*Resistividad* $\sim 10M\Omega$ cm) son contenidos por una bolsa (liner) fabricada, en plástico de alta resistencia con un recubrimiento interno de tyvek de alta resistencia, con el objeto de contener y aislar al agua, aumentar la reflectividad de la luz Cherenkov interior del tanque y actuar como barrera secundaria previniendo el ingreso de luz externa.

La luz Cherenkov producida por el paso de partículas relativistas a través del agua es reflejada por el liner y captadas desde arriba por tres fototubos (PMT) de 9 pulgadas, colocados en la parte superior del tanque, ópticamente acoplados al liner para minimizar las pérdidas lumínicas.

¹Esto no es cierto para aquellas estaciones que forman parte del borde del detector, o para aquellos casos particulares donde por alguna razón hay un hueco en el arreglo.

3. EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

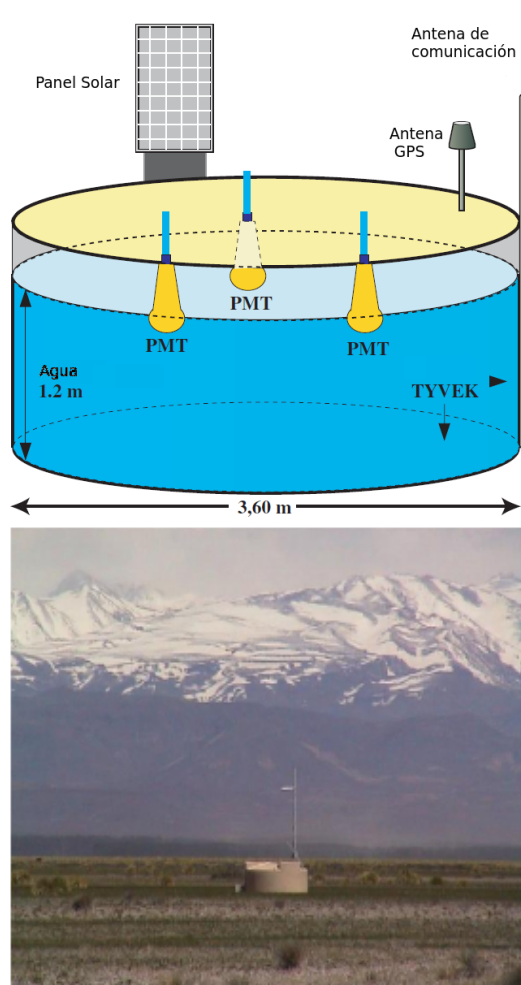


Figura 3.5: Arriba: esquemático de una estación del Detector de superficie. Abajo: fotografía donde podemos observar una de las estaciones en la Pampa Amarilla, con la Cordillera de Los Andes al fondo.

3.4 Detector de Superficie

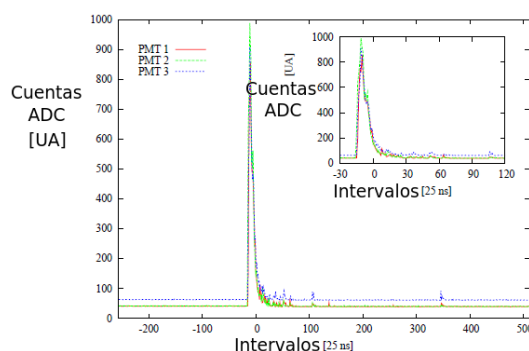


Figura 3.6: Traza ADC. La señal es digitalizada mediante convertidores ADC de 10 bits, con un muestreo de 40 MHz. Cuando se produce un evento, la señal es almacenada en un buffer de 768 intervalos ($19.2 \mu\text{s}$), para ser transmitida al CDAS. En el detalle puede apreciarse la señal producida por el paso de las partículas que conforman el evento en cuestión.

Para cada PMT, se registran las señales provenientes del ánodo y del último dínodo, amplificada esta última por un factor ~ 40 , con lo cual se logra una relación dínodo/ánodo de aproximadamente 32. Las mismas son digitalizadas con un muestreo de 25 ns (un intervalo), gracias a seis convertidores FADC (Flash Analog Digital Conversor) de 10 bits y son almacenadas en una memoria temporal cíclica. Cuando la electrónica de la estación lo determina, o llega una señal proveniente de CDAS, un bloque de $19.2 \mu\text{s}$ (768 intervalos) es copiado a un buffer donde espera a ser transmitido a CDAS. Este bloque de 768 intervalos es denominado traza FADC, y está formado por 256 intervalos previos al disparo del disparo y 512 intervalos posteriores al mismo. En la figura 3.6 se muestra la traza de cada PMT registrada por una estación para un evento cualquiera.

La unidad de señal utilizada en el experimento se denomina VEM (Vertical Equivalent Muon): 1 VEM es la señal producida en el tanque por el paso de un muón vertical por el centro del tanque. Es necesario, por tanto, contar con un mecanismo que nos permita asociar la carga producida en los fototubos debido al paso de un muón vertical, suficientemente energético para atravesarlo y que incida aproximadamente por el centro del tanque. La forma más sencilla de realizar esto es colocar un centellador en la parte superior del tanque y otro por debajo del mismo (este dispositivo se le denomina telescopio de muones). Dado que la componente electromagnética no tiene energía suficiente para atravesar el tanque, pero sí la componente muónica, midiendo en coincidencia entre ambos centelladores es posible determinar el paso de un muón vertical, y así asociar la carga depositada en los fototubos con dicho muón. Por razones operativas y de costo, no es posible la instalación de un telescopio en cada tanque.

Sin embargo podemos obtener una referencia a partir de los muones atmosféri-

3. EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

cos de fondo. Para una presión atmosférica ~ 850 mbar (Malargüe), encontramos que la frecuencia de arribo de los mismos es de ~ 2.5 kHz para una superficie de 10 m^2 . Dado que la señal depositada por el paso de un muón a través del tanque es directamente proporcional a la longitud de la trayectoria recorrida, la misma será un producto de la convolución de tres tipos de trayectorias para los mismos: trayectorias verticales, trayectorias oblicuas y trayectorias laterales. Se encuentra que la contribución principal de la distribución de muones según dichas trayectorias es debida a trayectorias verticales, que son justamente las que necesitamos para determinar el valor del VEM.

Cada vez que se recibe un pulso, la estación realiza un histograma de la carga de cada fototubo, y podemos asociar el máximo de dicho histograma con la carga depositada por los muones verticales. El ancho típico de dicho histograma estará dado por la contribución de las otras trayectorias y la respuesta del fototubo. A modo de ejemplo, en la figura 3.7 podemos ver el histograma de carga característico correspondiente a la estación cuya traza se muestra en la figura 3.6. Hemos construido el mismo obteniendo los datos de calibración contenidos en este evento en particular. El primer pico es originado por la contribución electromagnética de baja energía, y debe ser ignorado. El segundo pico es el asociado al paso de muones. Podemos ajustar una gaussiana al mismo, dada por:

$$P(Q) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma_Q} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{Q - Q_{VEM}^{peak}}{\sigma_Q} \right)^2 \right] \quad (3.4)$$

El ajuste de la misma se muestra en el detalle de la figura 3.7, encontrándose para este fototubo $Q_{VEM}^{peak} = 159.49$. Utilizando un tanque de referencia con un telescopio de muones montado en el mismo, se ha determinado que para cada fototubo:

$$Q_{VEM}^{peak} = 1,05 \text{VEM} \quad (3.5)$$

Disponemos de un algoritmo que realiza este ajuste para cada estación del evento.

Por otro lado, el pasaje de un muón vertical produce también un pico I_{VEM}^{peak} , el cual es utilizado por la estación para construir un histograma de estos picos de corriente. Utilizando la amplitud del pico de este histograma se determina para cada fototubo una corriente de referencia denominada I_{VEM}^{est} , usada como referencia para determinar los disparos (en ingles se usa disparos) locales. De esta forma la estación cuenta con una noción aproximada de la señal que está midiendo, la cual es utilizada para determinar localmente si se está registrando un evento.

Utilizando el modulo GPS instalado en cada estación, es posible asociar cada intervalo con un tiempo de calibración absoluto para todo el observatorio.

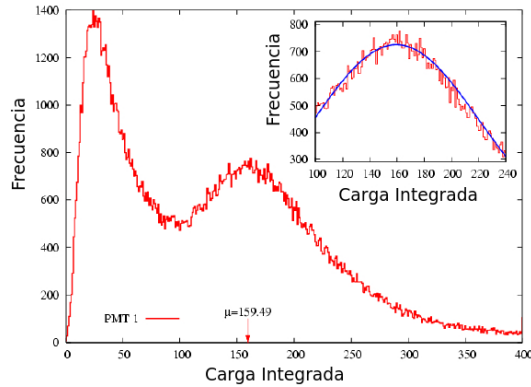


Figura 3.7: Calibración de la señal de una estación. Con el objeto de convertir las señales registradas por la estación en cuentas del conversor ADC a VEMs, la unidad de señal utilizada en el experimento, se registra un histograma de la carga depositada en cada PMT. El primer pico del histograma es debido a la contribución electromagnética de baja energía, mientras que el segundo es originado por el pasaje de muones verticales a través de la estación. El máximo del mismo, Q_{VEM}^{peak} , utilizado para la conversión, lo hemos obtenido del ajuste de la ecuación 3.4 al segundo pico.

3.4.1 Cadena de Disparos

El disparo del detector de superficie tiene como objetivo principal separar los eventos de interés del fondo natural de rayos cósmicos, descartando coincidencias casuales y manteniendo los niveles de comunicación con la central de adquisición dentro de los valores de diseño. El disparo consta de una estructura jerárquica de 5 niveles. Los más elementales, denominados T1 y T2, se realizan localmente en cada estación. Los otros tres niveles de disparo son aplicados al evento: el tercer nivel de disparo, T3, se aplica en el CDAS y tiene en cuenta la correlación espacio-temporal entre las distintas estaciones. Finalmente, durante el procesamiento de los datos, se establecen fuera de línea (*offline*) dos disparos de alto nivel: T4 (eventos físicos) y T5 (eventos de alta calidad). Gracias a esta estructura jerárquica se ha logrado un nivel de identificación de eventos muy bueno, manteniendo la red de comunicaciones sin sobrecargas.

- T1: Se aplica en la electrónica de la estación, y hay dos modos diferentes, basados en la configuración de la traza y los valores de corrientes I_{VEM}^{est} de cada fototubo:
 - Time Over Threshold (TOT): 13 de 120 intervalos deben tener para 2 PMT en coincidencia una corriente $> 0.2 I_{VEM}^{est}$.
 - Threshold (TRH): La corriente en los 3 PMT en coincidencia en un intervalo de $> 1.75 I_{VEM}^{est}$.

3. EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

Con este disparo se reduce la tasa de eventos (rate) inicial de 3 KHz, debido principalmente a muones atmosféricos, a 100 Hz.

- T2 También aplicado localmente en las estaciones, comprende al igual que T1 a dos modos diferentes, disminuyendo la tasa de eventos a aproximadamente 20 Hz:
 - TOT: Aquellas estaciones identificadas como T1-TOT, son automáticamente promovidas a T2-TOT.
 - TRH: La corriente en los 3 PMT en coincidencia en un intervalo de $> 3.2I_{VEM}^{est}$.

Cuando una estación alcanza el nivel T2, envía una señal al CDAS, el cual a su vez envía una petición al resto las estaciones para verificar si hay otras estaciones en T2.

- T3 Se aplica en el sistema central de adquisición, y a diferencia de los anteriores, el disparo corresponde al arreglo, en lugar de a cada estación. Los datos de todos los eventos marcados como T3 son almacenados para su posterior análisis. Para aquellas estaciones que no alcanzaron el nivel de disparo T1, no disponemos de la información del tiempo de inicio local del evento y por lo tanto no se dispone de ningún dato información para estas y se denominan estaciones silenciosas.
 - 3TOT: 3 tanques no alineados identificados con T2-TOT forman un evento T3-3TOT.
 - 4T2: 4 tanques T2 no alineados, en una configuración que permite que alguno de los tanques esté hasta a 6 kilómetros de distancia de los otros, dentro de una ventana temporal establecida.
- T4 No todos los eventos T3 son producto de lluvias atmosféricas extendidas (EAS) producidas por el arribo de un rayo cósmico. Es necesario por lo tanto identificar aquellos eventos que sean físicos. Se requiere además que la configuración espacio-temporal de tanques disparoeados sea compatible con la propagación de un frente de onda a la velocidad de la luz en la dirección determinada aproximadamente utilizando las 3 estaciones con mayor señal, con un margen de 200 ns necesario para eventos horizontales. Para aquellas lluvias cuyo ángulo cenital que sea menor que 60° . Para esos eventos, se definen dos disparo T4 diferentes:
 - 3TOT: Aquellos eventos T3-TOT que verifican las condiciones anteriores son promovidos a T4-3TOT. Este disparo ha demostrado ser un

excelente criterio para determinar que estamos frente a un evento real para $\theta < 60^0$.

- 4C1: Si para un mínimo de 4 tanques T2 no alineados, al menos uno de ellos posee en su corona C1 3 tanques disparoeados, el evento es promovido a T4-4C1. Es relevante para eventos con $\theta < 60^0$.
- T5 Es importante identificar cuáles de los eventos físicos (T4) pueden ser reconstruidos dentro de ciertos estándares de calidad de la reconstrucción, tanto angular como energética. Tres configuraciones de estaciones han sido propuestas:
 - HEXAGON-T5: La corona C1 asociada al tanque de mayor señal debe tener los 6 detectores operativos.
 - ICRC-T5: Solo se requieren 5 detectores operativos en la corona C1 del tanque de mayor señal. Pero se requiere que el punto de impacto de la lluvia esté dentro de un triángulo equilátero de estaciones que hayan alcanzado el nivel de disparo T2 (en adelante las llamaremos simplemente estaciones T2).
 - TRIANGLE-T5: El punto de impacto debe caer dentro de tres estaciones operativas.

Por definición, estos tres disparos no son compatibles entre sí, y por tanto es preciso adoptar uno de ellos como definición de T5, normalmente se usa HEXAGON-T5.

3.4.2 La selección oficial y clasificación de las estaciones

El objeto de los disparos de alto nivel es seleccionar de entre todos los eventos registrados un subconjunto de ellos con características especiales cuya reconstrucción tenga un alto grado de confiabilidad. Es necesario contar entonces con un mecanismo eficaz de selección de eventos que complemente la acción de los disparos de alto nivel. Hasta la fecha ha sido desarrollado un algoritmo que persigue tal fin: el algoritmo de selección oficial, que presenta un alto grado de confiabilidad para eventos con ángulo cenital $\theta < 60^0$. Este algoritmo consiste en identificar de entre aquellas estaciones con disparo T2, sólo las que deben ser consideradas para obtener una reconstrucción confiable, y consta de seis pasos sucesivos:

1. Remoción de estaciones: Se remueven del evento aquellas estaciones que no corresponden al arreglo regular: estaciones del arreglo de ingeniería, segunda estación de los dobles (pares de tanques dispuestos en el arreglo, consistentes en dos estaciones idénticas separadas por una distancia de 11

3. EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

metros), estaciones tipo relámpago, disparadas externamente, y estaciones cuya altura sea inferior a los 1000 metros. A estas estas estaciones se las clasifica como malas.

2. Se aplica la condición de disparo T4.
3. Se buscan entre todos los triángulos elementales posibles (una estación con dos vecinos no alineados) aquel cuya suma de señales de los tres PMT sea mayor. A este triángulo se lo denomina la semilla del evento. Si el T4 fue 3TOT se utilizan sólo las estaciones T2-TOT. Si en cambio fue T4-4C1, sólo se utilizan aquellas que verifiquen esa condición.
4. Utilizando esta semilla, se computa en forma aproximada una dirección de arribo, y se calculan los tiempos t_p que deberían tener las estaciones suponiendo la propagación de un frente de onda plano a la velocidad de la luz en la dirección determinada por la semilla. Luego se compara ese tiempo con el tiempo medido de la estación t_r . Llamando $\delta t_n = t_p - t_r$, las estaciones se clasifican de acuerdo al siguiente criterio:
 - $-1 < \delta t_n < 2 \rightarrow$ activas
 - $(-2 < \delta t_n < -1) \vee (2 < \delta t_n < 4) \rightarrow$ ambigua
 - $(\delta t_n < -2) \vee (\delta t_n > 4) \rightarrow$ accidentalesdonde todos los tiempos se miden en microsegundos.
5. Se remueven además aquellas estaciones definidas como solitarias, por no poseer ninguna estación T2 a menos de 1800 metros, o sólo una en un radio de 5000 metros.
6. Finalmente, luego de ser removidas todas las estaciones no activas, vuelve a ser aplicado el disparo T4. Si el evento continua siendo T4, entonces es seleccionado.

*La ciencia no sirve sino para darnos
una idea de cuan vasta es nuestra
ignorancia.*

Félicité de Lamennais

CAPÍTULO

4

Extensiones al Observatorio Pierre Auger

Como ya vimos en los capítulos anteriores el OPA fue inicialmente diseñado para estudiar rayos cósmicos ultra-energéticos con energías superiores a 3×10^{18} eV, para bajar ó extender hacia bajo el rango de energía hasta del orden de $\sim 10^{17}$ eV varias mejoras o extensiones se han creado, para el caso del DF tenemos HEAT (High Elevation Auger Telescopes) [30] y para el DS tenemos la extensión ó mejora AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) [31].

Extender el rango de energía hasta $\sim 10^{17}$ eV es de gran importancia ya que rayos cósmicos con energías entre 3×10^{16} eV y 5×10^{18} eV son de especial interés para la determinación de la transición de rayos cósmicos galácticos a extra-galácticos [32, 33, 34]. La forma precisa del espectro de energía de los rayos cósmicos (figura 4.1) y los posibles cambios en la composición química de los rayos cósmicos primarios se deben conocer muy bien para validar o refutar modelos astrofísicos de aceleración y transporte de rayos cósmicos galácticos y extra-galácticos.

4.1 Motivación Física

Como mencionamos arriba el OPA está optimizado para estudiar rayos cósmicos con energías que abarcan en el espectro (ver figura 4.1) de rayos cósmicos (RC) una característica espectral llamada tobillo hacia energías más altas. Las extensiones por otro lado tienen como principal objetivo bajar el umbral de energía

4. EXTENSIONES AL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

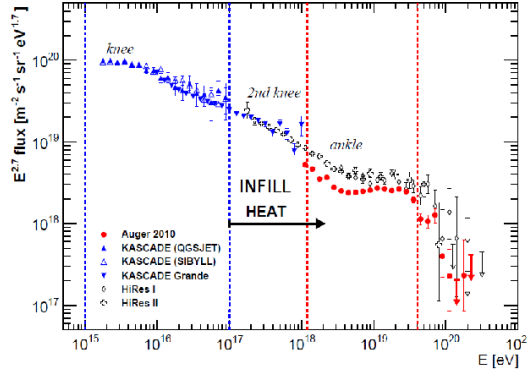


Figura 4.1: Espectro de energía de los rayos cósmicos, el flujo está escalado por $E^{2.7}$ para permitir apreciar tres quiebres en el espectro llamados rodilla, segunda rodilla y tobillo, la flecha indica el inicio de la región donde las extensiones HEAT y el Infill extienden el rango de observación de OPA.

del Observatorio hasta energías del orden 10^{17} eV. Tales extensiones permiten la inclusión de otra característica del espectro de RC llamada la segunda rodilla en del campo de observación del OPA; con lo cual nos da además la ventaja de comparar con mediciones hechas por el experimento KASCADE GRANDE [35] que es fundamental para validar los resultados.

La segunda rodilla ha sido observada en la vecindad de 4×10^{17} eV por AGASA [36], Flys Eye stereo [37], Yakutsk [38] y HiRes [39]. La interpretación física de este quiebre es aún incierta hasta ahora. Pero se ha dicho que puede ser el final de la componente pesada de los rayos cósmicos galácticos.

Ciertamente el resultado científico más relevante en el intervalo previamente comentado será la determinación precisa de la composición química de los rayos cósmicos primarios como función de la energía con estas extensiones. Varias técnicas se han usado para determinar la composición de los RCs como: La distribución de la profundidad atmosférica del máximo desarrollo longitudinal de la cascada de partículas, X_{\max} , fluctuaciones de X_{\max} identificada como $RMS(X_{\max})$ ó $\sigma(X_{\max})$, densidad de muones, perfil temporal de la señal, en particular el flanco de subida de la señal temporal, radio de curvatura del frente de la cascada etc., desafortunadamente, las diferentes técnicas tienen discrepancias en sus resultados.

4.2 HEAT

La técnica de fluorescencia es la mejor para determinar la composición de los rayos cósmicos midiendo la profundidad del máximo desarrollo de la cascada de partículas. La señal producida por la luz de fluorescencia emitida por desexcitación de moléculas de aire principalmente Nitrógeno debido a la interacción del paso de

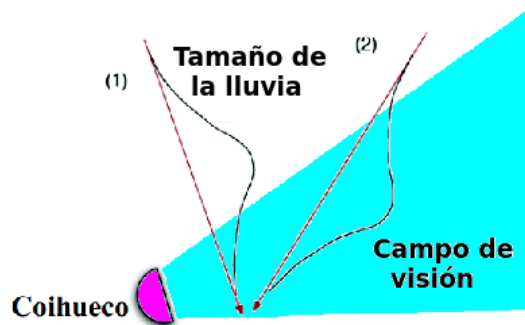


Figura 4.2: Campo de visión de un telescopio estándar, las lluvias de baja energía solo se pueden ver y detectar si están lejos del detector, pero esto hace que se mida X_{max} con cierto sesgo.

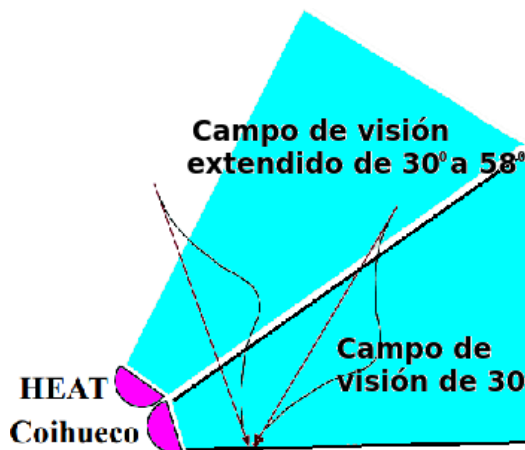


Figura 4.3: Campo de visión extendido con un telescopio estándar y con uno de más elevación de 30° a 60° ; esta es la principal motivación del diseño de HEAT

la cascada de partículas cargadas (electrones) en la atmósfera.

Cada uno de los telescopios del detector de fluorescencia estándar tiene un campo de visión de $30^\circ \times 30^\circ$ en acimut y en elevación respectivamente. Por lo tanto cascadas de partículas de baja energía se desarrollan a alturas mayores por lo que serían detectadas por los telescopios estándar si y solo si, la distancia mínima al detector R_p es muy larga pero esto crearía una medición imparcial del X_{max} (ver figura 4.2). Entonces estas mediciones sería desechadas.

Por el otro lado si combináramos un telescopio estándar con otro con una elevación de 30° a 60° (ver figura 4.3) entonces las cascadas de baja energía estarían en el campo de visión de la combinación de estos con lo cuál podemos hacer mediciones de más cascadas de baja energía y X_{max} más baja sin tener sesgo alguno.

4. EXTENSIONES AL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

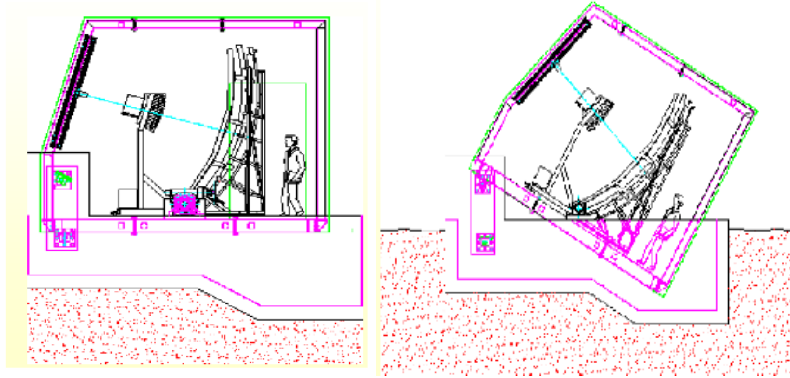


Figura 4.4: Dos modos de operación de HEAT, *down* (imagen izquierda) para mantenimiento y *up* (imagen derecha) para toma de datos

Esta es la principal motivación del diseño de HEAT (High Elevation Auger Telescopes), HEAT consiste de tres telescopios similares a los 24 estándar pero con la diferencia que estos pueden moverse en elevación (ver figura 4.4) donde se muestran los dos modos de operación de HEAT, dando una extensión en el campo de visión para ángulos más grandes hasta 60° cuando opera en el modo *up*.

En el 2006, la colaboración Pierre Auger decidió extender el detector de fluorescencia original, un sistema de 24 telescopios localizados en cuatro sitios en la periferia del detector de superficie con 6 telescopios en cada sitio, con tres telescopios de alta elevación HEAT. Estos telescopios están localizados a 180 metros al noroeste del edificio Coihueco; al mismo tiempo la colaboración puso en marcha la puesta de estaciones adicionales al detector de superficie llenando el arreglo original con estaciones puestas a la mitad de la distancia original (1.5 km) llamada Infill, (en la siguiente sección hablaremos más de esta extensión). Este Infill está puesto cerca y en el campo de visión de HEAT, esto con el objetivo de tener eventos híbridos de baja energía. Figura 4.5 foto de HEAT y su localización.

4.3 Eficiencia de Detección (Eventos Híbridos)

En la figura 4.6 se muestra la eficiencia de detección híbrida, esto es cuando una cascada de partículas es vista con el DF y con al menos una estación del detector de superficie que sobrepase un umbral local ToT (Time Over Threshold); como se puede ver en la figura tenemos una eficiencia de 100% de detección alrededor de $10^{17,5}$ eV; y una eficiencia del 90% alrededor de 10^{17} eV, estos resultados fueron obtenidos de simulaciones para primarios de Hierro y Protón. Es importante ver que para el arreglo normal (separación de 1.5 km) la eficiencia total se alcanza alrededor de $10^{18,5}$ eV, por lo que a mayor distancia de separación entre estaciones,

4.3 Eficiencia de Detección (Eventos Híbridos)

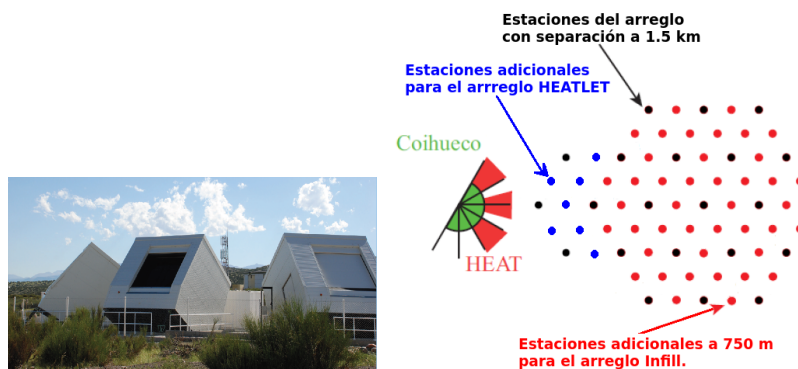


Figura 4.5: Fotografía de HEAT y esquemático del arreglo Infill donde se aprecia que está en el campo de visión (FoV) de HEAT.

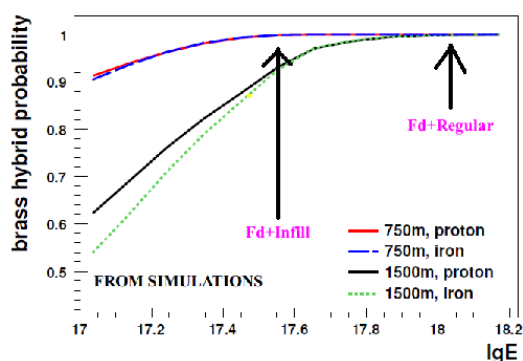


Figura 4.6: Eficiencia de Reconstrucción híbrida: probabilidad de tener al menos una estación (con un umbral local TOT) junto con el DF, para simulaciones con primarios de Hierro y Protón, con ángulos cenitales $< 55^{\circ}$ [1].

la eficiencia total se alcanza a mayores energías. Por otro lado si queremos bajar este umbral de energía de detección Híbrida (con HEAT) es necesario tener también cerca y en el campo de visión estaciones adicionales; este es el objetivo del mini arreglo de superficie HEATLET.

HEATLET (HEAT Low Energy Trigger tanks)

Consiste de un mini arreglo con 7 estaciones de superficie separados a una distancia de 750 m, el 2 de Junio de 2011 este arreglo se completo con 5 estaciones y en septiembre de 2012 se activaron dos estaciones más, este arreglo está a una distancia más cercana de HEAT, ver figura 4.5

4. EXTENSIONES AL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

4.4 AMIGA

Una de las características más importantes del OPA es el uso continuo de la llamada reconstrucción híbrida cuando una cascada de partículas es medida y reconstruida por el detector de fluorescencia y por el detector de superficie, por lo que para bajas energías la extensión al detector de superficie que logra esta detección simultánea es AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array). Permitiendo tener eventos híbridos que dan información del perfil longitudinal de las cascadas medidos con el detector de fluorescencia y al menos una estación del detector de superficie. por lo que AMIGA Infill se ha construido en una distancia óptima y en el campo de visión de HEAT para tener este tipo de eventos ver figura 4.5.

Infill

El Infill es parte del proyecto AMIGA y consiste de un arreglo de superficie con separación de 750 metros a la mitad de la separación original de estaciones del arreglo de superficie original, con 41 estaciones adicionales y otros del principal formando un arreglo denso de 71 estaciones.

El proyecto AMIGA cociste del Infill de separación 750 metros con 71 estaciones y posiblemente 24 más con separación a 433 metros y además con detectores de centelleo enterrados 2.3 metros para medir la razón de la componente muonica y electromagnética de los rayos cósmicos. ver figura4.7 del layout de AMIGA.

4.4.1 Calibración de Energía del Infill

Las señales de diferentes estaciones son ajustadas a una función de distribución lateral (LDF) como se muestra en la figura 4.8 La distancia al núcleo o centro de CAE es la distancia de una estación al punto de impacto de la cascada. Las señales están en unidades de VEM.

Dos funciones de distribución lateral han sido investigadas, por un lado tenemos una función modificada de Nishimura Kamata Greissen NKG:

$$S(r) = S(r_{opt}) \left(\frac{r}{r_{opt}} \frac{r+700}{r_{opt}+700} \right)^\beta \quad (4.1)$$

y una función de distribución lateral log-log parábola para inferir los errores sistemáticos:

$$S(r) = S(r_{opt}) \left(\frac{r}{r_{opt}} \right)^{\beta+2\gamma \log_{10} \left(\frac{r}{r_{opt}} \right)} \quad (4.2)$$

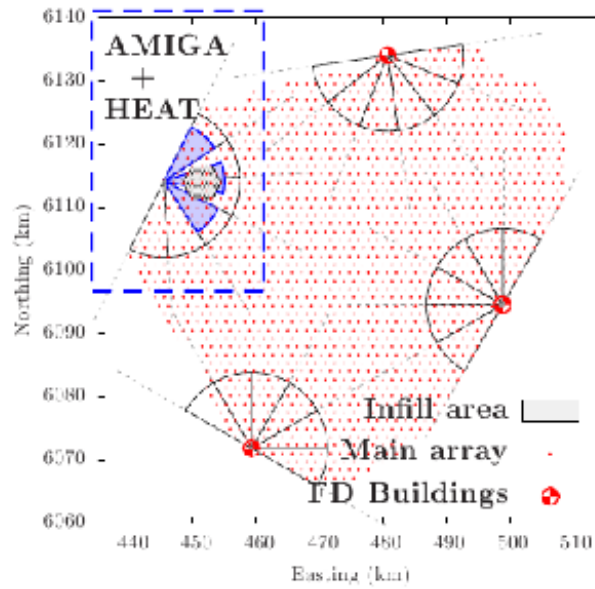


Figura 4.7: Extensiones al OPA, AMIGA y HEAT.

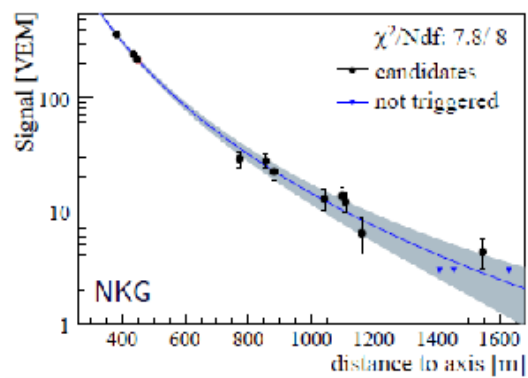


Figura 4.8: Ejemplo de ajuste de las señales medidas en las estaciones respecto a la distancia al centro del CAE [2].

4. EXTENSIONES AL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

- β y γ son parámetros que determinan la forma de LDF.
- r_{opt} es la distancia óptima donde las fluctuaciones cascada-a-cascada y las incertidumbres estadísticas son mínimas.
- $S(r_{opt})$, la señal medida en esta distancia óptima es usada como estimador de energía.

Entonces para el infill se usa $S(450\text{ m})$ como estimador de energía, pero esta señal tiene que ser corregida por la atenuación atmosférica, es decir, tiene dependencia con el ángulo cenital (ver figura 4.9). Esto se hace con el método de Corte a Intensidad Constante, se propone un S_{35} tal que es independiente del ángulo cenital θ tal que: Infill, entonces tenemos:

$$S_{35} = \frac{S(450)}{CIC(\theta)}, \quad (4.3)$$

donde $CIC(\theta)$ es una función polinomial de segundo grado de la forma $CIC(\theta) = 1 + ax + bx^2$ con $x = \cos^2\theta - \cos^2 235^\circ$

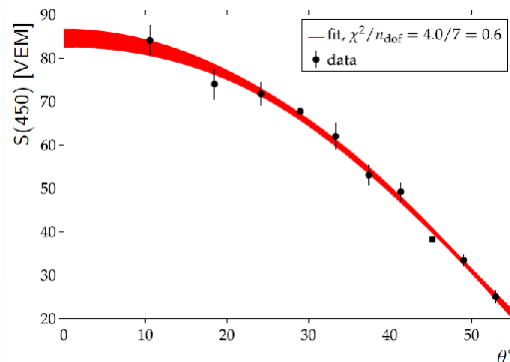


Figura 4.9: Dependencia angular de la señal $S(450)$ [2].

La calibración de la energía medida con el detector de superficie, se logra con la correlación de S_{35} con la energía obtenida por el detector de fluorescencia en eventos híbridos (ver figura 4.10).

Con lo que se obtiene :

$$E_{SD} = (12,1 \pm 0,7) \times 10^{15} \text{ eV} S_{35}^{1,03 \pm 0,02} \quad (4.4)$$

Con esta calibración se obtiene el espectro de energía para el arreglo Infill presentado por [3] (ver figura 4.11) y esta es la calibración que usamos para los resultados que mostraremos en los siguientes capítulos.

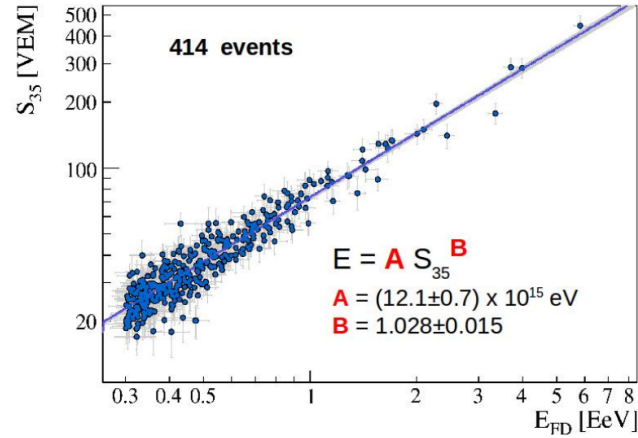


Figura 4.10: Calibración de energía para el Infill para energías medidas con el FD en eventos híbridos, para energías entre 3×10^{17} eV y 2×10^{18} eV [3].

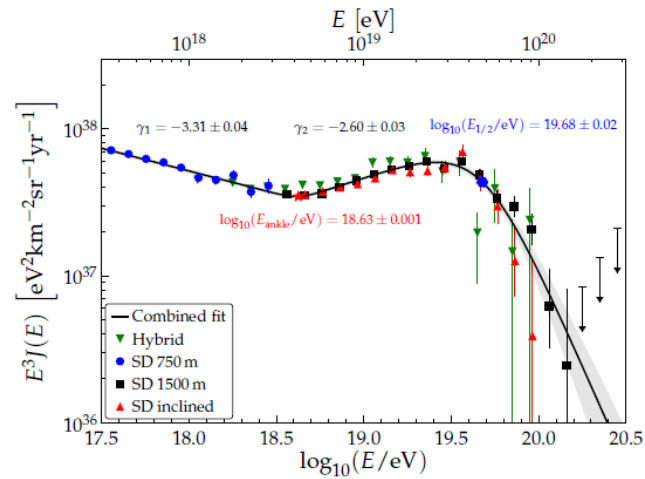


Figura 4.11: Espectro de energía con el Infill, presentado en el ICRC-2013 por [3], la pendiente para $E < 3 \times 10^{18}$ eV: -3.31 ± 0.04 ; combinado con el espectro de energía obtenido con el arreglo a 1.5 km, para energías arriba de $10^{18.63}$ eV.

*Un poco de ciencia aleja de Dios,
pero mucha ciencia devuelve a Él.*

Louis Pasteur

CAPÍTULO

5

Un método para interpretar $\langle X_{\max} \rangle$ y $\sigma(X_{\max})$

Las observables más usadas para estudiar la composición de rayos cósmicos de ultra alta energía, son el valor medio del máximo de las CAE $\langle X_{\max} \rangle$ y su dispersión $\sigma(X_{\max})$. Inferir la composición a partir de la medición de estas observables esta sujeta a ciertos niveles de incertidumbre, esto es debido a que la conversión a masa atómica A requiere de simulaciones de CAEs las cuales, a su vez dependen de modelos de interacción hadrónica. En esta sección veremos cómo el valor medio del máximo de la CAE y su dispersión pueden ser usadas para interpretar la composición aún en presencia de las incertidumbres mencionadas. Esta sección sigue del artículo [40]. En la interpretación de datos estas observables son a menudo usadas como aspectos diferentes e independientes del mismo fenómeno, sin embargo esto no es cierto, ambos parámetros reflejan la composición de los rayos cósmicos en la misma medida. De acuerdo con el modelo de superposición [41] $\langle X_{\max} \rangle$ es lineal en $\langle \ln A \rangle$ y por lo tanto mide composición tanto para rayos cósmicos de primarios puros (por ejemplo Hierro Fe ó Protón P) y mixtos. Pero sin embargo para el caso de $\sigma(X_{\max})$ su comportamiento es más complejo y por ende su interpretación también ya que no tiene una correspondencia uno a uno con el logaritmo de la media de su masa atómica.

En este trabajo se refinó el método de análisis originalmente propuesto por Linsley [42] y se aplicó a datos del OPA. Se aplicó este método para convertir las observables ya mencionadas a sus primeros momentos del logaritmo de la distribución de la masa atómica, nombradas $\ln \langle A \rangle$ y $\sigma_{\ln A}^2$.

5. UN MÉTODO PARA INTERPRETAR $\langle X_{MAX} \rangle$ Y $\sigma(X_{MAX})$

La interpretación de $\langle X_{max} \rangle$ y $\sigma(X_{max})$ puede ser simplificada haciendo uso del método de análisis basado en el modelo de Heitler generalizado de CAEs. En este contexto $\langle X_{max} \rangle$ es una función lineal del logaritmo de la energía de la cascada por nucleón

$$\langle X_{max} \rangle = X_0 + D \log_{10} \left(\frac{E}{E_0 A} \right). \quad (5.1)$$

Donde X_0 es la profundidad media CAE de protones a una energía E_0 y D es la razón de elongación es decir el cambio de $\langle X_{max} \rangle$ por década de energía, los modelos de interacción hadrónica usados en este trabajo son EPOS 1.99, Sibyll 2.1, QGSJet 01 y QGSJet II. Los datos simulados muestran que la ecuación 5.1 da una buena descripción de los resultados para EPOS y Sibyll en todo el rango de interés de $10^{18} - 10^{20}$ eV, pero no podemos decir lo mismo para el caso de modelos como el QGSJet. Por esta razón generalizamos la representación original como:

$$\langle X_{max} \rangle = X_0 + D \log_{10} \left(\frac{E}{E_0 A} \right) + \xi \ln A + \delta \ln A \log_{10} \left(\frac{E}{E_0} \right) \quad (5.2)$$

Donde los parámetros ξ y δ son cero, si los modelos son compatibles con los resultados de la ecuaciones 5.1. Para núcleos de la misma masa atómica A , uno espera un máximo de la CAE a ser promediada como:

$$\langle X_{max} \rangle = \langle X_{max} \rangle_p + f_E \ln A. \quad (5.3)$$

y su dispersión a ser solo influenciada a fluctuaciones por lluvia-a-lluvia

$$\sigma^2(X_{max}) = \sigma_{sh}^2(\ln A). \quad (5.4)$$

Aquí $\langle X_{max} \rangle_p$ denota la media de la profundidad del máximo de la CAE de protones, obtenida de las ecuaciones 5.1 o 5.2, y $\sigma_{sh}^2(\ln A)$ es la varianza de X_{max} para la masa atómica A , $\sigma_{sh}^2(\ln A) = \sigma^2(X_{max} | \ln A)$. El parámetro dependiente de la energía que aparece en la ecuación 5.3 es:

$$f_E = \xi - \frac{D}{\ln 10} + \delta \log_{10} \left(\frac{E}{E_0} \right). \quad (5.5)$$

Los valores de los parámetros X_0, D, ξ, δ dependen específicamente del modelo de interacción hadrónica. En este trabajo la simulación de las lluvias se hizo con el programa de generación de CAEs híbrido (Monte Carlo y numérico) CONEX [43].

En el caso de composición mixta, la media de X_{max} y su varianza dependen de la distribución de $\ln A$. Hay dos fuentes de las fluctuaciones que son independientes: las fluctuaciones intrínsecas lluvia-a-lluvia y la dispersión de $\ln A$ debida a la distribución de masa. El primer término da $\langle \sigma_{sh}^2 \rangle$, que es la varianza promedio de X_{max} ponderada a la distribución del $\ln A$, la segunda contribución se puede escribir como $\left(\frac{d\langle X_{max} \rangle}{d\ln A} \right)^2 \sigma_{\ln A}^2$ donde $\sigma_{\ln A}^2$ es la varianza de la distribución de $\ln A$. Podemos finalmente escribir estas observables como:

$$\langle X_{max} \rangle = \langle X_{max} \rangle_p + f_E \langle \ln A \rangle, \quad (5.6)$$

$$\sigma^2(X_{max}) = \langle \sigma_{sh}^2 \rangle + f_E^2 \sigma_{\ln A}^2. \quad (5.7)$$

Las dos ecuaciones dependen de la energía a través de sus parámetros.

Para obtener una expresión explícita para $\langle \sigma_{sh}^2 \rangle$ necesitamos una parametrización para $\sigma_{sh}^2(\ln A)$. Podemos asumir una ley cuadrática en $\ln A$:

$$\sigma_{sh}^2(\ln A) = \sigma_p^2 [1 + a \ln A + b(\ln A)^2]. \quad (5.8)$$

donde σ_p^2 es la varianza de X_{max} para CAEs de protones. La evolución de $\sigma_{sh}^2(\ln A)$ respecto de la energía está incluida en σ_p^2 y el parámetro a :

$$\sigma_p^2 = p_0 + p_1 \log_{10} \left(\frac{E}{E_0} \right) + p_2 \left[\log_{10} \left(\frac{E}{E_0} \right) \right]^2 \quad (5.9)$$

$$a = a_0 + a_1 \log_{10} \left(\frac{E}{E_0} \right) \quad (5.10)$$

Los parámetros $p_0, p_1, p_2, a_0, a_1, b$ dependen de los modelos de interacción hadrónica: los valores de los parámetros y sus errores del mejor ajuste para las varianzas de la lluvia se muestran en la tabla.5.1.

Parámetro ($g^{-2} cm^4$)	EPOS 1.99	Sibyll 2.1	QGSJet 01	QGSJet II
p_0	3279 ± 51	2785 ± 46	3852 ± 55	3163 ± 49
p_1	-47 ± 66	-364 ± 58	-274 ± 70	-237 ± 61
p_2	228 ± 108	152 ± 93	169 ± 116	60 ± 100
a_0	-0.46 ± 0.006	-0.368 ± 0.008	-0.451 ± 0.006	-0.386 ± 0.007
a_1	-0.0041 ± 0.0016	-0.0049 ± 0.0023	-0.0020 ± 0.0016	-0.0006 ± 0.0021
b	0.059 ± 0.002	0.039 ± 0.002	0.0057 ± 0.001	0.043 ± 0.002

Cuadro 5.1: Valores de los parámetros, para los diferentes modelos de interacción hadrónica

5. UN MÉTODO PARA INTERPRETAR $\langle X_{MAX} \rangle$ Y $\sigma(X_{MAX})$

Usando las mediciones de $\langle X_{max} \rangle$ y $\sigma(X_{max})$, las ecuaciones 5.6 y 5.7 pueden ser invertidas y conseguir los primeros dos momentos de la distribución de $\ln A$. De la ecuación 5.6 llegamos a:

$$\langle \ln A \rangle = \frac{\langle X_{max} \rangle - \langle X_{max} \rangle_p}{f_E}. \quad (5.11)$$

Promediando la ecuación 5.8 en $\ln A$ obtenemos:

$$\langle \sigma_{sh}^2 \rangle = \sigma_p^2 [1 + a \langle \ln A \rangle + b \langle (\ln A)^2 \rangle]. \quad (5.12)$$

Sustituyendo en la ecuación 5.7 conseguimos:

$$\sigma^2(X_{max}) = \sigma_p^2 [1 + a \langle \ln A \rangle + b \langle (\ln A)^2 \rangle] + f_E^2 \sigma_{\ln A}^2. \quad (5.13)$$

Pero por definición $\langle (\ln A)^2 \rangle = \sigma_{\ln A}^2 + \langle \ln A \rangle^2$. Resolviendo en $\sigma_{\ln A}^2$ llegamos finalmente a:

$$\sigma_{\ln A}^2 = \frac{\sigma^2(X_{max}) - \sigma_{sh}^2(\langle \ln A \rangle)}{b\sigma_p^2 + f_E^2}. \quad (5.14)$$

Las ecuaciones (5.11) y (5.14) son la base de este trabajo y para la interpretación de datos del OPA en términos de la composición atómica.

5.0.2 Aplicando el Método a Datos del OPA

Los momentos de la distribución del logaritmo de la masa, $\langle \ln A \rangle$ y $\sigma_{\ln A}^2$, son obtenidas usando las ecuaciones (5.11) y (5.14), y son mostrados como función de la energía en las figuras 5.1 y 5.2 respectivamente.

Interpretaciones

Para una lluvia de protón, (p) $\langle \ln A \rangle = 0$. de Hierro (Fe) $\langle \ln A \rangle \approx 4$. de composición mixta 50:50 (p/Fe) $\langle \ln A \rangle \approx 2$. podemos ver de la figura 5.1 que el valor de $\langle \ln A \rangle$ decrece hasta $\sim 10^{18,3}$ en todos los casos tendiendo a composición ligera y posteriormente se incrementa a altas energías tendiendo ahora a composición pesada.

Para una lluvia de protón (p) $\sigma_{\ln A}^2 = 0$. de Hierro (Fe) $\sigma_{\ln A}^2 = 0$. de composición mixta 50:50 (p/Fe) $\sigma_{\ln A}^2 \approx 4$. podemos ver de la figura 5.2 que el valor de $\sigma_{\ln A}^2 \lesssim 1$ a altas energías tendiendo a composición pura en este caso de acuerdo a los resultados de $\langle \ln A \rangle$ a Fe.

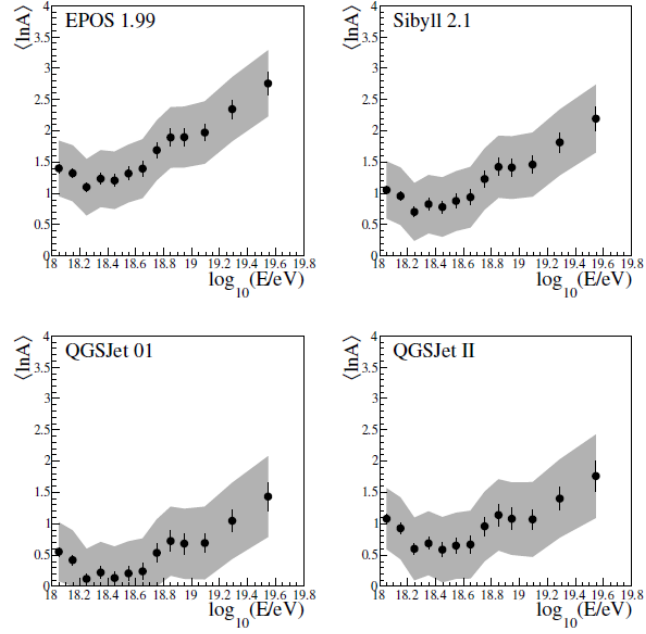


Figura 5.1: $\langle \ln A \rangle$ en función del $\log_{10}(E/eV)$ obtenido de datos del OPA, para diferentes modelos de interacción hadrónica.

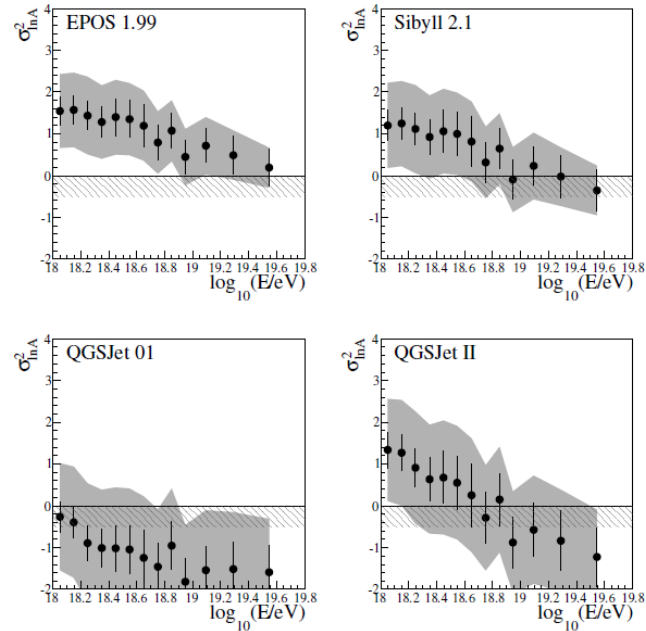


Figura 5.2: $\sigma_{\ln A}^2$ en función del $\log_{10}(E/eV)$ obtenido de datos del OPA, para diferentes modelos de interacción hadrónica.

No simules que trabajas, trabaja!!

EVC

CAPÍTULO

6

Simulación de CAEs y del Detector HEAT(LET)

En general, el principal objetivo de las simulaciones es determinar la resolución del detector y el llamado en inglés *bias* o sesgo de la reconstrucción, luego entonces las mediciones con datos reales puedan ser corregidas por estos efectos. La simulación del detector de fluorescencia del OPA se realiza en tres pasos.

- El primer paso es simular CAE en la atmósfera.
- El segundo paso es simular la respuesta del detector a la CAE simulada.
- Finalmente el evento simulado es reconstruido de la misma manera que un evento real.

La simulación del detector y la reconstrucción de los eventos que generan las CAEs es hecha con el paquete computacional oficial del OPA llamado Offline framework [44], que cuenta con las herramientas computacionales para reconstruir el evento o los eventos simulados de las CAEs (que son simuladas primero) como si fuese uno real.

6.0.3 Simulación de las CAEs

Las CAEs generadas fueron simuladas con el paquete computacional CONEX [43]. CONEX usa una estrategia híbrida para la simulación, esto significa que para las primeras interacciones a altas energías usa métodos de Monte Carlo y de ahí obtiene

6. SIMULACIÓN DE CAES Y DEL DETECTOR HEAT(LET)

las condiciones iniciales para las ecuaciones de las partículas secundarias de la CAE, estas son resueltas numéricamente. Esto reduce el tiempo de simulación en comparación de otros paquetes como Corsika.

CONEX puede usar varios modelos hadrónicos para las simulaciones, en este caso se usaron los modelos EPOS 1.99 [45], Sibyll 2.1 [46] y QGSJet II-03 [47]. Para cada modelo de interacción hadrónica se simularon dos tipos de primarios Protón y Hierro. Los primarios de Hierro se escogen ya que son núcleos más pesados y Protones porque son los núcleos más ligeros. De acuerdo al diseño del rango en energía de trabajo de HEAT, las CAEs fueron simuladas con energías del primario de $10^{16.9}$ eV a $10^{18.5}$ eV. Las simulaciones fueron hechas en intervalos de energía con un ancho de 0.1 en $\log_{10}(E/eV)$ con intervalos de energía centrados en 16.95, 17.05, 17.15, 17.25, 17.35 hasta 18.45. Para cada intervalo de energía se simularon 10,000 CAEs por primario y por modelo de interacción con ángulo cenital en el rango de $0^\circ < \theta < 60^\circ$.

Simulación de la respuesta del Detector

La simulación del detector, comienza con la simulación de la luz de fluorescencia y Cherenkov en la atmósfera basándonos sobre el perfil longitudinal de las CAEs simuladas. La luz producida es entonces propagada a través de la atmósfera hacia los telescopios. Entonces se simula la respuesta de los tubos foto-multiplicadores. La señal de estos es entonces pasada a un nivel lógico de disparo simulado. Si los niveles lógicos simulados aceptan el evento, este se guarda. La simulación del detector de fluorescencia es descrita en detalle en la referencia [48]

Para el análisis, solo se usan datos de eventos híbridos, lo cual quiere decir que sólo eventos del DF con al menos una estación del DS (la estación que tuvo un disparo lógico), son considerados. Entonces es necesario simular el DS, pero afortunadamente solo se usa la información del tiempo de la estación del DS en la reconstrucción híbrida, por lo que no es necesario una simulación completa del DS, para este propósito hacemos uso del módulo Offline llamado *SdSimpleSimKG* [49], el cual simula la señal lateral que producirían las CAEs basándose en el perfil longitudinal de las CAEs simuladas con CONEX.

La simulación estándar del detector se asume como estática, es decir siempre se considera el detector como perfecto. Pero hay parámetros del detector que varían con el tiempo. Offline nos brinda la posibilidad de datos con la información del detector dependiente del tiempo, esta simulación dinámica es la denominada RealMC. En la figura 6.1 se muestra un esquema para la simulación ya sea estática o dinámica [50]. Puesto que el DS solo es simulado para la información del tiempo de arribo de la CAE, los datos del monitoreo del DS no se usan, por lo que se asume que DS en las condiciones ideales.

Una característica de este trabajo, es que en nuestro caso los eventos híbridos

simulados, con un disparo lógico solo en estaciones del arreglo Infill ó estaciones del arreglo HEATLET.

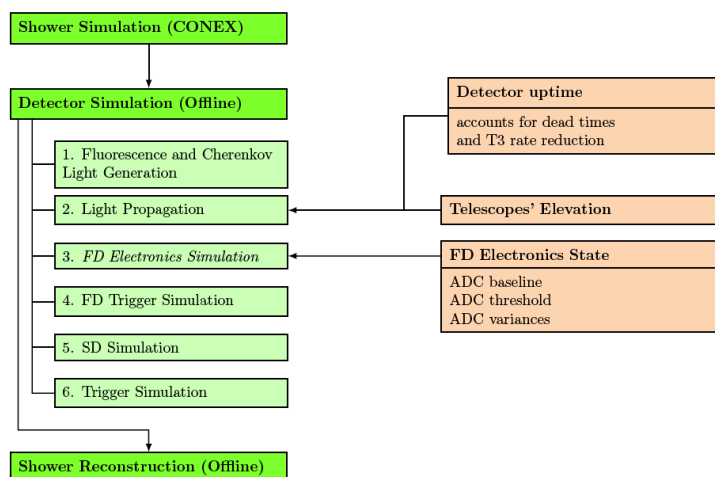


Figura 6.1: Esquema de la simulación de la respuesta del detector FD del OPA, para simulaciones estáticas y RealMC. A la izquierda el esquema general para simulación estática y la derecha la información adicional para una simulación dinámica

En el apéndice A se muestran algunos de los archivos de configuración usados en las simulaciones.

6.1 Respuesta del Detector

En esta sección se estudiarán dos efectos del detector, el sesgo de la medición del detector y la resolución del mismo que son determinados a partir de las simulaciones. La resolución del detector indica que, tan bien, puede medirse una cantidad observable con el detector. El sesgo de la reconstrucción indica la cantidad de desplazamiento sistemático de una propiedad reconstruida respecto a la verdadera. Estas propiedades se pueden conseguir a partir de simulaciones del detector donde los valores de entrada son conocidos.

Cortes de Calidad

Para estos estudios, las simulaciones al igual que los eventos reales, tienen que pasar ciertos cortes de calidad. Los cortes aplicados son los siguientes.

- eyeCut 100000: Solo eventos vistos por el ojo virtual HEAT-Coihueco son seleccionados.

6. SIMULACIÓN DE CAES Y DEL DETECTOR HEAT(LET)

- **heatOrientationUp**: Eventos solo cuando HEAT está en el modo de operación *up*, en el otro caso los eventos son rechazados.
- **badFDPeriodRejection**: Periodos para los cuales se tienen constantes de calibración malos tanto para HEAT y/o Coihueco son rechazados.
- **hybridTankTrigger**: Solo se toman eventos híbridos, con estaciones del DS ya sea del arreglo Infill ó HEATLET
- **!badPixels 1**: Eventos en los cuales se tuvo por lo menos un pixel con una mala calibración (Cal-A) son rechazados
- **skipSaturated**: Eventos para los cuales se tuvieron señales saturadas en los PMTs ya sea de HET y/o Coihueco son rechazados.
- **maxCoreTankDist 1e20**: Se pide que los eventos seleccionados híbridos tengan una distancia (con valores lógicos) a la estación con mayor señal.
- **minLgEnergyFD 1e-20**: Se pide que los eventos seleccionados tengan una energía reconstruida con valores lógicos
- **maxZenithFD 85**. El máximo valor del angulo cenital es de 85° , eventos con un ángulo mayor son rechazados.
- **T3Class**: El evento debe ser clasificado en el disparo T3 como *candidato*
- **LidarCloudRemoval 25**: La fracción de nubosidad que estima el Lidar debe ser $< 25\%$
- **maxVAOD 0.1**: Se requiere que a 3 km la profundidad óptica de aerosoles verticales (VAOD) sea $< 0,1$
- **maxCFrac 50.**: La fracción de luz Cherenkov debe ser de a lo mas el 50% .
- **xMaxObsInExpectedFOVparams:40 20**: Solo eventos con una resolución en $X_{\max} < 40g/cm^2$ y con un ángulo de visión mínimo de 20° son aceptados.
- **maxCoreTankDist 1500**: La distancia máxima entre el centro (nucleo) de la CAE a la estación del DS con mayor señal debe ser de 1500 m, eventos que no cumplen esta condición son rechazados.
- **brassHybridProb (.9 .9 .05)**: Suponiendo un primario de Potón o Hierro, deben tener una probabilidad de generar un evento híbrido de al menos el 90% y deben tener una diferencia máxima en estas probabilidades de 5% .

- **FidFOV:** Se requiere que el valor de la X_{\max} no esté sesgada debido al campo de visión FoV del ojo virtual HEAT-Coihueco
- **maxDepthHole 30:** Cuando la traza de un evento esta en dos o más telescopios, en los traslapes entre telescopios pueden quedar espacios vacios, el máximo valor del espacio permitido es del 30% de la traza total.
- **profileChi2 1.6 :**El ajuste al perfil longitudinal debe tener un valor de $\chi^2/ndf < 1,6$
- **energyTotError 0.2:** El error en la medición de la energía debe ser menor al 20%.

6.1.1 Definición de los efectos estudiados

En lo que sigue \mathbf{X} es un vector con N componentes y X_i representan todas las N mediciones de la cantidad X. \mathbf{X}_{MC} es el valor real o verdadero de \mathbf{X}_{rec} (reconstruido). Para estudios de composición con el detector de fluorescencia, algunas de las cantidades de más interés es la Energía (E), la profundidad atmosférica del máximo desarrollo de la CAE X_{\max} y las fluctuaciones de X_{\max} denominada $RMS(X_{\max})$. El sesgo de la reconstrucción puede ser definida como la diferencia entre el valor real y el reconstruido.

$$BIAS(\mathbf{X}) = \mathbf{X}_{rec} - \mathbf{X}_{MC}. \quad (6.1)$$

La resolución del detector puede ser estimada de la desviación estándar ó RMS de la distribución de $\mathbf{X}_{rec} - \mathbf{X}_{MC}$.

6.1.2 Resolución del Detector

- **Resolución de la Energía** La resolución de la energía se muestra en la figura 6.2. esta es obtenida promediando la resolución en energía sobre todos los modelos y para cada uno de los primarios, también se muestra en negro la resolución promedio. Vemos que la resolución promedio varia del 10% en 10^{17} eV hasta del 4% alrededor de $10^{18,4}$, en promedio tenemos una resolución del 8%.
- **Resolución de $\langle X_{\max} \rangle$** Esta se muestra en la figura 6.3. Esta es obtenida promediando la resolución de $\langle X_{\max} \rangle$ sobre todos los modelos y para cada uno de los primarios, también se muestra en negro la resolución promedio. Vemos que la resolución de $\langle X_{\max} \rangle$ varia de 30 g/cm² en 10^{17} eV hasta de 13 g/cm² alrededor de $10^{18,4}$, en promedio tenemos una resolución de 23 g/cm².

6. SIMULACIÓN DE CAES Y DEL DETECTOR HEAT(LET)

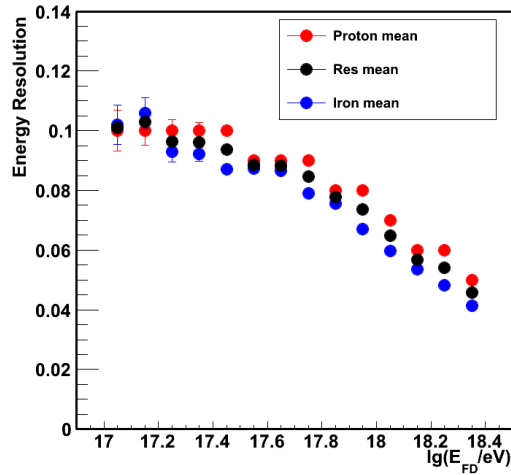


Figura 6.2: Resolución de la Energía. En rojo se muestra la resolución promedio en Energía para todos los modelos con primario Protón, en azul se muestra la resolución promedio en Energía para todos los modelos con primario Hierro, y en negro se muestra la resolución en energía promedio tomando una composición mixta de 50% Protón y 50% Hierro [4]

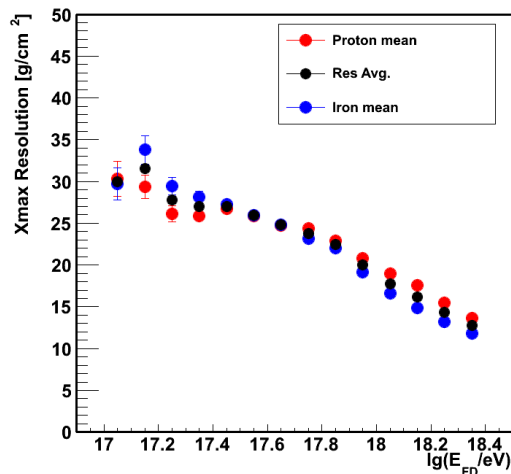


Figura 6.3: Resolución de la $\langle X_{max} \rangle$. En rojo se muestra la resolución promedio en $\langle X_{max} \rangle$ para todos los modelos con primario Protón, en azul se muestra la resolución promedio en $\langle X_{max} \rangle$ para todos los modelos con primario Hierro, y en negro se muestra la resolución en energía promedio tomando una composición mixta de 50% Protón y 50% Hierro [4]

6.1.3 Sesgo de la Reconstrucción

- **Sesgo de la Energía.** El sesgo de la energía se muestra en la figura 6.4. esta es obtenida promediando el sesgo en energía sobre todos los modelos y para cada uno de los primarios, también, se muestra en negro el sesgo promedio tomando una composición mixta de 50% Protón y 50% Hierro. Vemos que se consigue un sesgo promedio de alrededor de 3%.
- **Sesgo de $\langle X_{\max} \rangle$.** El sesgo se muestra en la figura 6.5. Este se obtiene promediando el sesgo sobre todos los modelos y para cada uno de los primarios, también se muestra en negro el sesgo promedio tomando una composición mixta de 50% Protón y 50% Hierro. Vemos que en promedio se tiene un sesgo de $\langle X_{\max} \rangle$ de alrededor de 3 g/cm².

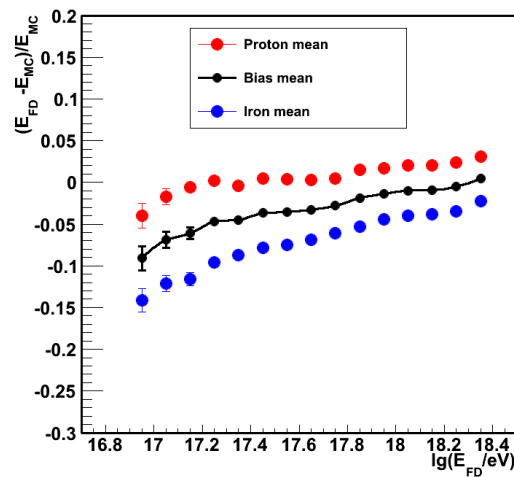


Figura 6.4: Sesgo de la Energía. En rojo se muestra el sesgo promedio en energía para todos los modelos con primario Protón, en azul se muestra el sesgo promedio en energía para todos los modelos con primario Hierro, y en negro se muestra el sesgo en energía promedio tomando una composición mixta de 50% Protón y 50% Hierro [4]

6.2 Correcciones

Primero se tiene que aplicar una corrección a los datos con la información del sesgo en Energía.

La corrección es aplicada como un factor de corrección a , como sigue:

$$E_{real} = a.E_{rec}, \quad (6.2)$$

6. SIMULACIÓN DE CAES Y DEL DETECTOR HEAT(LET)

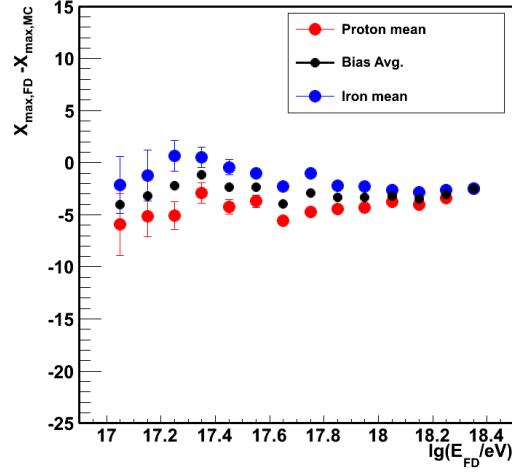


Figura 6.5: Sesgo de $\langle X_{\max} \rangle$. En rojo se muestra el sesgo promedio para todos los modelos con primarios de Protón, en azul se muestra el sesgo promedio para todos los modelos con primarios de Hierro, y en negro se muestra el sesgo promedio tomando una composición mixta de 50% Protón y 50% Hierro [4]

con a igual:

$$a = \frac{1}{\% + 1}. \quad (6.3)$$

Donde $\%$ es el valor del sesgo en energía (línea negra) para cada punto de la gráfica de la figura 6.4

Una vez aplicada esta corrección en Energía se corrige $\langle X_{\max} \rangle$ sustrayendo el sesgo s_i del i -ésimo intervalo de energía de la $\langle X_{\max,rec,i} \rangle$.

$$\langle X_{\max,real,i} \rangle = \langle X_{\max,rec,i} \rangle - s_i \quad (6.4)$$

y la $RMS(X_{\max})$ se corrige como sigue:

$$RMS(X_{\max,real,i}) = \sqrt{(RMS(X_{\max,rec,i}))^2 - (Resolución)^2} \quad (6.5)$$

La resolución en este caso la llamamos de la $RMS = \sigma$ del sesgo de X_{\max} , es decir de la RMS de la distribución de $X_{\max}^{rec} - X_{\max}^{MC}$

La mejor estructura no garantizará los resultados ni el rendimiento. Pero la estructura equivocada es una garantía de fracaso.

Peter Drucker

CAPÍTULO

7

Determinando la profundidad del máximo desarrollo de las CAEs $\langle X_{\max} \rangle$

El análisis de la $\langle X_{\max} \rangle$ para este trabajo se hizo con datos del detector fluorescencia HEAT y Coihueco y de estaciones del Infill+HEATLET, del periodo de 2010-06-01 hasta 2012-12-31, esto incluye las últimas bases de datos de calibraciones para HEAT y bases de datos de las condiciones atmosféricas, esto último muy importante debido a que los resultados pueden corregirse y así evitar tener mediciones equivocadas debido a factores atmosféricos.

7.1 HEATLET

Como parte del trabajo de tesis, una vez que estaba en operación el arreglo HEATLET, modificamos parte del código de configuración (SStationList.xml) de Offline versión v2r7p6 para añadir las estaciones HEATLET ver figura 7.1

7. DETERMINANDO LA PROFUNDIDAD DEL MÁXIMO DESARROLLO DE LAS CAES $\langle X_{MAX} \rangle$

```

<!--Introduciendo Heatlet en el código-->
<station id="1833">
  <northing unit="meter"> 6114574.71 </northing>
  <eastng unit="meter"> 447251.35 </eastng>
  <altitude unit="meter"> 1600.80 </altitude>
  <name> Tanguito Jr. </name>
  <commission> 2006-11-10T16:20:00Z </commission>
  <decommission> 2029-12-31T23:59:59Z </decommission>
  <inGrid> 2 </inGrid>
  <groupId> 0 </groupId>
  <axes> 92.5 114.5 </axes>
  &UTMdata;
</station>

<station id="1830">
  <northing unit="meter"> 6114575.52 </northing>
  <eastng unit="meter"> 447947.78 </eastng>
  <altitude unit="meter"> 1594.98 </altitude>
  <name> Valentin Jr. </name>
  <commission> 2006-11-10T16:20:00Z </commission>
  <decommission> 2029-12-31T23:59:59Z </decommission>
  <inGrid> 2 </inGrid>
  <groupId> 0 </groupId>
  <axes> 93 114.5 </axes>
  &UTMdata;
</station>

<station id="1832">
  <northing unit="meter"> 6113923.43 </northing>
  <eastng unit="meter"> 447630.73 </eastng>
  <altitude unit="meter"> 1597.83 </altitude>
  <name> Dysneyland Jr. </name>
  <commission> 2006-11-10T16:20:00Z </commission>
  <decommission> 2029-12-31T23:59:59Z </decommission>
  <inGrid> 2 </inGrid>
  <groupId> 0 </groupId>
  <axes> 92.5 114 </axes>
  &UTMdata;
</station>

  <station id="1831">
    <northing unit="meter"> 6113279.94 </northing>
    <eastng unit="meter"> 447255.71 </eastng>
    <altitude unit="meter"> 1584.60 </altitude>
    <name> Leon Jr. </name>
    <commission> 2006-11-10T16:20:00Z </commission>
    <decommission> 2029-12-31T23:59:59Z </decommission>
    <inGrid> 2 </inGrid>
    <groupId> 0 </groupId>
    <axes> 92 113.5 </axes>
    &UTMdata;
  </station>

  <station id="1829">
    <northing unit="meter"> 6113278.68 </northing>
    <eastng unit="meter"> 448005.44 </eastng>
    <altitude unit="meter"> 1587.28 </altitude>
    <name> Tute Cabrero Jr. </name>
    <commission> 2006-11-10T16:20:00Z </commission>
    <decommission> 2029-12-31T23:59:59Z </decommission>
    <inGrid> 2 </inGrid>
    <groupId> 0 </groupId>
    <axes> 92.5 113.5 </axes>
    &UTMdata;
  </station>

```

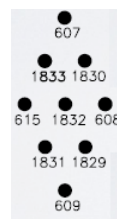


Figura 7.1: Introduciendo las estaciones HEATLET en el código [4]

Una vez hecho, esto, se realizó la reconstrucción de eventos usando esta versión de Offline modificada, en este caso para eventos híbridos HEATLET a partir de Octubre del 2011 hasta Enero del 2012. Después de eso se modifico el código del paquete ADST que se usa para la selección de eventos bajo ciertos cortes (vea sección 7.2) para añadir un corte de prueba: si es un evento híbrido dispara alguna de las estaciones HEATLET, esto en FDSelection.cc:

```

bool FDSelection::hybridIdCut(Cut& cut) {
  const FdRecGeometry& theGeometry = CurrFDEvent()->GetFdRecGeometry();
  const int sdId = theGeometry.GetHottestStation();
  /* HEATLET STATIONS
    607
    1832 1830
    615 1832 608
    1831 1829
    609
  */
  return (607==sdId || 608==sdId || 609==sdId ||
    615==sdId || 1829==sdId || 1830==sdId || 1831==sdId || 1832==sdId || 1833==sdId);
}

```

A continuación se muestran algunos ejemplos de eventos híbridos reconstruidos y que dispararon con HEATLET (vea figura 7.2)

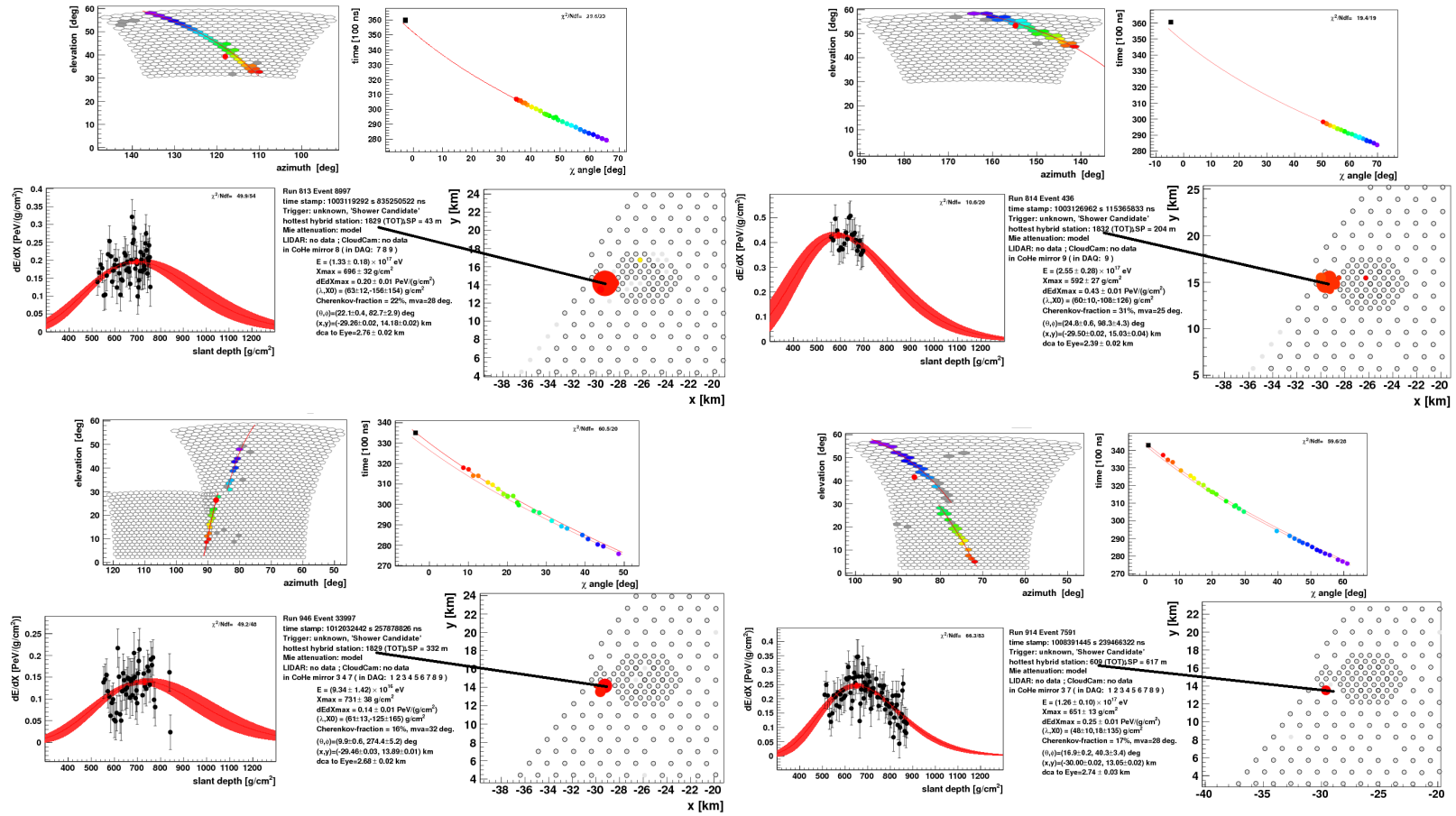


Figura 7.2: eventos híbridos HEATLET.

7. DETERMINANDO LA PROFUNDIDAD DEL MÁXIMO DESARROLLO DE LAS CAES $\langle X_{MAX} \rangle$

En la figura 7.3 se muestra la distribución de energía y X_{max} para eventos híbridos que no sean del arreglo HEATLET y con los que únicamente son.

Cortes

- Solo ojo virtual CoHe
- Eventos Híbridos
- Ángulo cenital FD menor a 60°
- X_{max} en el campo de visión (FoV)
- Mínimo 5 pixels para el ajuste del eje
- Huecos en el perfil de Máximo 30%

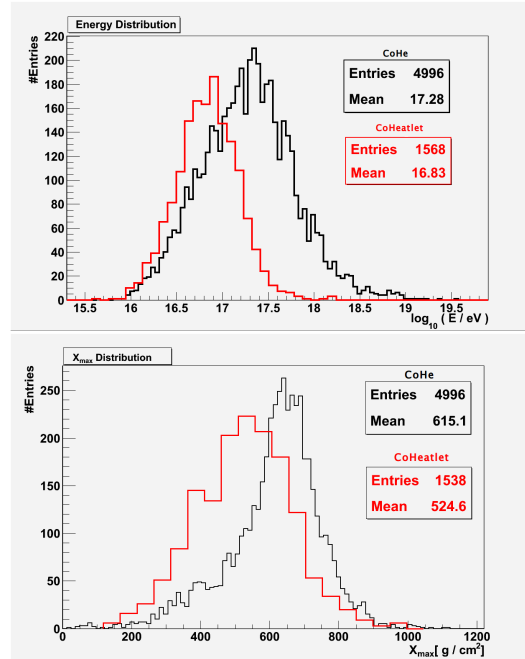


Figura 7.3: Distribución de energía y X_{max} para eventos híbridos con estaciones que no son parte del HEATLET y para los que son del arreglo en mención, mostrando efectivamente que con las estaciones HEATLET podríamos medir eventos híbridos de más baja energía y más baja X_{max} [5]

7.2 Selección de eventos y cortes fiduciales

Para determinar la composición química de los rayos cósmicos primarios que inducen las CAEs, es muy importante reducir al máximo factores que nos lleven a detectar estas lluvias con ciertos sesgos y con esto tener o asegurar una buena reconstrucción. Para esto una vez que se tiene reconstruido los eventos debemos aplicarles varios cortes de calidad como los sugeridos en [51] y son los mismos que aplicamos en 6.1.

El último paso en la selección de eventos toma en cuenta el campo de visión y en particular la energía y geometría de la CAE. Estos cortes son los llamados Fiducial Volume Cuts (o cortes en el campo de visión FoV) el procedimiento está detallado en [52]. El propósito de los Fiducial Volume Cuts es seleccionar eventos con una geometría tal que el máximo de la CAE debe estar el campo de visión del detector y reconstruida con un error menor a $40 g/cm^2$, sea que el evento tenga una

7.2 Selección de eventos y cortes fiduciales

X_{\max} superficial o muy profunda. De esta forma garantizamos que la distribución de X_{\max} este libre de algún sesgo producto de la geometría del detector.

El sesgo de la $\langle X_{\max} \rangle$ debido al campo de visión se puede observar en la figura 7.4, cada punto corresponde a un evento dentro del correspondiente intervalo de energía. El eje X corresponde a los límites en el FoV (en la profundidad atmosférica) estimada para cada evento. Para los puntos en rojo, el eje X axis corresponde al limite menos profundo (X_{low}) y para los puntos azules el eje X corresponde al limite más profundo (X_{up}). Los valores de X_{low} y X_{up} son estimados para cada evento y corresponde a los valores de X_{\max} menos profundos y más profundos que pueden ser reconstruidos con un error máximo de 40 g/cm^2 para un evento en particular geometría y energía. La figura 7.4a muestra una población de eventos menos profundos X_{low} (puntos rojos) ó más profundos X_{up} (puntos azules) que producen una región sesgada para $\langle X_{\max} \rangle$ (región marcada por las dos líneas negras verticales). Por lo tanto, basándonos en los valores estimados X_{low} y X_{up} para cada evento, eventos en la región figure 7.4a indican los límites X_{low} y X_{up} para un intervalo de energía en particular, y la figura 7.4b muestra los límites X_{low} y X_{up} para cada intervalo de energía.

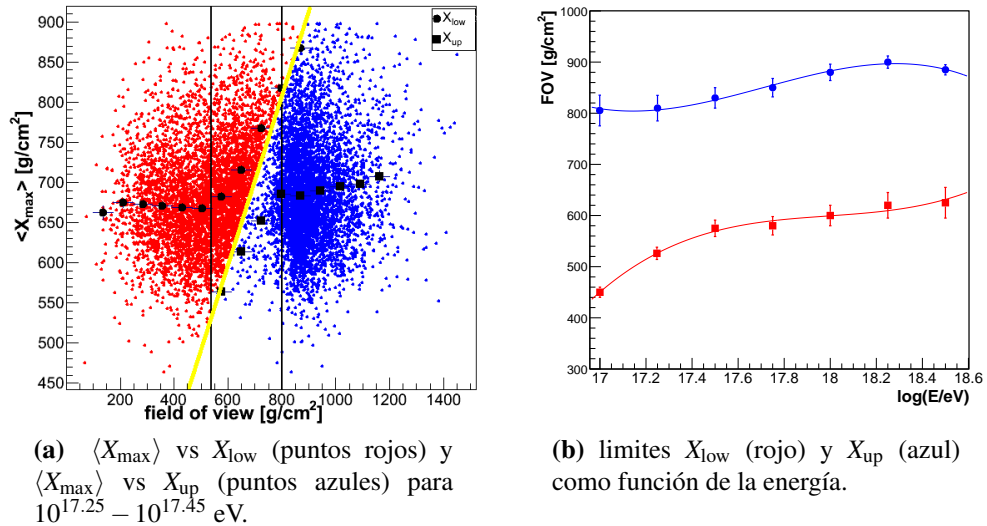


Figura 7.4: (a) Ilustración del análisis del campo de visión. X_{\max} y los límites fiduciales son mostrados en puntos rojos (X_{low}) y puntos azules (X_{up}) y los valores promedio de X_{\max} son mostrados en símbolos negros. El límite en el campo de visión es indicado por la línea diagonal en amarillo. Las líneas verticales indican el corte en el FoV. (b) Límites X_{low} y X_{up} como función de la energía para los datos analizados de HEAT.

7. DETERMINANDO LA PROFUNDIDAD DEL MÁXIMO DESARROLLO DE LAS CAES $\langle X_{MAX} \rangle$

Resultados

En la figura 7.5 se muestra la $\langle X_{max} \rangle$ como función del campo de visión de los eventos reconstruidos por HEAT (vea la figura 7.4a para referencia) para los primeros cuatro intervalos de energía comenzando de 10^{17} eV.

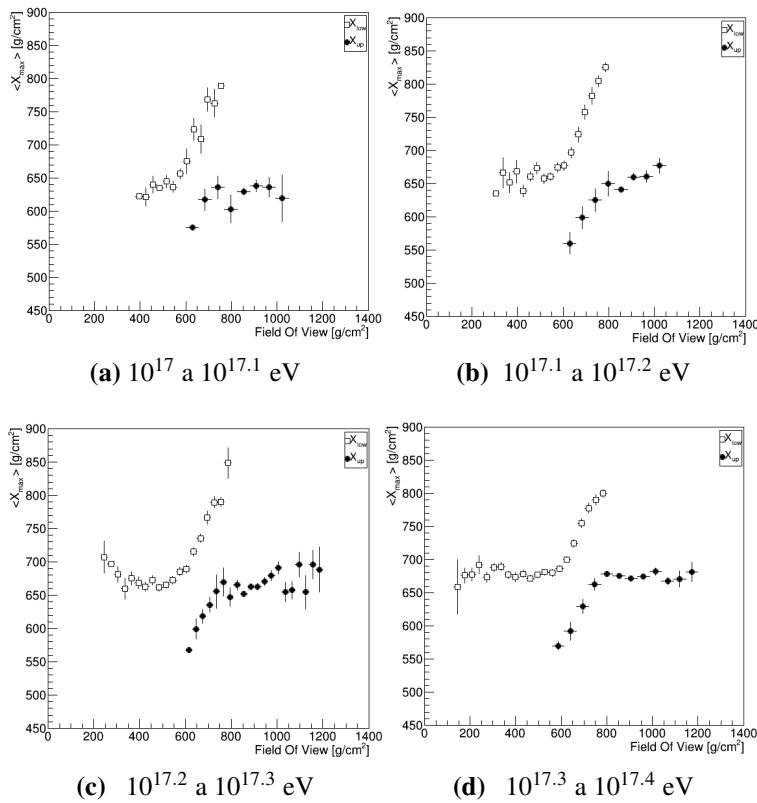


Figura 7.5: $\langle X_{max} \rangle$ como función del campo de visión para los intervalos de baja energía (cuadros blancos: X_{low} y cuadros negros: X_{up})

Note que en el intervalo de energía de 10^{17} a $10^{17.1}$ eV (figure 7.5a) no es clara la región del 'plateau', específicamente en la gráfica X_{low} . Esto indica que para este rango o intervalo de energía, no hay geometrías de las CAEs que nos permitan un muestreo de la distribución de X_{max} que no esté sesgada. Entonces, este intervalo de energía se excluye de nuestros resultados finales de X_{max} con HEAT que se muestran en figure 7.8 [6].

La distribución de $\langle X_{max} \rangle$ por intervalo de energía aplicando los cortes en el campo de visión se muestran en la figura 7.6.

7.2 Selección de eventos y cortes fiduciales

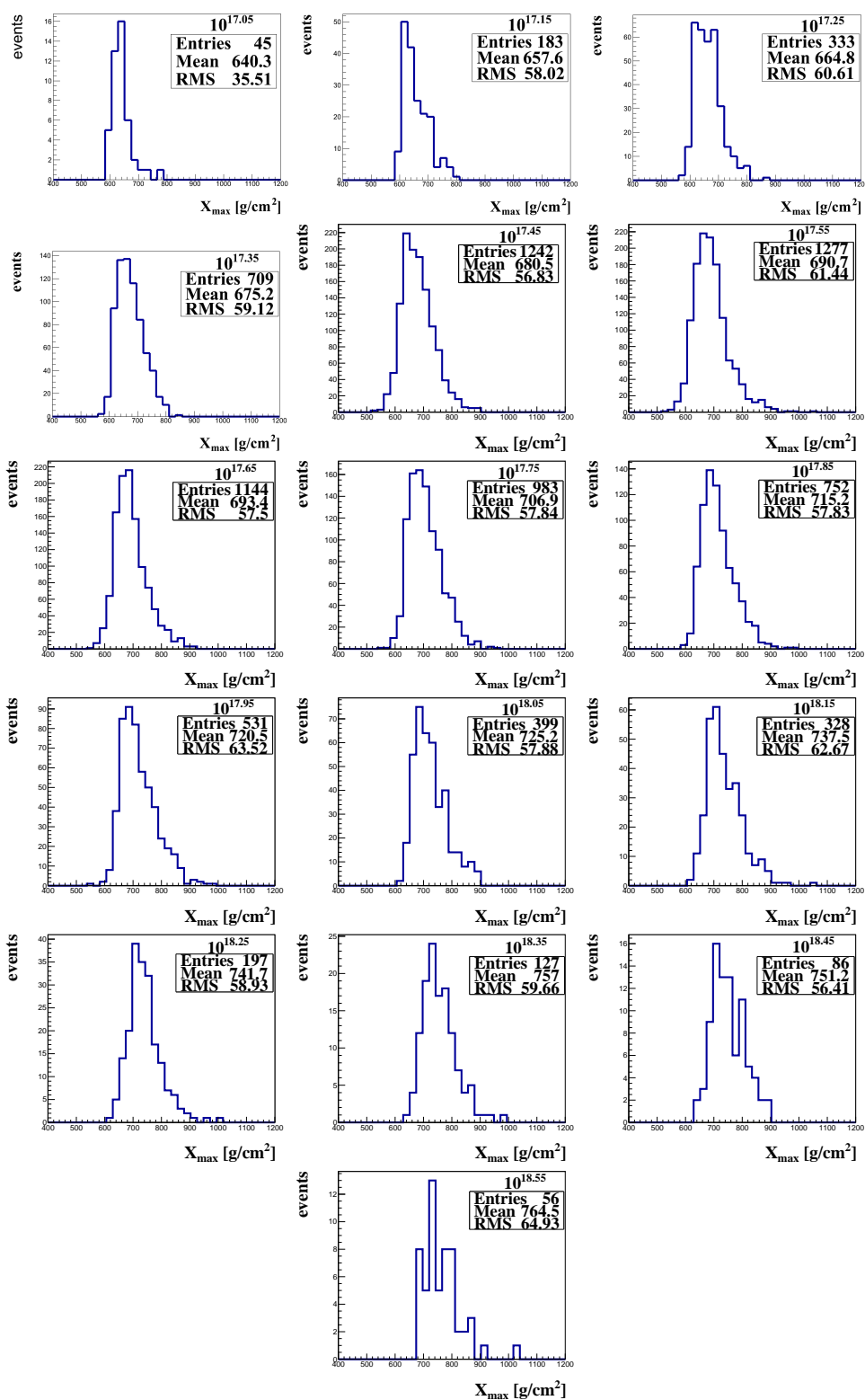


Figura 7.6: Distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ para cada intervalo de energía de $10^{17.05}$ eV a $10^{18.55}$ eV (después de haber aplicado los cortes fidFoV).

7. DETERMINANDO LA PROFUNDIDAD DEL MÁXIMO DESARROLLO DE LAS CAES $\langle X_{MAX} \rangle$

Testeamos la compatibilidad de los datos de $\langle X_{max} \rangle$ con un 'elongation rate' [53] constante ajustando las mediciones de $\langle X_{max} \rangle$ a una línea entre $10^{17.1}$ eV a $10^{18.3}$ eV (figure 7.7). Los resultados de este ajuste son $\chi^2/Ndf = 10.9/10$, $P = 0.36$, indicando que los datos de $\langle X_{max} \rangle$ con HEAT son estadísticamente compatibles con un 'elongation rate' constante de (76 ± 2) g/cm²/decada dentro de este rango de energía [6].

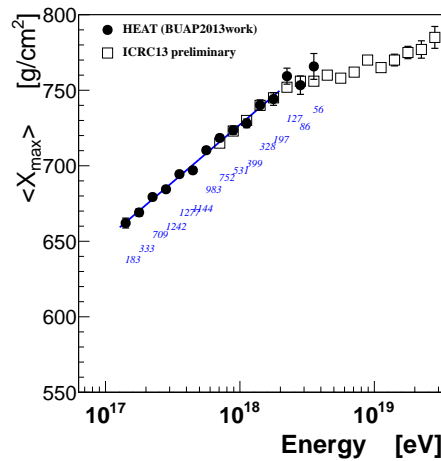


Figura 7.7: Ajuste de los datos de $\langle X_{max} \rangle$ con HEAT con una línea (línea azul) [6]. Se muestran también el número de eventos por intervalo de energía y los resultados de ICRC2013 [7] con el DF estándar son mostrados con fines de comparación en el rango de energía arriba de 10^{18} eV.

Para estas mediciones de $\langle X_{max} \rangle$ con HEAT, se usó la nueva escala de energía las nuevas bases de datos en calibraciones y aerosoles (como los usados para ICRC2013).

La figura 7.8a muestra nuestros resultados finales de X_{max} con HEAT [6] con las correcciones a partir de las simulaciones MC. Estos resultados cubren un rango de energía de $10^{17.1}$ eV a $10^{18.6}$ eV. A partir de $10^{17.85}$ eV, encontramos un significativo traslape con los resultados de $\langle X_{max} \rangle$ ICRC2013 donde los dos resultados están en un buen acuerdo. Las fluctuaciones de X_{max} se presentan en la figura 7.8b.

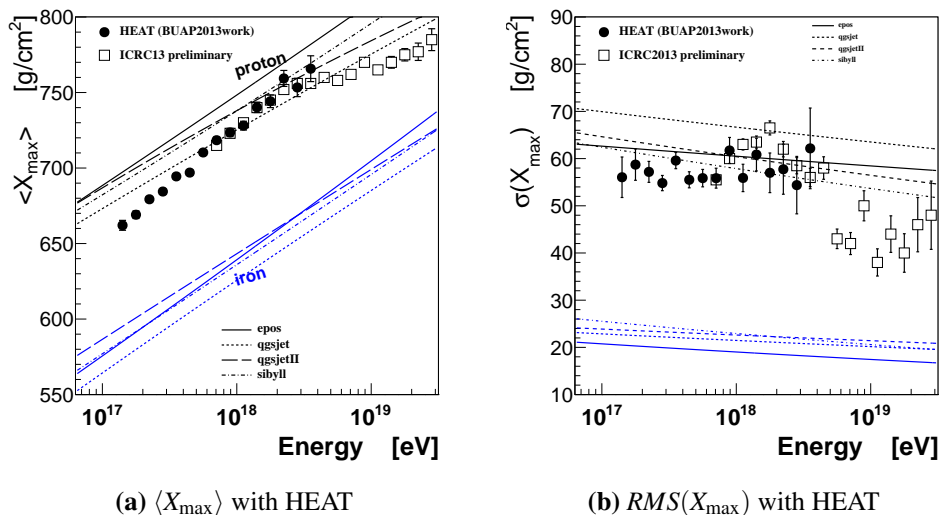


Figura 7.8: (a) Mediciones de $\langle X_{\max} \rangle$ comparadas a simulaciones de CAEs con diferentes modelos hadrónicos y los resultados preliminares de DF estándar presentados en el ICRC2013 [7]. (b) $\sigma(X_{\max})$ medida.

Posible quiebre alrededor de $10^{17.2}$ eV

Como mencionamos arriba en el análisis anterior quitamos el primer intervalo de energía (figura 7.5a), ahora queremos ver que pasa si dejamos este, esto pensando que con mayor número de datos colectados con HEAT aumente el número de eventos en este primer intervalo de energía de 10^{17} a $10^{17.1}$ eV tal que si puedan definir una geometría para CAEs y nos permitan un muestreo de la distribución de X_{\max} que no esté sesgada.

En la figura 7.9 se muestran los resultados de los datos de X_{\max} con HEAT, tomando en cuenta el primer intervalo de energía y estas mediciones son ajustadas a una línea quebrada. Los resultados de este ajuste son $\chi^2/Ndf = 12.98/10$, $P = 0.22$, con un 'elongation rate' de (106 ± 27) g/cm²/decada, abajo de $10^{17.26 \pm 0.1}$ eV y (76 ± 3) g/cm²/decada, arriba de esta energía hasta $10^{18.3}$ eV.

Interpretación Astrofísica

En el rango de energía estudiado $10^{17.0} - 10^{18.5}$ eV la literatura sugiere una transición del origen de los rayos cósmicos de galácticos a extra-galácticos.

De acuerdo al modelo propuesto por Hillas [8] y datos de KASCADE a energías arriba de $10^{17.2}$ eV una componente extra-galáctica principalmente de primarios de protón (p) y helio He es dominante en el flujo de rayos cósmicos (ver figura 7.10). Los resultados de $\langle X_{\max} \rangle$ que mostramos son compatibles con este modelo, por lo

7. DETERMINANDO LA PROFUNDIDAD DEL MÁXIMO DESARROLLO DE LAS CAES $\langle X_{MAX} \rangle$

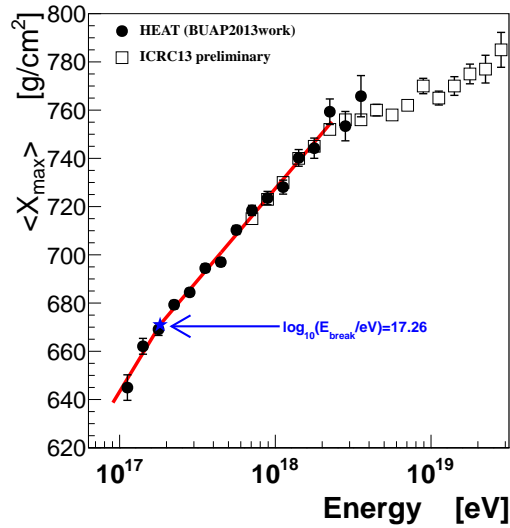


Figura 7.9: $\langle X_{max} \rangle$ como función de la energía. Ajuste a los datos de HEAT a una línea quebrada (línea roja) esto cuando se toma el primer intervalo de energía (figura 7.5a).

que podríamos concluir que efectivamente en el rango estudiado está sucediendo esta transición de fuentes.

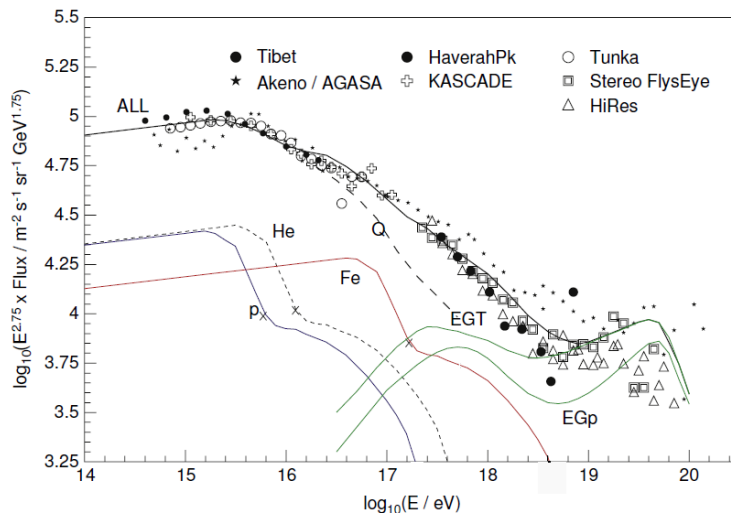


Figura 7.10: Quiebres en el flujo de rayos cósmicos de acuerdo al modelo de Hillas [8]

7.2.1 Espectro de Energía obtenido con HEAT

Además de haber obtenido la $\langle X_{\max} \rangle$ y la $\sigma(X_{\max})$ con HEAT, obtuvimos el espectro de energía con HEAT. Para esto el ingrediente adicional que necesitamos es el cálculo de la exposición, ya que en este caso depende de la energía, a diferencia del Infill, como se verá en el siguiente capítulo donde este parámetro se calcula a partir de la geometría.

Con las simulaciones MonteCarlo la exposición que se obtuvo es la siguiente ver figura 7.11a y entonces el espectro que se obtuvo se muestra en figura 7.11b. Este espectro se ajustó a una línea quebrada obteniendo del ajuste $\chi^2/Ndf = 8.2/12$, $P = 0.76$, con un índice espectral de $\gamma_1 = 3.31 \pm 0.02$ abajo de $10^{18.61 \pm 0.07}$ eV y un índice espectral de $\gamma_2 = 2.66 \pm 0.1$ arriba de esta energía. Estos resultados son preliminares y serán discutidos de manera más detallada en el siguiente capítulo cuando se compare con el espectro de energía obtenido con el Infill.

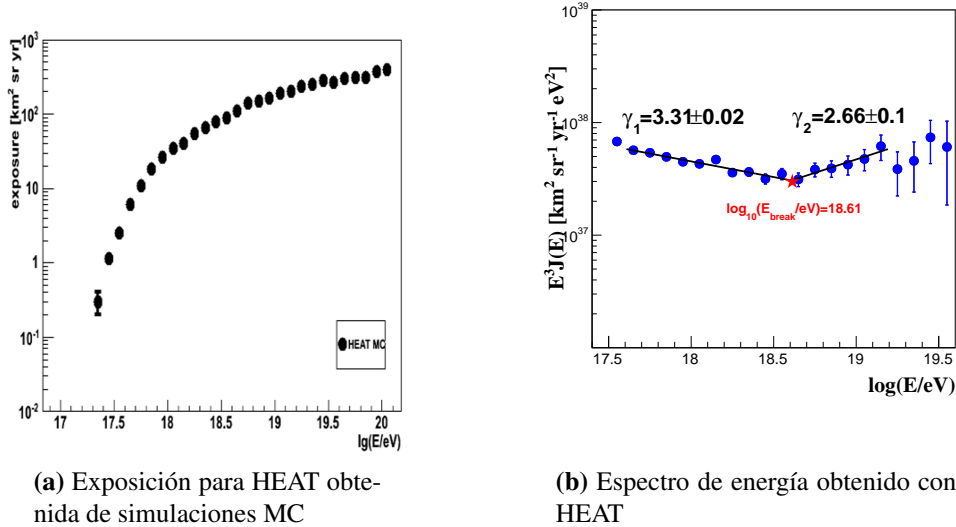


Figura 7.11: Resultados obtenidos en esta tesis, para el cálculo del espectro de energía para HEAT

Los ideales que iluminan mi camino una y otra vez, me han dado el coraje para enfrentar la vida con alegría y han sido: la amabilidad, la belleza y la verdad.

Albert Einstein

CAPÍTULO

8

Estudios de los eventos medidos con el Infill

Como mencionamos al principio uno de los objetivos de este trabajo es obtener el espectro de energía con la extensión Infill, esta sección describe los pasos seguidos para la obtención de esto, además también hicimos comparaciones de las observables reconstruidas usando dos códigos distintos de reconstrucción del OPA, uno llamado Offline y el otro CDAS, esto con la mera intención de corroborar que, usando dos métodos diferentes en los algoritmos de reconstrucción de eventos del Infill, se llega a resultados compatibles.

8.1 Comparación de Observables medidas con el detector Infill

Para esta comparación usamos la version v2r9p2 del paquete computacional para reconstrucción y simulación del OPA Offline y CDAS v5r0p2 (en este caso usamos herald, parte de CDAS), ambos paquetes incluyen la nueva escala de energía y calibraciones publicadas en el ICRC2013 [7].

Entre los principales cambios que integra el código CDAS [54] para la reconstrucción de eventos medidos en el detector Infill, tenemos:

- Condiciones de Disparo y selección de eventos T4&T5 modificadas (escaladas para estaciones con separación $d=750$ m)

8. ESTUDIOS DE LOS EVENTOS MEDIDOS CON EL INFILL

- Función de Distribución Lateral (LDF): tipo log-log parábola con estimador de energía ($S(r_{\text{opt}})$) con distancia de referencia $r_{\text{opt}}= 450$ m:

$$\ln S(r) = \ln(S_{450}) + \beta \ln \left(\frac{r}{r_s} \right) + \gamma \ln^2 \left(\frac{r}{r_s} \right) \quad (8.1)$$

En el caso de Offline [44] cambios similares a los arriba mencionados se han hecho, por ejemplo:

- Se modificó el módulo SdEventSelector:
- El archivo de configuración StationList.xml con estaciones Infill
- LDF: tipo NGK con $S_{1000} \rightarrow S_{450}$

$$S(r) = S_{450} \left(\frac{r}{450} \right)^\beta \left(\frac{r+700}{450+700} \right)^{\beta+\gamma} \quad (8.2)$$

Las principales diferencias en los códigos y reconstrucciones pueden ser consultadas en [55].

8.1.1 Detalles de Datos analizados

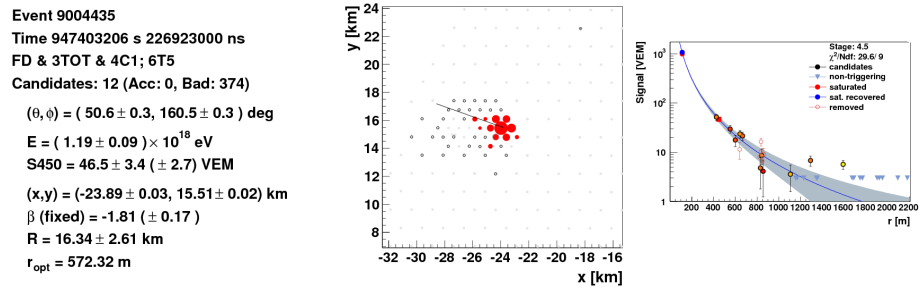
Estas comparaciones están basadas en eventos del Infill tomados de enero de 2009 hasta diciembre 2012. Los eventos seleccionados en ambas reconstrucciones Offline y CDAS son los eventos que pasan los cortes de calidad estándar (como energía reconstruida, $\theta < 55^\circ$, eventos 6T5 (6 estaciones rodeando a la estación con mayor señal) etc.). Los eventos reconstruidos sin problema alguno son 587,256 para Offline y 608,352 para CDAS, el número de eventos después de aplicar los cortes de calidad son 285,636 para Offline y 312,299 para CDAS, el número de eventos después de quitar eventos de la lista "Bad period" son 136,091 para Offline y 139,761 para CDAS, los eventos en la región de 10^{17} eV a $10^{18,5}$ eV son 52,874 para Offline y 44,233 para CDAS, las comparaciones fueron hechas con 134,981 eventos en común. En la tabla 8.1 podemos encontrar un resumen de esta información.

Un ejemplo de los eventos comparados se muestra en la figura 8.1a el evento sd con id:9004435 reconstruido con Offline y en la figura 8.1b el mismo evento reconstruido con CDAS (Para visualizar este último se usa el paquete computacional CDAS2ADST¹), ya que los formatos de salida son distintos.

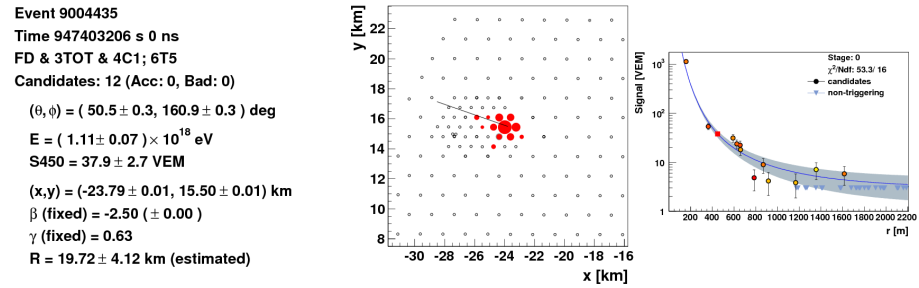
¹CDAS2ADST: pasa una reconstrucción CDAS (CDAS) a un archivo ADST

Cuadro 8.1: Resumen de datos usados

	Offline	CDAS
Reconstruidos	587256	608352
Cortes Estándar	285636	312299
Sin eventos de "Bad period"	136091	139761
En la región de 10^{17} eV a $10^{18,5}$ eV	52874	44233
Eventos comunes	134981	



(a) Evento id:9004435 reconstruido con Offline .



(b) Evento id:9004435 reconstruido con CDAS.

Figura 8.1: Ejemplo de uno de los eventos comparados.

8.2 Comparaciones

Comparación en θ

Comenzamos comparando el ángulo cenital θ . La diferencia fue calculada en grados, usando la siguiente ecuación:

$$\Delta\theta = (\theta_{offline} - \theta_{cdas}) [^\circ] \quad (8.3)$$

Para esta comparación obtenemos en la figura 8.2 la distribución de las

8. ESTUDIOS DE LOS EVENTOS MEDIDOS CON EL INFILL

diferencias, con un valor medio de -0.033° y RMS de 0.9° , mostrando que la diferencia promedio es muy pequeña y que hay una buena compatibilidad en las reconstrucciones. También se muestra la evolución de diferencia respecto a la energía.

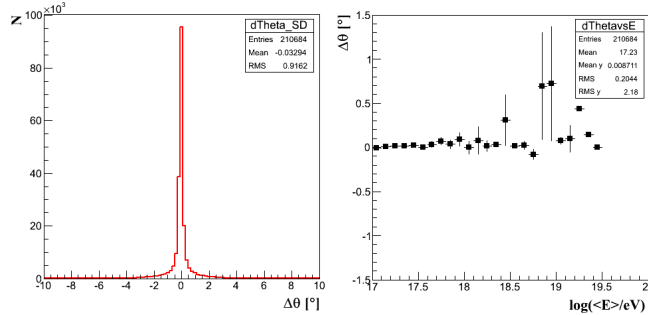


Figura 8.2: Distribución de la diferencia en la reconstrucción de θ , la diferencia es muy pequeña, y el comportamiento de la diferencia respecto de la energía.

Comparación en ϕ

Continuando con las comparaciones, también comparamos las reconstrucciones de ϕ . La diferencia fue calculada en grados, usando la ecuación:

$$\Delta\phi = (\phi_{offline} - \phi_{cdas}) [^\circ] \quad (8.4)$$

En la figura 8.3 se muestra la distribución de la diferencia, resultando una media de -0.16° y RMS de 1.5° , por lo que podemos ver que tampoco hay gran diferencia en la reconstrucción de este parámetro.

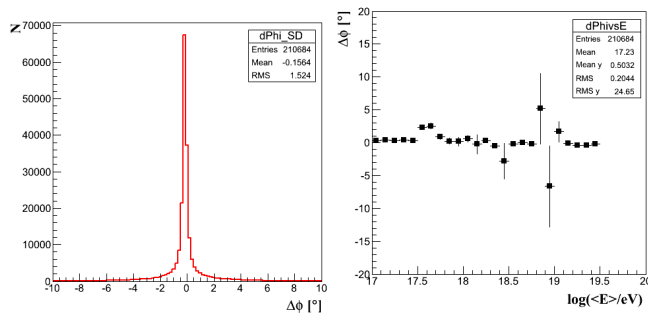


Figura 8.3: Distribución de la diferencia en la reconstrucción de ϕ , y su diferencia respecto de la energía.

Comparación en S_{450}

La figura 8.4 muestra la distribución de la diferencia en la reconstrucción del estimador de energía S_{450} , el valor medio de la diferencia es del -0.013 % y RMS de 0.11 %, la diferencia fue calculada usando la ecuación:

$$\frac{\Delta S_{450}}{\langle S_{450} \rangle} = \frac{S_{450,offline} - S_{450,cdas}}{\frac{S_{450,offline} + S_{450,cdas}}{2}} \times 100. \quad (8.5)$$

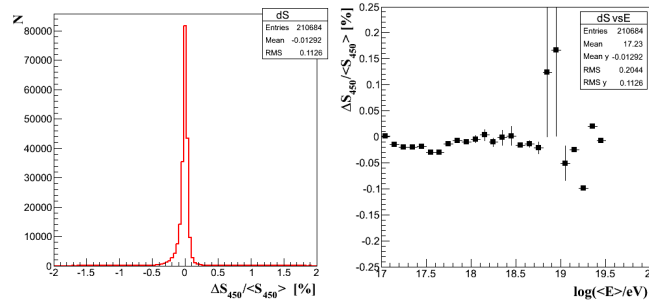


Figura 8.4: Porcentaje en la diferencia del valor estimado para S_{450} y su diferencia respecto de la energía.

8.2.1 Comparación en Energía

La figura 8.5 muestra la distribución de la diferencia en las energías reconstruidas, esta muestra una diferencia con un valor medio de -0.012 % y RMS de 0.09 %, esta diferencia fue calculada usando la ecuación:

$$\frac{\Delta E}{\langle E \rangle} = \frac{E_{offline} - E_{cdas}}{\frac{E_{offline} + E_{cdas}}{2}} \times 100. \quad (8.6)$$

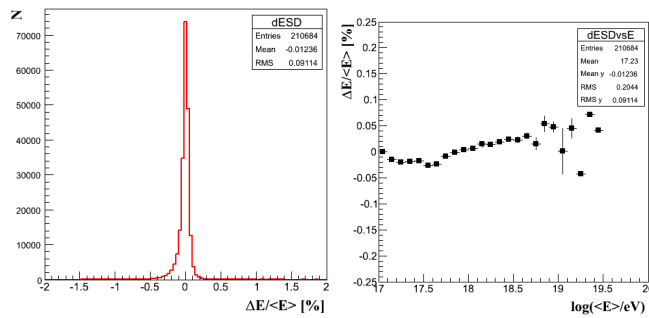


Figura 8.5: Porcentaje en la diferencia del valor estimado para la energía.

8. ESTUDIOS DE LOS EVENTOS MEDIDOS CON EL INFILL

8.3 Espectro de energías con el Infill

8.3.1 Calibración de Energía SD

Debido a la atenuación atmosférica y efectos geométricos, S_{450} , usado como estimador de energía, decrece a medida que crece el ángulo cenital θ . Una curva de atenuación puede ser encontrada asumiendo un flujo de rayos cósmicos isotrópico [56]. La curva de atenuación es modelada con un polinomio de segundo grado, de la forma $CIC(\theta) = 1 + ax + bx^2$, donde $x = \cos^2\theta - \cos^2 35^\circ$ (35 grados es la media de la distribución de ángulo cenital, a y b son los parámetros del ajuste). Para cada evento, se deriva S_{450} y entonces es convertido en S_{35} , la señal que la cascada de partículas debía de producir si hubiese llegado con un ángulo cenital de 35 grados. Entonces tenemos $S_{35} = S_{450}/CIC(\theta)$. Y (S_{35}) es usada para inferir la energía. S_{35} se correlaciona con la energía medida con el DF. En la figura 8.6a se muestra la correlación entre S_{35} y E_{DF} para $\overline{\text{Offline}}$ y la figura 8.6b y para CDAS [9].

Los datos pueden ser ajustados a una función de potencias, para estimar la energía para el Infill como:

$$E_{sd} = AS_{35}^B. \quad (8.7)$$

donde $A = (12.13 \pm 0.72) \text{PeV}$, $B = 1.029 \pm 0.016$ para $\overline{\text{Offline}}$ y $A = (12.58 \pm 0.73) \text{PeV}$, $B = 1.017 \pm 0.016$ para CDAS.

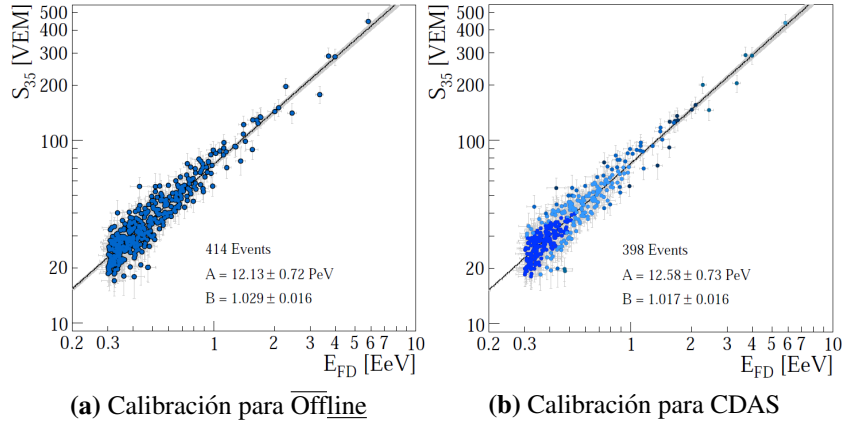


Figura 8.6: Correlación entre S_{35} y la energía del FD para calibración de energía del Infill. [9]

8.3.2 Calculo de la exposición

La exposición ε es el producto del ángulo sólido del cielo visto por el DS $\Omega(\theta_1, \theta_2)$, por el área A_{cell} de una celda elemental (una celda elemental se forma por 6

8.3 Espectro de energías con el Infill

estaciones rodeando a la estación con mayor señal, formando un hexágono) y la suma de los eventos $N_{T5,i}$ que cumplen en el tiempo t_i el criterio de selección T5

$$\varepsilon = \Omega(\theta_1, \theta_2) A_{cell} \sum_i t_i N_{T5,i}. \quad (8.8)$$

El área de una celda hexagonal con lados de longitud $D = 0.75$ km (Infill) es

$$A_{cell} = D^2 \frac{\sqrt{3}}{2} \approx 0,487 \text{ km}^2, \quad (8.9)$$

y el ángulo sólido visto por el DS está dado por:

$$\Omega(\theta_1, \theta_2) = \left| \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\cos\theta_1}^{\cos\theta_2} d(\cos\theta) \cos\theta \right| = \pi |\cos^2\theta_2 - \cos^2\theta_1|, \quad (8.10)$$

el ángulo sólido que se deriva respecto al flujo de una fuente isotrópica a través de un elemento de área plana, por lo tanto desvanece en incidencia horizontal $\theta = 90^\circ$. Pero para $\theta_2 = 0^\circ$ y $\theta_1 = \theta_{max}$, donde $\theta_{max} = 55^\circ$. Tenemos

$$\varepsilon = A_{cell} \pi (1 - \cos^2\theta_{max}) \sum_i t_i N_{T5,i}. \quad (8.11)$$

Entonces, la exposición estimada para el periodo de enero 2009 hasta diciembre 2012, contando el número de hexágonos con la ecuación 8.11 nos lleva a

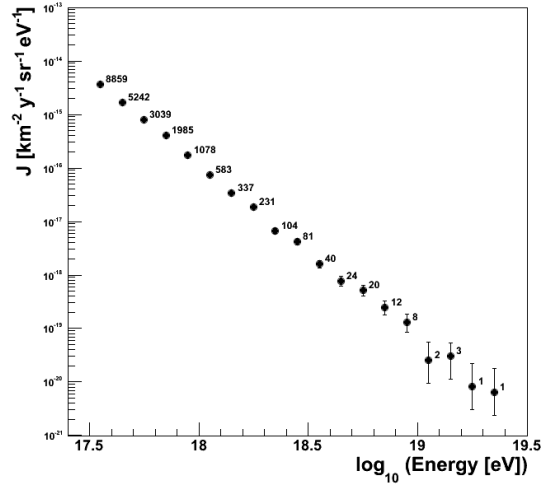
$$\varepsilon = 69.1 \text{ km}^2 \text{ year sr}. \quad (8.12)$$

El flujo de rayos cósmicos J , como función de la energía está dado por

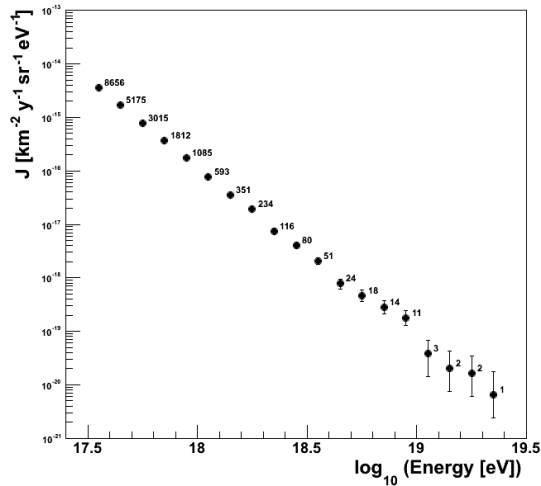
$$J = \frac{d^4 N_{inc}}{dE dA d\Omega dt} \cong \frac{\Delta N_{sel}(E)}{\Delta E} \frac{1}{\varepsilon(E)} \quad (8.13)$$

donde N_{inc} es el número de rayos cósmicos incidentes con energía E , sobre una superficie dA , con un ángulo sólido $d\Omega$ en el tiempo dt . $\Delta N_{sel}(E)$ es el número de eventos que pasan los cortes de calidad con un intervalo de energía ΔE , $\varepsilon(E)$.

8. ESTUDIOS DE LOS EVENTOS MEDIDOS CON EL INFILL



(a) Flujo J obtenido con CDAS



(b) Flujo J obtenido con Offline

Figura 8.7: Flujo J en el rango de $10^{17.5}$ eV a $10^{19.5}$ eV obtenido con CDAS (a), y el obtenido con offline (b).

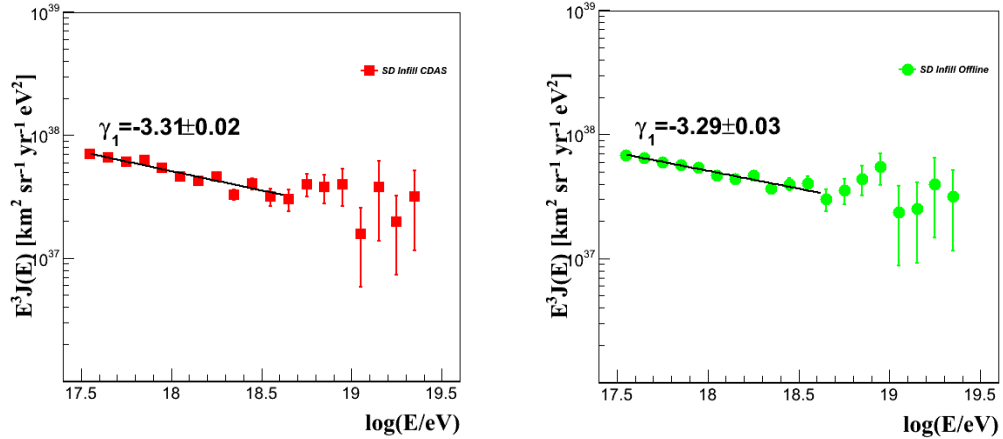
8.3.3 Comparación en el espectro de energías

En la figura 8.7 se muestra el flujo J , en el rango de $10^{17.5}$ eV a $10^{19.5}$ eV obtenido con CDAS figura 8.7a, y el obtenido con Offline figura 8.7b. Se muestran también el número de eventos por intervalo de energía en cada caso.

La figura 8.8 muestra el flujo escalado con E^3 , obtenido con CDAS (figura 8.8a) se muestra un ajuste a los datos de $10^{17.5}$ eV a $10^{18.63}$ eV, obteniendo en este caso un valor para el índice espectral de $\gamma_{cdas}=3.31\pm 0.02$ (considerando solo la incertidumbre del ajuste), y la figura 8.8b muestra lo mismo que en caso anterior

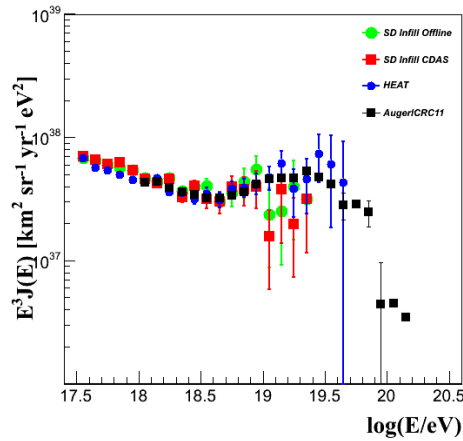
8.3 Espectro de energías con el Infill

pero para $\overline{\text{Offline}}$ obteniendo en este caso $\gamma_{\text{offline}}=3.29\pm 0.03$ (considerando solo la incertidumbre del ajuste) y finalmente en la figura 8.8c se muestran los espectros obtenidos del Infill y de HEAT (calculado en el capítulo anterior) y son comparados con el espectro del OPA publicado en el ICRC2011 [10].



(a) Espectro de energía escalado por E^3 obtenido con CDAS

(b) Espectro de energía escalado por E^3 obtenido con Offline



(c) Comparación de espectros de energía

Figura 8.8: Comparación de espectro escalado por E^3 para el Infill (a) obtenido con CDAS. (b) obtenido con Offline y (c) Comparado con el espectro del OPA a altas energías [10].

Ahora bien, este no es el final. Ni siquiera es el principio del fin. Pero es, quizás, el final del principio.

Winston Churchill

CAPÍTULO

9

Sumario

HEAT

El análisis presentado en este trabajo está basado con datos de la extensión al detector de fluorescencia (DF) HEAT del Observatorio Pierre Auger [57]. Este extiende el análisis de la composición química de los rayos cósmicos hasta un umbral de 10^{17} eV, en la zona donde se traslapan nuestros resultados con los publicados por el OPA a altas energías de $10^{17.8}$ eV a $10^{18.5}$ eV tenemos una buena compatibilidad. Los resultados fueron corregidos con simulaciones MC, las lluvias se simularon con CONEX con modelos hadrónicos modelos QGSJetII, Sibill 2.1 y EPOS 1.99, usamos 2 primarios distintos, Fe y Protón, posteriormente se simuló la respuesta del detector HEAT(LET) usando Offline, obteniendo de esta manera el sesgo de la X_{\max} que en promedio es de 5 g/cm^2 y resolución de la X_{\max} que en promedio es de 23 g/cm^2 [4].

Los resultados de $\langle X_{\max} \rangle$ presentados fueron ajustados a una línea entre $10^{17.1}$ eV a $10^{18.3}$ eV. Los resultados de este ajuste son $\chi^2/Ndf = 10.9/10$, $P = 0.36$, indicando que los datos de $\langle X_{\max} \rangle$ con HEAT son estadísticamente compatibles con un 'elongation rate' constante de $(76 \pm 2) \text{ g/cm}^2/\text{decada}$ dentro de este rango de energía [6] esto cuando no se considera el primer intervalo de energía.

Considerando el primer intervalo de energía, y esperando que en un futuro se tengan una mayor cantidad de eventos y puedan definir bien una región no sesgada de X_{\max} ajustamos los datos a una línea quebrada obteniendo los siguientes resultados del ajuste $\chi^2/Ndf = 12.98/10$, $P = 0.22$, con un 'elongation rate' de $(106 \pm 27) \text{ g/cm}^2/\text{decada}$, abajo de $10^{17.26 \pm 0.1}$ eV y $(76 \pm 3) \text{ g/cm}^2/\text{decada}$, arriba de esta energía hasta $10^{18.3}$ eV.

9. SUMARIO

En el 2004 Hillas propuso un modelo para describir el flujo de rayos cósmicos usando las mediciones de KASCADE. De acuerdo a este modelo el espectro de energía de rayos cósmicos galácticos es dominado por primarios de hierro arriba de 10^{16} eV. A energías arriba de $10^{17.2}$ eV una componente extra-galáctica principalmente de primarios de protón y helio es dominante. Por lo tanto en el modelo de Hillas se espera un cambio en la composición de núcleos pesados a ligeros en $10^{17.2}$ eV. Los resultados presentados de $\langle X_{\max} \rangle$ muestran un posible quiebre en $10^{17.26}$ eV cuando se considera el primer intervalo de energía y para energías abajo de este quiebre una tendencia a núcleos pesados y para energías arriba de este, una composición tendiendo a núcleos ligeros. Por lo que podemos concluir que nuestros resultados son compatibles con este modelo.

INFILL

El Infill con separación entre estaciones de 750 m parte del experimento AMIGA, ha estado operando de manera estable desde agosto del 2008, y con esta extensión el DS extiende sus mediciones hasta energías de 3×10^{17} eV. [57] se espera con el Infill (con separación 433 m) alcanzar energías de hasta 10^{17} eV. Se compararon [58] las observables θ , ϕ , S_{450} y la Energía reconstruidas con las últimas versiones de CDAS y Offline, donde vimos que las diferencias son casi nulas, en comparación de resultados anteriores con versiones preliminares. Obtuvimos el espectro de energías a partir de $10^{17.5}$ eV para HEAT y el Infill, encontrando un índice espectral $\gamma_{HEAT} = 3.31 \pm 0.02$ para HEAT, $\gamma_{cdas} = 3.31 \pm 0.02$ para CDAS y $\gamma_{offline} = 3.29 \pm 0.03$ para Offline, en los tres casos observamos el quiebre del tobillo alrededor de $\log_{10}(\text{Energy}/\text{eV}) = 18.6$, totalmente compatible con resultados del OPA a altas energías.



Archivos de Configuración usados en las Simulaciones

Archivo de configuración principal usado en las simulaciones para HEAT

```
<?xml version="1.0" encoding="iso-8859-1"?>

<!DOCTYPE bootstrap [
  <!ENTITY standardFdIdealDetConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardFdIdealDetConfig.xml'>
  <!ENTITY standardFdSimModuleConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardFdSimModuleConfig.xml'>
  <!ENTITY standardFdRecModuleConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardFdRecModuleConfig.xml'>
  <!ENTITY standardSdIdealDetConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardSdIdealDetConfig.xml'>
  <!ENTITY standardSdSimModuleConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardSdSimModuleConfig.xml'>
  <!ENTITY standardSdRecModuleConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardSdRecModuleConfig.xml'>
  <!ENTITY standardHdRecModuleConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardHdRecModuleConfig.xml'>
  <!ENTITY standardFdRealDetConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardFdRealDetConfig.xml'>
  <!ENTITY standardFdRecModuleConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardFdRecModuleConfig.xml'>
  <!ENTITY standardSdRealDetConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardSdRealDetConfig.xml'>
  <!ENTITY standardSdRecModuleConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardSdRecModuleConfig.xml'>
  <!ENTITY standardHdRecModuleConfig SYSTEM
'@CONFIGDIR@/standardHdRecModuleConfig.xml'>
  <!ENTITY myConfigDir './xml'>
  <!ENTITY defaultOfflineConfig '@CONFIGDIR@'>
]>
<bootstrap xmlns:xsi="http://www.w3.org/2001/XMLSchema-instance"
  xsi:noNamespaceSchemaLocation='@SCHEMALOCATION@/bootstrap.xsd'
  xmlns:xlink="http://www.auger.org/schema/types">
  &standardFdIdealDetConfig;
  &standardFdSimModuleConfig;
  &standardFdRecModuleConfig;
  &standardSdIdealDetConfig;
  &standardSdSimModuleConfig;
  &standardSdRecModuleConfig;
  &standardHdRecModuleConfig;
  &standardFdRealDetConfig;
```

A. ARCHIVOS DE CONFIGURACIÓN USADOS EN LAS SIMULACIONES

```
&standardFdRecModuleConfig;
&standardSdRealDetConfig;
&standardSdRecModuleConfig;
&standardHdRecModuleConfig;
<centralConfig>
  <configLink
    id      = "ModuleSequence"
    type    = "XML"
    xlink:href = "&myConfigDir;/ModuleSequence.xml"/>
  <configLink
    id      = "EventFileReader"
    type    = "XML"
    xlink:href = "&myConfigDir;/EventFileReader.xml"/>
  <configLink
    id      = "GeometryGenerator"
    type    = "XML"
    xlink:href = "&myConfigDir;/GeometryGenerator.xml"/>
  <configLink
    id      = "EventGenerator"
    type    = "XML"
    xlink:href = "&myConfigDir;/EventGenerator.xml"/>
  <configLink
    id      = "LDFFinder"
    type    = "XML"
    xlink:href = "@CONFIGDIR@/LDFFinderKG_Infill.xml"/>
  <configLink
    id      = "SdEventSelector"
    type    = "XML"
    xlink:href = "@CONFIGDIR@/SdEventSelector_Infill.xml"/>
  <configLink
    id      = "HybridGeometryFinderWG"
    type    = "XML"
    xlink:href = "&defaultOfflineConfig;/HybridGeometryFinderWG.xml"/>
  <configLink
    id      = "FdApertureLightKG"
    type    = "XML"
    xlink:href = "&defaultOfflineConfig;/FdApertureLightFinderKG.xml"/>
  <configLink
    id      = "FdEnergyDepositFinder"
    type    = "XML"
    xlink:href = "&defaultOfflineConfig;/FdEnergyDepositFinder.xml"/>
  <configLink
    id      = "FManagerRegister"
    type    = "XML"
    xlink:href = "&myConfigDir;/FManagerRegisterConfig.xml"/>
  <configLink
    id      = "FTelescopeListXMLManager"
    type    = "XML"
    xlink:href = "&myConfigDir;/FTelescopeList.xml"/>
  <configLink
    id      = "FFixCalibManager"
    type    = "XML"
    xlink:href = "&myConfigDir;/FFixCalibConfig.xml"/>
  <configLink
    id      = "FdUpTimeListManager"
    type    = "XML"
    xlink:href = "&myConfigDir;/FdUpTimeListManagerConfig.xml"/>
</centralConfig>
<parameterOverrides>
  <configLink id="EventFileReader">
    <EventFileReader>
      <InputFileType>
        CONEXRandom
      </InputFileType>
      <InputFileNames>
/home/alien1/auger/conex/16-9-17-0/18.45-n10000_qgsjetII_365504255_5600.root
      </InputFileNames>
    </EventFileReader>
  </configLink>
  <configLink id="RecDataWriter">
    <RecDataWriter>
      <saveFDTraces> 1 </saveFDTraces>
      <storeAllPixels> 1 </storeAllPixels>
      <saveSDTraces> 0 </saveSDTraces>
      <storeLidarData> 1 </storeLidarData>
      <dropUntriggeredMCPProfiles> 0 </dropUntriggeredMCPProfiles>
      <rootOutput>
        <outputFileMode> eWrite </outputFileMode>
      </rootOutput>
      <outputFileName>18.45-n10000_qgsjetII_365504255_5600.root5555005.root</outputFile
      eName>
    </rootOutput>
  </configLink>
  <configLink id="AsciiOutput">
    <AsciiOutput>
      <outputFileMode> eNone </outputFileMode>
    </configLink>
  </parameterOverrides>
</centralConfig>
```

```

    </asciiOutput>
  </RecDataWriter>
</configLink>
<configLink id="EventGenerator">
  <EventGenerator>
    <coreRandomization>
      <eye> 4 </eye>
      <telescope> 3.5 </telescope>
<maxdist unit="m">15000</maxdist>
      <mindist unit="m"> 1 </mindist>
      <rMaxEnergyDependent> no </rMaxEnergyDependent>
      <deltaphi unit="deg"> 240 </deltaphi>
      <altitude unit="m"> 1419. </altitude>
    </coreRandomization>
  </EventGenerator>
</configLink>
<configLink id="FdBackgroundSimulator">
  <FdBackgroundSimulator>
    <bgMode> bgLoop </bgMode>
    <bgMode> parametric </bgMode>
  </FdBackgroundSimulator>
</configLink>
<configLink id="FdEnergyDepositFinder">
  <FdEnergyDepositFinder>
    <lateralLight>
      <multipleScattering> 0 </multipleScattering>
    </lateralLight>
  </FdEnergyDepositFinder>
</configLink>
<configLink id="RandomEngineRegistry">
  <RandomEngineRegistry>
<DetectorSeed>5555005</DetectorSeed>
<PhysicsSeed>11110006</PhysicsSeed>
  </RandomEngineRegistry>
</configLink>
  <!-- this is a special option to speed up RealMC -->
  <configLink id="FdSimEventChecker">
    <FdSimEventChecker>
<fastSkip> 1 </fastSkip>
    </FdSimEventChecker>
  </configLink>
  <!-- for consistency of recon with simulations -->
  <configLink id="FdProfileReconstructor">
    <FdProfileReconstructorKG>
      <profileCalculation>
        <multipleScatteringLDF> eNone </multipleScatteringLDF>
      </profileCalculation>
    </FdProfileReconstructorKG>
  </configLink>
</parameterOverrides>
</bootstrap>

```

y el archivo de configuración de secuencia y ejecución (ModuleSequence.xml.in)

```

<!-- A sequence for a fast (but incomplete) hybrid shower simulation -->
<sequenceFile xmlns:xsi="http://www.w3.org/2001/XMLSchema-instance"
xsi:noNamespaceSchemaLocation='@SCHEMALOCATION@/ModuleSequence.xsd'>

  <enableTiming/>
  <enableModuleTracing/>

  <moduleControl>

    <loop numTimes="unbounded" pushEventToStack="yes">

      <module> EventFileReaderOG </module>
      <module> MCShowerCheckerOG </module>
      <module> GeometryGeneratorKG </module>
      <module> EventGeneratorOG </module>

      <!-- catch continues from the simulation -->
      <!-- continues from GeometryGenerator or EventGenerator -->
      <!-- are not stored in the ADST -->
      <try>

        <!-- SIMULATION -->

```

A. ARCHIVOS DE CONFIGURACIÓN USADOS EN LAS SIMULACIONES

```
<!-- Fd simulation -->
<module> FdSimEventCheckerOG      </module>
<module> ShowerLightSimulatorKG   </module>
<module> LightAtDiaphragmSimulatorKG </module>
<module> ShowerPhotonGeneratorOG  </module>
<module> TelescopeSimulatorKG     </module>
<module> FdBackgroundSimulatorOG  </module>
<module> FdElectronicsSimulatorOG </module>
<module> FdTriggerSimulatorOG     </module>

<!-- Sd simulation -->
<try>
  <module> SdSimpleSimKG </module>
</try>

<!-- Build event -->
<module> EventBuilderOG </module>

<!-- RECONSTRUCTION -->
<!-- catch continues from FD reconstruction -->
<try>
  <module> FdCalibratorOG      </module>
  <module> FdEyeMergerKG      </module>
  <module> FdPulseFinderOG    </module>
  <module> PixelSelectorOG    </module>
  <module> FdSDPFinderOG      </module>
  <module> FdAxisFinderOG     </module>
  <module> HybridGeometryFinderOG </module>
  <module> HybridGeometryFinderWG </module>
  <module> FdApertureLightKG  </module>
  <module> FdEnergyDepositFinderKG </module>
</try>

<!-- catch continues from SD reconstruction -->
<try>
  <module> SdQualityCutTaggerOG      </module>
  <module> SdEventSelectorOG        </module>
  <module> SdPlaneFitOG              </module>
  <module> LDFFinderKG               </module>
  <module> Risetime1000LLL           </module>
  <module> MuonProductionDepthFinderGL </module>
  <module> SdEventPosteriorSelectorOG </module>
</try>

<!-- catch simulation continues -->
</try>

<!-- STORAGE -->
<module> RecDataWriterNG </module>

</loop>

</moduleControl>

</sequenceFile>
```

Bibliografía

- [1] R. Ulrich M. Unger S. Falk D. Kruppke-Hansen H.-J. Mathes S. Muller. A first look at heat data. *GAP-2010-123*. ix, 31
- [2] I. Maris for the Pierre Auger Collaboration. *Proc. 32nd Int. Cosmic Ray Conf.*, 2011. ix, 33, 34
- [3] Alexander Schulz for the Pierre Auger Collaboration. The measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 3×10^{17} ev with the pierre auger observatory. *ICRC, 0769*, 2013. ix, 34, 35
- [4] Enrique Varela and Humberto Salazar. x_{max} with heat(let). *Mass Composition Session, Pierre Auger Collaboration Meeting*, November 2012. ix, x, 48, 49, 50, 52, 73
- [5] E. Varela and H. Salazar. An outlook on x_{max} with heat(let) events, auger coloboration meeting march-2012. x, 54
- [6] Enrique Varela, Humberto Salazar, and José Bellido. Measurement of the depth of maximum of extensive air showers, x_{max} , above 10^{17} eV ev using the heat telescopes. *Auger Internal Notes*, GAP-2013-067. x, 56, 58, 73
- [7] E. J. Ahn for the Pierre Auger Collaboration. *Proc. 33nd Int. Cosmic Ray Conf.*, 2013. x, 58, 59, 63
- [8] A. Hillas. Where do 10^{19} ev cosmic rays come from? *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 136:139, 2004. xi, 59, 60
- [9] Claudio Di Giulio Ioana C. Maris and Michael Unger. Energy calibration for the surface detector (vertical events). *Pierre Auger Collaboration Meeting*, 2013. xi, 68
- [10] F. Salamida for the Pierre Auger Collaboration. *Proc. 32nd int. cosmic ray conf. (china, beijing)*. 2011. xi, 71

BIBLIOGRAFÍA

- [11] Hess V. F. *Phys. Z.*, 13:1084, 1912. 1
- [12] Kohlhrster W. *Phys. Z.*, 14:1153, 1913. 1
- [13] Bothe W. and Kohlhörster W. *Zeitschr fur Physik*, 56:571, 1929. 1
- [14] Auger P. Ehrenfest Jr. P. Maze R. Daudin J. Robley J. and Fra A. *Mod. Rev. Phys.*, 11:288, 1938. 1
- [15] Fermi E. *Phys. Rev.*, 2nd ser. 75:1169, 1949. 2
- [16] Fermi E. *Astrophys. J.*, 119:1, 1954. 2
- [17] Bird D. J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, 71:3401, 1993. 2, 4
- [18] High Resolution Flys Eye Collaboration. *Astropart. Phys.*, 21:111, 2004. 2
- [19] Nagano M. et al. *J. Phys. G*, 10:1295, 1984. 4
- [20] Pravdin M. I. et al. *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. Tuskuba*, page 389, 2003. 4
- [21] HiRes Collaboration. *Phys. Rev. Letters*, 92:151101, 2004. 4
- [22] Ave M. et al. *Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. (Hamburg)*, 1:381, 2001. 4
- [23] W. Heiliter. Quatum theory of radiation. *Oxford University Press*, 2a edition, 1944. 8
- [24] C. Meurer et al. *CZECH.J.PHYS.*, A211(56), 2006. 10
- [25] The Pierre Auger Collaboration. The pierre auger project design report. 1996. 13
- [26] Bellido J. A. (for the Pierre Auger Collaboration). *Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf.*, 7, 2005. 15
- [27] Bonifazi C. (for the Pierre Auger Collaboration). *Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf.*, 7:17–20, 2005. 16
- [28] 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. 18
- [29] Chirin J. for the Pierre Auger Collaboration. *Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf.*, 7, 2005. 19

- [30] H.J. Mathes for the Pierre Auger Collaboration. *Proc. 32nd ICRC*, 0761, 2011. 27
- [31] F. Sanchez for the Pierre Auger Collaboration. *Proc. 32nd ICRC*, 0742, 2011. 27
- [32] V. Berezhinsky A. Z. Gazizov and S. I. Grigorieva. *Phys. Lett.*, B(612):147, 2005. 27
- [33] A.M. Hillas. *J. Phys.*, G(31):R95, 2005. 27
- [34] T. Wibig and A.W. Wolfendale. *J. Phys.*, G(31):255, 2005. 27
- [35] Cosmic ray measurements with kascade-grande. *Proc. 32nd ICRC*, 0677, 2011. 28
- [36] Nagano M. et al. *J. Phys.*, G(10):1295, 1984. 28
- [37] Abu-Zayyad T. et al. *Astrophys. J.*, 557:686, 2001. 28
- [38] Pravdin M. I. et al. *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf.*, page 389, 2003. 28
- [39] HiRes Collaboration. *Phys. Rev. Letters*, 92(151101), 2004. 28
- [40] The Pierre Auger Collaboration. Interpretation of the depths of maximum of extensive air showers measured by the pierre auger observatory. *Jour. of Cosmol. and Astropart. Phys.*, 026(JCAP02), 2013. 37
- [41] T.K. Gaisser. Cosmic rays and particle physics. *Cambridge University Press*, 1990. 37
- [42] J. Linsley. Proton-air and proton-proton cross sections from air shower data. *ICRC*, 6, 1985. 37
- [43] T. Bergmann et al. One dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation. *Astropart. Phys.*, 26:420–432, 2007. 38, 43
- [44] S. Argiro et al. The offline framework of the pierre auger observatory. *Nucl. Instr. and Meth.*, A580:1485–1496, 2007. 43, 64
- [45] Klaus and Werner. The hadronic interaction model epos. *Nuclear Physics B*, pages 175–176, 2008. 44
- [46] J. Engel T. K. Gaisser P. Lipari and T. Stanev. Nucleus-nucleus collisions and interpretation of cosmic ray cascades. *Phys. Rev. D*, 46, 1992. 44

BIBLIOGRAFÍA

- [47] S. Ostapchenko. Nonlinear screening effects in high energy hadronic interactions. *Phys. Rev. D*, 74:014026, 2006. 44
- [48] L. P. JR. et al. Simulation of the fluorescence detector of the pierre auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 545:632, 2005. 44
- [49] R. ULRICH et al. Ultra-fast hybrid simulations with sdsimplesim. *Auger Internal Notes*, 61, 2008. 44
- [50] Marcel Straub. Mass composition studies with the low energy extension heat at the pierre auger observatory. *Auger Internal Notes*, GAP-2012-016:41. 44
- [51] S. FALK et al. A first look at heat data, gap-2010-123. 54
- [52] E. J. Ahn et. al. Measurement of the depth of shower maximum of cosmic rays above 10^{18} eV. *Auger Internal Notes*, GAP-2009-078. 54
- [53] J. Linsley and A. A. Watson. *Phys. Rev, D* 46:459, 1981. 58
- [54] <http://auger.colostate.edu/private/herald/>. 63
- [55] <https://www.auger.unam.mx/AugerWiki/InfillSpectrum>. 64
- [56] S. Scott et al. *Phys. Rev. Lett.*, page 22, 1961. 68
- [57] E. Varela for the Pierre Auger Collaboration. The low-energy extensions of the pierre auger observatory. *IOP*, 2012. 73, 74
- [58] E. Varela and H. Salazar. Comparison between cdas and offline auger infill reconstruction, gap-2013-062. 74