Biblioteca Digital
F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR
BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis Doctoral

Estudio de rayos cósmicos de muy alta energía con AMIGA, una extensión del Observatorio Pierre Auger: detectores de superficie y contadores de muones para estudiar la composición, dirección de arribo y espectro de los rayos cósmicos

Sidelnik, Iván Pedro

2012

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:
Sidelnik, Iván Pedro. (2012). Estudio de rayos cósmicos de muy alta energía con AMIGA, una extensión del Observatorio Pierre Auger: detectores de superficie y contadores de muones para estudiar la composición, dirección de arribo y espectro de los rayos cósmicos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:
Sidelnik, Iván Pedro. "Estudio de rayos cósmicos de muy alta energía con AMIGA, una extensión del Observatorio Pierre Auger: detectores de superficie y contadores de muones para estudiar la composición, dirección de arribo y espectro de los rayos cósmicos". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2012.

EXACTAS UBA
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

UBA
Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

Estudio de rayos cósmicos de muy alta energía con AMIGA, una extensión del Observatorio Pierre Auger: detectores de superficie y contadores de muones para estudiar la composición, dirección de arribo y espectro de los rayos cósmicos

Tesis presentada para optar al título de Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

por **Iván Pedro Sidelnik**

Director de tesis: Alberto Etchegoyen
Consejero de estudios: Silvia Ledesma

Lugar de trabajo: Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas (CNEA, CONICET, UNSAM).

Buenos Aires, Marzo de 2012

Iván Pedro Sidelnik

Director de Tesis: Alberto Etchegoyen
Consejero de Estudios: Silvia Ledesma

Estudio de rayos cósmicos de muy alta energía con AMIGA, una extensión del Observatorio Pierre Auger:

Detectores de Superficie y Contadores de Muones para estudiar la Composición, Dirección de Arribo y Espectro de los Rayos Cósmicos con el Observatorio Pierre Auger

A Sol, mi compañera para toda la vida

Resumen

Los rayos cósmicos son partículas que llegan a nuestro planeta desde el espacio exterior, con energías comprendidas entre 10^9 eV y 10^{20} eV, siendo los más energéticos un gran enigma, ya que no conocemos cuales son sus fuentes, su composición química ni cómo son acelerados.

El Observatorio Pierre Auger (PAO) fue diseñado y construido para estudiar los rayos cósmicos a energías mayores de 10^{18} eV. El mismo se encuentra en la zona de Pampa Amarilla, próximo a la ciudad de Malargüe, en la provincia de Mendoza. Su tamaño gigante de aproximadamente 3000 km^2 y el concepto híbrido de detección, proporcionado por detectores de superficie y de fluorescencia atmosférica, confieren al PAO capacidad suficiente para evaluar el espectro de energía, direcciones de arribo y composición química de los rayos cósmicos. Estos observables son los más importantes y el PAO los mide con altísima resolución y una estadística sin precedentes, utilizando las lluvias atmosféricas extensas que estos generan cuando ingresan a la atmósfera.

Para bajar la energía umbral de detección del PAO a valores de 10^{17} eV, distintas extensiones fueron elaboradas en los últimos años. Uno de estos proyectos es *Auger Muons and Infill for the Ground Array* (AMIGA), que reduce la energía de detección en una década respecto a la energía original del PAO, posibilitando estudios en la región del espectro donde se cree encontrar una transición en el origen de los rayos cósmicos desde fuentes galácticas a extra galácticas. AMIGA posee dos tipos de detectores: por un lado detectores de superficie con separación de 750 m, menor que la del PAO de 1500 m, generando una región más densa de detectores denominada *infill*. Por otro lado contadores de muones que funcionan con la técnica de centelleo, que comenzaron a instalarse junto al arreglo denso de detectores, con el objetivo de determinar la composición química de los rayos cósmicos a partir del contenido muónico de las lluvias.

Esta tesis esta abocada al estudio de los detectores y la física que posibilita AMIGA. La primer parte de la tesis esta dedicada al estudio de los contadores de muones de AMIGA. Se presenta la caracterización del primer prototipo del contador, a partir de la cual se entendió el funcionamiento del contador en condiciones de laboratorio y en el campo. Estos resultados fueron de suma importancia para establecer los parámetros finales de diseño del contador. También se detallan las tareas realizadas en la etapa de construcción e instalación de los primeros contadores de muones, indicando los primeros resultados que fueron obtenidos por estos detectores.

Posteriormente se estudió la respuesta de los detectores de superficie utilizando la configuración infill y la original del PAO. Esta tarea fue realizada utilizando los primeros datos registrados por el infill, junto a la previa modificación de la reconstrucción estándar de eventos de superficie para considerar el caso en que los detectores se encuentran ubicados a menor distancia. Se caracterizó el infill para comprender su funcionamiento dentro de la estructura del detector de superficie del PAO, estudiando sus incertezas y comparándolas con las del arreglo principal.

Luego se modificó la cadena de reconstrucción de eventos para el detector de superficie del PAO de forma tal de reconstruir los eventos del infill con el programa oficial *Auger Offline Software*. Para esto se determinó la distancia óptima que minimiza las incertezas de la reconstrucción y se optimizó la función de distribución lateral que mejor ajusta las señales de las estaciones que participan en cada evento. Se determinó el ángulo de referencia y la curva de atenuación con el método del *Constant Intensity Cut*, a fin de establecer el mejor estimador para la energía de los eventos del infill. Luego se realizó la calibración en energía del infill utilizando los eventos híbridos que fueron registrados por el detector de fluorescencia. Finalmente utilizando esta reconstrucción se determinó el espectro de energía de los rayos cósmicos en la zona donde el arreglo tiene máxima eficiencia de detección (2 x 10^{17} eV) y se obtuvo un índice espectral, cuyo resultado es compatible con el proporcionado por el PAO y otros experimentos que exploran las mismas regiones de energía. Por otro lado no se observó la presencia de una segunda rodilla en la zona del espectro explorada.

En la última parte de esta tesis se presenta un estudio detallado de las anisotropías a gran escala con el método *East-West* utilizando eventos del infill. En el rango de energías explorado, entre 10^{16} eV y 10^{19} eV, no se observó una señal significativa que indique anisotropías, sin embargo se encontró una constancia en la fase del primer armónico en ascensión recta que sugiere fuertemente una orientación del dipolo en la dirección del Centro Galáctico.

Palabras claves

Rayos cósmicos, Física de Astropartículas, Observatorio Pierre Auger, Contadores de Muones, Detectores de Superficie, Espectro en Energías, Anisotropía de Gran Escala

Estudio de rayos cósmicos de muy alta energía con AMIGA, una extensión del Observatorio Pierre Auger: detectores de superficie y contadores de muones para estudiar la composición, dirección de arribo y espectro de los rayos cósmicos

Abstract

Cosmic rays are particles that arrive at Earth from outer space with energies that span from 10^9 eV to 10^{20} eV, being the most energetic an enigma because of the lack of knowledge of their sources, chemical composition, or the acceleration mechanism.

The Pierre Auger Observatory (PAO) was designed and built to study cosmic rays with energy larger than 10^{18} eV. It is located in the region of Pampa Amarilla, next to Malargüe, Mendoza. Its giant size of 3000 km^2 and the hybrid concept given by the surface and fluorescence detectors, gives to the PAO the capacity to evaluate the energy spectrum, arrival direction and chemical composition of cosmic rays. These observables are the most important to characterize cosmic rays and the PAO measures them with high resolution and a very large statistics using the extended air showers that are generated when they enter in to the atmosphere.

To lower the energy threshold of detection to values of 10^{17} eV different enhancements started in the latests years. One of those is *Auger Muons and Infill for the Ground Array* (AMIGA), that reduce the detection energy in one decade giving the chance to study the region in the energy spectrum where it can occur the transition from galactic to extra galactic cosmic ray sources. AMIGA is composed by two kind of detectors: on one hand surface detectors with a separation of 750 m, less than the PAO of 1500 m, generating a small and denser region called *infill*. On the other hand muon counters that work with the scintillator technique, that are being installed next to the denser surface array with the purpose of determine the chemical composition of cosmic rays trough the detection of the muonic content of the shower.

This thesis is dedicated to the study of the detectors and the physics attained by AMIGA. The first part of this thesis shows a study of the AMIGA muon counter prototypes. A characterization of the first counter prototype is presented from which the performance of the detector in laboratory conditions and in the field was understood. This results were of paramount importance to establish the final design of the muon counter detector. Also the task involving the construction and deployment phase of the first muon counters are detailed, indicating the firsts results.

Then the study of the surface detector performance of the PAO using infill and original configuration is shown. This task was done using the first infill data available, with the modification of the standard event reconstruction to consider the denser array case. The infill was characterized to understand its behaviour inside the structure of the PAO surface array detector, studying its uncertainties and making a comparison with the main array.

Then the reconstruction chain was modified for the PAO surface detector, in a way that allows the reconstruction of infill data with the official program *Auger Offline Software*. In order to do this, the optimal distance that minimize the uncertainties of the reconstruction was calculated, and then the lateral distribution

function that fit better the signal of the stations that participate in the event was optimized. The reference angle and the curve with the *Constant Intensity Cut* method were determined, to establish the best energy estimator for infill events. The energy calibration was performed using hybrids events that were also registered by the fluorescence detector. Finally, using this reconstruction the energy spectrum of cosmic rays was determined in the region were the array has full detection efficiency (2×10^{27} eV) and an spectral index was calculated, which result turns out to be compatible with the given by the PAO and other experiments that explore the same energy regions that the infill. On the other hand no presence of the second knee was observed in the explored energy region.

The last part of this thesis shows a detailed study of large scale anisotropy using the *East-West* method with infill events. In the explored energy range between 10^{16} eV and 10^{19} eV, no significant signal that indicates anisotropy was found, however a constant first harmonic phase in right ascension was measured that suggest a dipole orientation towards the Galactic Center direction.

Key words

Cosmic Rays, Astroparticle Physics, Pierre Auger Observatory, Muon Counters, Surface Detectors, Energy Spectrum, Large Scale Anisotropy

Índice general

1 Rayos cósmicos **20**

1.1 Introducción histórica del estudio de los rayos cósmicos 20

1.2 Espectro de rayos cósmicos 23

1.3 Supresión del espectro de rayos cósmicos a las más altas energías 25

1.4 Composición química 27

1.5 Aceleración y posibles fuentes de los rayos cósmicos 29

1.6 Conclusiones del capítulo 31

2 Lluvias atmosféricas y técnicas de detección **32**

2.1 Lluvias Atmosféricas Extensas (EAS) 32

2.2 Componente electromagnética de la cascada 33

2.3 Desarrollo hadrónico 35

2.4 La componente muónica de la lluvia 38

2.5 Métodos de detección de las EAS 39

2.6 Conclusiones del capítulo 41

3 El Observatorio Pierre Auger **43**

3.1 Arreglo de detectores de superficie 45

3.2 Detectores de fluorescencia (FD) 49

3.3 Detección híbrida 53

3.4 Calibración en energía del SD 54

3.5 Resultados del Observatorio Pierre Auger 56

3.5.1 Espectro 56

3.5.2 Direcciones de arribo y anisotropía 57

3.5.3 Máxima profundidad de la lluvia 59

3.5.4 Límite de fotones 59

3.5.5 Límite de neutrinos τ 59

3.6 Extensiones del Observatorio Auger 60

3.6.1 High Elevation Auger Telescopes: *HEAT* 60
3.6.2 Auger Engineering Radio Array: *AERA* 61
3.7 Conclusiones del capítulo 62

4 AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) 63
4.1 El infill dentro del PAO 66
4.1.1 Arreglo infill y Auger regular 69
4.2 Contadores de muones 71
4.3 Conclusiones del capítulo 74

5 Estudio del primer prototipo de contador de muones 75
5.1 Prototipo de contador de muones 75
5.1.1 Primer prototipo de contador de muones enterrado . . . 76
5.1.2 El tubo fotomultiplicador 77
5.1.3 Electrónica y protección mecánica 79
5.2 Experimentos con el contador de muones en el laboratorio y bajo tierra 81
5.2.1 Caracterización del contador 82
5.2.2 Dispositivo experimental en el laboratorio 82
5.2.3 Dispositivo experimental bajo tierra 84
5.2.4 Resultados del prototipo 86
5.3 Conclusiones del capítulo 90

6 Contador de muones para AMIGA 91
6.1 Blindaje para los contadores de muones 92
6.2 Diseño del contador de muones 94
6.3 Instalación 97
6.3.1 Procedimiento de instalación 99
6.3.2 Sistema de alimentación 102
6.3.3 Electrónica de los DM de 10 m^2 y 5 m^2 en 'Corrientes' 104
6.4 Resultados de los detectores en el campo 106
6.4.1 Comparación de simulación con los primeros datos . . . 107
6.5 Conclusiones del capítulo 108

7 Estudio de los primeros datos del infill 110
7.1 Caracterización del infill 111
7.1.1 Selección de eventos 111
7.2 Reconstrucción geométrica con la selección 3+3 114

7.2.1 Diferencia en el ángulo cenital 114
7.2.2 Ángulo espacial ψ 115
7.2.3 Diferencia en la posición del *core* 117
7.3 Comparación del estimador de la energía $S(1000)$ 119
7.4 Estudio del estimador de la energía para los primeros datos del infill 122
7.4.1 Número de estaciones en función de la energía 122
7.4.2 Estudio del S(600) 123
7.5 Conclusiones del capítulo 124

8 Espectro de energías de rayos cósmicos medido con el infill 126
8.1 Estudio de la pendiente de la LDF 127
8.1.1 Parametrización de β respecto de $\sec(\theta)$ 129
8.1.2 Parametrización de β respecto de $\sec(\theta)$, corrección por $\log_{10}(S)$ 130
8.1.3 Parametrización de γ 131
8.2 Distancia óptima: R_{opt} 132
8.3 Resolución en $S(450)$ 134
8.4 Eficiencia de disparo 136
8.5 Corrección por atenuación atmosférica: curva de corte constante, CIC(θ) 139
8.6 Eventos híbridos 142
8.6.1 Incertezas sistemáticas 143
8.7 Calibración en energía 144
8.7.1 Correlación entre S_{35° y E_{FD} 145
8.8 Espectro de rayos cósmicos para el infill 150
8.9 Conclusiones del capítulo 152

9 Anisotropía de rayos cósmicos 153
9.1 Estudio de la resolución angular 154
9.2 Método *East-West* para el cálculo de anisotropías de rayos cósmicos 157
9.2.1 Límite superior 158
9.3 Anisotropía a grandes escalas 159
9.3.1 Resultados en intervalos de energías independientes . . 160
9.3.2 Resultados en umbral de energía 164
9.4 Conclusiones del capítulo 167

10 Conclusiones 169

A Función de Rayleigh **175**

A.1 Ajuste de las distribuciones de ψ y diferencia del core con la función de Rayleigh 176

B Cambios en el Auger Offline Software **178**

B.1 Cambios en los módulos 178

B.2 Visualización de eventos con ADST y EventBrowser 179

C Verificación del ajuste en dos parámetros para β libre **182**

C.1 Proyecciones en $\log_{10}(S(450))$ 182

C.2 Proyecciones en $\sec\theta$ 183

D Ángulo de referencia para la curva de atenuación **186**

E Outliers de la curva de calibración **188**

Bibliografía **190**

Agradecimientos **198**

Índice de figuras

1.1 Micrografía de la captura de un pión, corresponde a los primeros estudios de partículas elementales realizados por investigadores argentinos en los años cincuenta. 22

1.2 Espectro diferencial de rayos cósmicos en función de la energía de la partícula primaria en unidades de eV. Se observan distintos experimentos y sus resultados. A $\sim 10^{15}\ eV$ se encuentra la rodilla (knee) y el tobillo (ankle) a $4 - 8 \times 10^{18}\ eV$. 24

1.3 Espectro diferencial de rayos cósmicos en función del logaritmo de la energía de la partícula primaria en unidades de eV medido por el experimento KASCADE-Grande. Se pueden observar el espectro para todas las particulas, y distintas componentes de electrones. La caracteristica notable es el cambio de pendiente en el espectro a una energía de $\sim 10^{16,92}$ eV. 25

1.4 Izquierda, superior: $< X_{max} >$ en función de la energía medido por el PAO. Se muestran las curvas para distintos modelos hadrónicos de primarios, protón y hierro. Derecha, superior: misma figura para el RMS(X_{max}). Izquierda, inferior: $< X_{max} >$ en función de la energía medido por HiRes. Se muestran superpuestas las curvas para distintos modelos hadrónicos de primarios, protón y hierro. Derecha, inferior: misma figura para el RMS(X_{max}). 28

1.5 Diagrama de Hillas donde se muestra la intensidad del campo magnético de posibles aceleradores de partículas. 30

2.1 Modelo simple elaborado para describir una cascada electromagnética 34

2.2 Modelo de cascada hadrónica. Se observan las distintas partículas involucradas en su desarrollo. 36

2.3 Ejemplo de cascada hadrónica y sus características más importantes: el desarrollo longitudinal y la distribución lateral. 36

2.4 Esquema de los tipos de detección utilizados normalmente para cascadas atmosféricas: arreglo de superficie, telescopio de fluorescencia, detectores de muones enterrados y radiodetección. . . 40

3.1 Mapa del Observatorio Pierre Auger en Malargüe, Argentina. La posición de los cuatro edificios de fluorescencia que circundan al arreglo de superficie es indicada con cuadrados negros. Las líneas grises indican el campo de visión de los seis telescopios en cada edificio. Los puntos naranjas marcan la posición de los detectores Cherenkov en agua. 44

3.2 Izquierda: Vista lateral de un SD del PAO con sus componentes. Derecha: se pueden observar las características mecánicas y la caja que aloja las baterias. 46

3.3 Conformación del nivel de disparo T5 y zonas de exclusión donde no se toman los eventos. 49

3.4 Esquema de un telescopio de fluorescencia. Puede observarse el espejo, el diafragma y en el centro la cámara con el arreglo de PMTs. 51

3.5 Esquema del Shower Detector Plane y la geometría involucrada en la reconstrucción de la lluvia para los observables del detector de fluorescencia. 52

3.6 Reconstrucción híbrida de una lluvia de rayos cósmicos donde intervienen detectores de superficie y fluorescencia. 53

3.7 Izquierda: puede observarse el perfil lateral de la lluvia, los datos corresponden a la señal medida por cada estación SD; el S(1000) obtenido a partir del ajuste da lugar al estimador de la energía. Derecha: la curva CIC(θ) se utiliza para llevar el S(1000) a S_{38}, el estimador de la energía del rayo cósmico primario. 55

3.8 Izquierda: perfil longitudinal medido por uno de los FD. Derecha: curva de calibración que muestra la correlación para un mismo evento, la energía FD con el estimador S_{38}. 55

3.9 Espectro en energía derivado de la combinación del SD y del FD del PAO. Sólo se muestran las incertezas estadísticas. La incerteza sistemática es del 22 %. 56

3.10 Arriba: amplitud del primer armónico en función de la energía para intervalos de energías y umbral, la linea punteada indica el 99 % (C.L.) límite superior en las amplitudes que podría resultar de fluctuaciones de una distribución isotrópica. Medio: probabilidades correspondientes para obtener por lo menos la misma amplitud de una distribución isotrópica subyacente. Abajo: Fase del primer armónico en función de la energía, la linea punteada proviene de un ajuste empírico. 58

3.11 Resultados en límite superior de la amplitud del dipolo perpendicular, $d_{\perp}$, para distintos experimentos incluyendo los últimos resultados del PAO. 59

3.12 Izquierda: pueden verse los tres edificios con telescopios de HEAT en el cerro Coihueco. Derecha: perfil longitudinal de una lluvia registrada para el cual los telescopios de HEAT y Coihueco son necesarios para reconstruir todo el perfil. 60

3.13 Izquierda: mapa del arreglo de detectores sobre el hexágono de AMIGA. Derecha: comparación preliminar de direcciones de arribo reconstruidas utilizando SDs y antenas de radio en conjunto. 61

4.1 Espectro de rayos cósmicos, graficando el flujo de partículas multiplicado por E^3. Se observan las principales características: rodilla, tobillo y segunda rodilla. 64

4.2 Mapa del trazado del arreglo infill, vista satelital del despliegue de los detectores. 67

4.3 Mapa del infill, dentro del SD del PAO. 67

4.4 Diferentes configuraciones del arreglo infill de AMIGA a lo largo del tiempo. 68

4.5 Un evento del infill, disparando gran parte del arreglo. Pueden observarse las trazas de las distintas estaciones disparadas. . . . 69

4.6 Evento del infill del 2 de Enero de 2009, reconstruido utilizando las estaciones agregadas (arriba) y sin ellas (abajo). En ambos casos pueden observarse la LDF, donde participan las estaciones con señal. 70

4.7 Representación actual de la zona del infill donde pueden observarse los DM adjuntos a su correspondiente SD: dos DM por la estación "Corrientes", uno por "Phill Collins" y otro por "Heisenberg". 72

4.8 Izquierda: estación de superficie con su respectivo contador de muones enterrado, puede observarse el panel solar que alimenta a la electrónica y el tubo de acceso. Derecha: contador de muones emplazado pero aún no cubierto por tierra. 72

4.9 Montaje general del contador de muones, detalle del conector óptico de 64 píxeles, y la placa de ruteo que guia las fibras ópticas hacia el conector óptico. 73

5.1 Primer prototipo de contador de muones utilizado, cuenta con 16 barras centelladoras y sus respectivas fibras ópticas. En el extremo izquierdo del contador puede observarse el conector óptico. 76

5.2 Conector óptico de PVC maquinado, vista superior (izquierda) y frontal (centro) durante el ensamble del prototipo. Se puede observar la pieza que se utiliza para la unión del PMT con el conector óptico una vez sellado el módulo (derecha). 77

5.3 Representación esquemática del PMT de 16 píxeles utilizado, se observa la ventana del fotocátodo (izquierda) y la cara opuesta con los conectores para el alto voltaje (HV) y las salidas de los píxeles (derecha). 77

5.4 Histograma de amplitud (superior) y de carga (inferior) correspondientes a pulsos de corriente oscura de un píxel del PMT. . 79

5.5 Sistema de protección mecánico para el prototipo de contador de muones. 80

5.6 Esquema del sistema de protección mecánico para el prototipo de contador de muones. 81

5.7 Esquema de la configuración utilizada para la coincidencia en las mediciones en el laboratorio. En el lado izquierdo el módulo se encuentra libre del esfuerzo mecánico; y en el lado derecho el mismo arreglo con el módulo sometido a esfuerzo mecánico. . . 83

5.8 Panel superior: imagen del arreglo experimental utilizado en el laboratorio correspondiente a la situación de la figura 5.7, izquierda. Panel inferior: esquema de coincidencias utilizado. . . 84

5.9 Esquema del conjunto detector - tubo de servicio que permite el acceso a la electrónica. La caja estanca que contiene la electrónica queda dentro del tubo de servicio a través de una ventana calada *ad hoc*. 85

5.10 Interior del tubo de acceso a la electrónica con el caño corrugado que contiene los cables del sistema. 86

5.11 Histogramas de amplitud para el prototipo en el laboratorio con peso (superior) y enterrado (inferior). Puede observarse a la derecha en cada caso, el detalle del ajuste del SPE. 87

5.12 Histogramas de amplitud normalizados para el módulo con peso (superior izquierda), sin peso (superior derecha), en el pozo sin tierra (inferior izquierda) y enterrado (inferior derecha); se observa que todos presentan las mismas características y un valor medio de $\sim$3,5 V_{spe} producido por muones. 88

5.13 Histogramas de carga normalizados para el módulo con peso (superior izquierda), sin peso (superior derecha), en el pozo sin tierra (inferior izquierda) y enterrado (inferior derecha); se observa que todos presentan las mismas características y un valor medio de $\sim$ 10 SPEs producido por muones. 89

5.14 Caja estanca que resguarda la electrónica del módulo un año después de haber empezado el experimento, puede observarse que no hay rastros de agua o humedad interna. 89

6.1 Esquema de la barra centelladora con fibra óptica siendo exitada por un muon. 95

6.2 Plano en tres dimensiones del módulo. 96

6.3 Plano del emplazamiento de los detectores de la *Celda Unitaria* en uno de los sitios. Las lineas azules representan las disposiciones de los cables para alimentación y toma de datos; los rectángulos rojos a los DM y los más grandes, en violeta, al pozo que los alojará al instalarlos y que luego será tapado. El círculo verde es el SD. 98

6.4 Un módulo saliendo del laboratorio de ITeDA utilizando el arnés enganchado a los perfiles en U, de PVC pegados a su cuerpo. . 99

6.5 Detector en el sitio de AMIGA bajando al pozo utilizando la retroexcavadora sujetado por el arnés amarillo con un aparejo. . 100

6.6 Colocación del tubo de acceso para la electrónica. Izquierda: descenso del tubo al pozo. Derecha: tubo emplazado y a punto de ser cubierto de tierra. 101

6.7 Tubo de acceso para la electrónica, puede observarse la colocación de las bolsas con tierra que mantienen un blindaje uniforme. 101

6.8 Panel solar (arriba izq.); caja de baterías de AMIGA (arriba der.); cajas de baterías cerradas en una estación SD (abajo izq.); regulador solar fotovoltaico para las baterías (abajo der.). 102

6.9 Contador de muones instalado con su sistema de alimentación en la estación SD 'Hisenberg'. 103

6.10 Electrónica y conexiones para los dos primeros módulos instalados. En primer plano aparece la tapa provisoria del tubo de acceso del módulo de 10 m^2 con su electrónica. Arriba a la izquierda aparece el módulo de 5 m^2 y a la derecha la estación de superficie con las conexiones. 104

6.11 Esquema de las conexiones para la electrónica de los DMs con los SDs. 105

6.12 Histograma normalizado del intervalo temporal que corresponde al momento del disparo, de eventos IT8 de uno de los contadores enterrados (en negro). La estructura de doble loma es la esperada por eventos que vienen agrupados (*clustering*). El histograma normalizado de eventos simulados fue construido generando EAS con energías entre $10^{14,5}$ eV y 10^{16} eV, propagadas bajo el suelo y simulando el detector. 107

6.13 Histograma normalizado del ancho temporal para datos de un DM (en negro) y señales de muon medidas en el laboratorio (rojo). 108

7.1 El infill con una separación de 750 m, inmerso en el arreglo regular de 1500 m. 111

7.2 Posiciones de los baricentros de los eventos dentro del infill (puntos azules), superpuesto a un mapa del mismo. Las estaciones pertenecientes al infill están representadas en círculos rojos y los primeros vecinos en triángulos verdes. 112

7.3 Número de estaciones involucradas en la reconstrucción para el mismo evento registrado por el infill y el arreglo de superficie de Auger. El 90 % son de 3 estaciones para AR pero el infill tiene 7 o más para el 89 %. 113

7.4 Número de estaciones del SD involucradas en la reconstrucción de AR vs. los de IR para el mismo conjunto de eventos. 113

7.5 $\Delta\theta$ para eventos reconstruidos con y sin las estaciones del infill. 115

7.6 Ángulo espacial ψ calculado con la selección 3+3 (vacío) y 3+7 (lleno), las líneas rojas muestran el corte en el 68 % de los eventos (llena para 3+3 y punteada para 3+7). 116

7.7 Diferencia en la posición del core utilizando los cortes 3+3 (histograma vacío) y 3+7 (histograma lleno), con las líneas rojas mostrando el corte en el 68 % de los eventos (llena para 3+3 y punteada para 3+7). 118

7.8 Diferencia en el estimador de la energía $S(1000)$ entre valores obtenidos con IR y AR, dividido por el promedio. Histograma vacío con la selección 3+3 y lleno con 3+7. 120

7.9 Comparación de valores de $S(1000)$ usando IR y AR. Puede observarse como con las distintas selecciones estos valores tienden a ser más parecidos a los reconstruidos con el infill, a número de estaciones crecientes. Las líneas negras marcan la función identidad y son para guiar al ojo. 121

7.10 Número de estaciones que participan del evento en función de la energía. Izquierda: la comparación entre IR y AR, muestra el mayor número de estaciones disponible para el más denso. Derecha: número de estaciones en función de la energía para IR en bandas angulares. En ambos casos puede observarse el limite de 2 EeV, a partir del cual se observa una gran dispersión en el número de estaciones con señal. 122

7.11 Izquierda: resolución en el parámetro S(600) para IR y AR. Derecha: histograma de resolución para eventos sólo del infill, puede observarse una baja dispersión de eventos alrededor de la media de 11,4 %. 123

8.1 Izquierda: mapa de estaciones disparadas para un evento sobre el infill, cada circunferencia vacía representa un detector, el color y el tamaño de los círculos llenos refleja la intensidad de la señal en la estación disparada. Derecha: se observa el ajuste de la LDF. 128

8.2 Parametrización de beta para eventos reconstruidos utilizando beta libre; se muestra el ajuste lineal en $\sec(\theta)$. La figura interior muestra la diferencia entre los eventos con beta libre y la parametrización. 129

8.3 Parametrización de beta, se observa la superficie que representa al ajuste en 2 dimensiones de β en $\sec(\theta)$ y $\log_{10} S_{450}$. 130

8.4 Parametrización de γ, donde se muestra el ajuste en $\sec(\theta)$. La figura interior muestra la diferencia entre los eventos con γ libre y la parametrización. 131

8.5 Ejemplos de LDF tipo NKG con y sin la corrección de γ para la pendiente. Se observa como la función toma los mismos valores alrededor de la distancia de interés, 450 m, con y sin la corrección utilizando θ= 15° y θ= 45°. 132

8.6 Distancia óptima R_{opt} para el arreglo espaciado a 750 m (distancias del infill). La linea punteada azul marca los 450 m. El histograma en negro se observa cuando no se superpone al rojo. 133

8.7 Distancia óptima R_{opt} para eventos del infill, seleccionando en número de estaciones que participan en el evento, la linea azul punteada marca los 450 m. 134

8.8 Resolución de la señal usando 450 m como distancia óptima, se muestran todos los eventos en la curva negra y solamente los no saturados en rojo. 135

8.9 Resolución de la señal usando 450 m como distancia óptima, resolución seleccionando en distinto número de estaciones que participan del evento. 136

8.10 Eficiencia de disparo para eventos simulados en una grilla con el espaciado y tamaño del infill. Puede observarse que a partir de $\log_{10}(E/eV) = 17,5$ la eficiencia es del 100 %. Para $\theta = 45°$ ocurre a $\log_{10}(E/eV) = 17,75$. 137

8.11 Eficiencia de disparo para eventos que cumplen la condición 6T5 estricta para eventos simulados en una grilla con el espaciado y tamaño del infill. Puede observarse que a partir de $\log_{10}(E/eV) = 17,5$ la eficiencia es de $\sim$ 92 %. 138

8.12 Fracción de eventos reconstruidos que tienen por lo menos una estación saturada para eventos simulados en una grilla con el espaciado del infill. Puede observarse como crece la fracción de estos eventos desde 0 % detectados para $\log_{10}(E/eV) = 17$ a $\sim$ 50 % para $\log_{10}(E/eV) = 18,75$. 139

8.13 Curva de atenuación CIC con eventos medidos con el infill. . . . 140

8.14 Diferencia entre cada punto de la curva de atenuación y el ajuste realizado, se observa que solo una es del 11 %, sobrepasando el 10 %. 141

8.15 Histograma de eventos con $S(450)$ en bandas de flujo constante. Izquierda: la linea horizontal muestra el corte en 300 eventos utilizado en este trabajo para la curva de atenuación atmosférica. Derecha: número de eventos con $S(450)$ en bandas de flujo constante corregido usando la curva CIC(θ). La linea vertical marca el limite de 18 VEM. 142

8.16 Izquierda: resolución de $S(35°, 450)$. Derecha: resolución de la energía FD para los eventos seleccionados que se midieron con el infill al mismo tiempo. 143

8.17 Comparación entre eventos medidos con el SD del infill y el telescopio de fluorescencia de Coihueco que se utilizan en la curva de calibración. Izquierda, arriba: Ángulo espacial ψ. Derecha, arriba: diferencia en la posición del *core*. Debajo diferencia en el ángulo cenital. 145

8.18 Correlación entre la E_{FD} y $S(35°, 450)$ con límite en 18 VEM, puede observarse la curva de ajuste en negro. La figura del panel superior muestra los 'outliers' en rojo ya removidos para el ajuste en la figura del panel inferior. 147

8.19 Diferencia fraccional entre la E_{FD} y la energía estimada utilizando $S_{35^\circ}(450)$ de la curva de calibración, con el ajuste incluido. La figura superior muestra la diferencia utilizando los 'outliers' la inferior sin ellos. 148

8.20 Diferencia fraccional en función del logaritmo de la energía, E_{FD}. Puede verse como, para energías por encima de $10^{17,4}$ eV los valores se mantienen alrededor de cero, mejorando cuando se remueven los 'outliers' de la curva de calibración. Notar el corrimiento de los rojos hacia la derecha para evitar la superposición de los puntos sobre el gráfico. 149

8.21 Espectro de energía de rayos cósmicos, se observa el ajuste en la región donde el infill tiene máxima eficiencia, de 2×10^{17} eV a 3×10^{18} eV, eventos en rojo. En azul se muestra la parte donde el infill deja de ser eficiente, de 2×10^{17} eV hacia abajo en energía. Ver texto para el significado de α. 150

9.1 Resolución angular en función del ángulo cenital, para todos los eventos del infill (cuadrados azules) y eventos con energía por arriba de la región de máxima eficiencia (círculos rojos). 155

9.2 Resolución angular como función del ángulo cenital en bandas de estaciones. El resultado muestra que a medida que el número de estaciones que participan en el evento aumenta se observa una mejora de la resolución angular llegando a un valor constante de $0,8^\circ$ para 6 o más estaciones. 156

9.3 Resolución angular como función del ángulo cenital en bandas de energía. El resultado muestra que para eventos con energías mayores a $E > 2 \times 10^{17}$eV la resolución angular permanece debajo de $0{,}9^\circ$. 157

9.4 Amplitud del primer armónico como función de la energía. . . . 160

9.5 Probabilidad P($> r$) de obtener por lo menos la misma amplitud, o una mayor en cada intervalo de energía para una fluctuación estadística de isotropía. 161

9.6 Límite superior para la amplitud del dipolo perpendicular en función de la energía, se puede observar el análisis de este trabajo superpuesto con resultados de distintos experimentos. 162

9.7 Fase del primer armónico en intervalos de energía. Puede observarse que permanece aproximadamente constante hasta 1 EeV siendo consistente con el comportamiento observado en el arreglo principal para todas las energías. En círculos rojos: este trabajo con el infill. Cuadrados verdes: resultados del arreglo principal de Auger. 163

9.8 Análisis armónico en umbral de energía. Arriba: amplitud del primer armónico como función de la energía. Abajo: probabilidad P($> r$) de obtener por lo menos la misma amplitud o una mayor para una fluctuación estadística de isotropía. 165

9.9 Fase del primer armónico en función de la energía. Puede observarse que permanece aproximadamente constante hasta 1 EeV consistente con el comportamiento observado en el arreglo principal. 165

A.1 Función de distribución de probabilidad de Rayleigh, izquierda, y la distribución cumulativa de Rayleigh, derecha. Cada color corresponde a un σ distinto. 176

A.2 Ajuste del ángulo espacial ψ utilizando la función de Rayleigh. . 177

A.3 Ajuste de la diferencia en la posición del core utilizando la función de Rayleigh. 177

B.1 Ejemplo de un evento (Id: 8945918) observado por el infill en Enero de 2010, reconstruido con el Auger Offline Software adaptado, usando el infill arriba y luego la opción del arreglo principal abajo. 180

C.1 Variación de β respecto a la secante del ángulo cenital en bandas de señal. Se observa una variación de $\sim 47\,\%$ manteniéndose la misma para todos los valores de señal tenidos en cuenta. 182

C.2 Proyección de β sobre $\sec(\theta)$ utilizando distintos valores fijos en la ecuación 8.2 haciendo una superposición de los datos con la función ajustada y los parámetros de la tabla 8.2. 183

C.3 Variación de β respecto al logaritmo de la señal en bandas de secante del ángulo cenital constante. Se observa una variación de $\sim 20\,\%$ en el peor de los casos. 184

C.4 Proyección de β sobre $\sec\theta$ utilizando distintos valores fijos en la ecuación 8.2 haciendo una superposición de los datos con la función ajustada y los parámetros de la tabla 8.2. 185

D.1 Distribución de ángulo cenital en cuatro bandas de energías. Eventos por debajo de 2×10^{17} eV (fuera del rango de eficiencia completa del infill) arriba a la izquierda. Los otros paneles corresponden a rangos de mayor energía, donde el infill tiene eficiencia plena. 187

D.2 Valores medio de las distribuciones de ángulo cenital que se observan en D.1 en cuatro bandas de energía. Eventos con $E < 2 \times 10^{17}$ eV tienen una media de $\sim$27°. Mientras que las otras distribuciones, que dan cuenta de bandas de mayor energía tienden a tener una media de $\sim$35°. 187

Índice de cuadros

6.1 Perfiles de densidad medidos en el sitio de AMIGA. 93

6.2 Componentes principales del suelo en el sitio de AMIGA. 93

7.1 Valor medio y dispersión (σ) del ajuste de la distribución de $\Delta\theta$ ajustada con la ecuación 7.1. 115

7.2 Valor medio y sigma del ángulo espacial ψ en grados, de eventos reconstruidos con y sin las estaciones agregadas, con los cortes 3+3 y 3+7. 117

7.3 Valor medio y sigma para la diferencia en la posición del *core* reconstruida con las estaciones agregadas para el infill y sin ellas, en metros, figura 7.7 118

8.1 a y b provenientes de la pendiente de la LDF, β como parámetro libre, ajustada usando al ecuación (8.2); las incertezas que se muestran provienen del ajuste. 130

8.2 Parámetros obtenidos del ajuste de β libre, usando al ecuación (8.3). 130

8.3 a_γ y b_γ provenientes del ajuste de γ como parámetro libre ajustada usando al ecuación (8.4); las incertezas que se muestran provienen del ajuste. 131

8.4 Valor medio y desviación estándar de la resolución en señal ($\frac{\sigma(S(r))}{S(r)}$), para todos los eventos y la selección en número de estaciones involucradas en la reconstrucción del evento. 136

8.5 Parámetros obtenidos del ajuste de la curva de atenuación atmosférica. 141

8.6 Parámetros obtenidos del ajuste de la correlación en energía y la diferencia fraccional. 149

8.7 Índice espectral reportado por distintos experimentos y el obtenido en este trabajo. Puede observarse como todos resultan similares, dentro del mismo rango de energías y de la respectivo incerteza. 151

9.1 Resultado del análisis del primer armónico en diferentes intervalos de energía, utilizando el método *East-West* para eventos del infill. 164

9.2 Resultado del análisis del primer armónico en diferentes umbrales de energía, utilizando el método *East-West*. 166

B.1 Distancias para una grilla triangular para el infill y el arreglo principal de Auger. 179

E.1 Eventos *outliers* removidos de la curva de calibración. Se muestra el $S(35°, 450)$, la energía y el motivo de ser removido de la curva de calibración al inspeccionarlo directamente. 189

1 Rayos cósmicos

Me lo quedé mirando, perdido en el asombro. Allí estaba, delante de mí, en su traje de colores, como si hubiera desertado de un circo, exultante, mítico. Su misma existencia era algo improbable, inexplicable, y ciertamente desconcertaba. Era un problema insoluble. Era inconcebible cómo había logrado sobrevivir..., por qué no se disipaba al instante.

-Fui un poco más lejos -dijo-, cada vez un poco más lejos..., he llegado tan lejos, que ya no sé como regresar. No me importa. Ya habrá tiempo para eso. Puedo arreglármelas. Usted llévese a Kurtz pronto..., pronto...

Joseph Conrad, en "El corazón de las Tinieblas"

Los rayos cósmicos de las más altas energías contienen información que puede contribuir a la comprensión de las leyes y mecanismos del universo. Tanto sus características observables desde la Tierra así como las especulaciones teóricas acerca de su origen y naturaleza dependen de su interacción con la radiación cósmica de fondo, los campos magnéticos galácticos y extra-galácticos que atraviesan en su viaje hacia nuestro planeta, la distribución espacial de sus fuentes y los mecanismos que les permiten concentrar energías macroscópicas en partículas sub-atómicas.

Este capítulo está dedicado a introducir la problemática del estudio de los rayos cósmicos y los resultados de los experimentos más importantes junto con la implicación física.

1.1 Introducción histórica del estudio de los rayos cósmicos

Quizás el origen del estudio de los rayos cósmicos pueda situarse en el físico francés Charles Coulomb, quien observó que cuando cargaba una esfera de metal ésta se descargaba sin razón aparente. A finales del siglo XIX, utilizando electroscopios de oro para estudiar la conductividad en gases, se descubrió que sin importar cuan bien aislados estaban los instrumentos de posibles fuentes de radiación seguían descargándose de a poco. Se llegó a pensar entonces, que este efecto era debido a la radiactividad natural proveniente de la Tierra. Wilson alrededor de 1900 sugirió que se debía a la ionización del aire. Esperando que el

grado de ionización sea menor a medida que uno se alejaba del suelo, empezaron a realizarse distintos experimentos a principios del siglo XX.

Un desarrollo significativo en técnicas de detección y en el estudio de los rayos cósmicos nació con las primeras mediciones realizadas por Wulf en la Torre Eiffel a 300 m de altura empleando instrumentos semejantes a un electroscopio y por el físico Víctor Hess quien realizó numerosos vuelos en globo alcanzando alturas mayores a 5 km sobre el suelo. El mayor hallazgo de Hess fue determinar que la fuente de radiación provenía de fuera de la Tierra pues las mediciones a esas alturas eran 16 veces superiores a las que se podían observar a nivel del suelo. Hess también detectó que la ionización estaba presente de igual forma de día o de noche y además notó en un vuelo realizado durante un eclipse solar, que no disminuía. Concluyó así que el Sol no podía ser la fuente principal de esta radiación [1–3].

R. A. Millikan supuso, al ser los rayos gammas la fuente de radiación mas penetrante que se conocía en ese momento, que esa era la naturaleza de la radiación observada y la denominó *"rayos cósmicos"* [4]. Resultó, más tarde, que sólo una pequeña fracción de la radiación que observó Hess eran rayos gammas y que en su mayoría eran núcleos atómicos, desde hidrógeno hasta uranio. Sin embargo se sigue llamando rayos cósmicos a cualquier tipo de radiación que llegue a la Tierra desde el espacio exterior.

J. Clay, realizando un viaje desde Holanda hasta las islas de Java, y reuniendo mediciones de intensidad de ionización en función de la latitud geomagnética, estableció que esta radiación consistía en partículas cargadas. Encontró que la intensidad caía alrededor de un 15 % a lo largo de su viaje. Por otro lado, Bothe y Kolhörster habían observado que dos contadores Geiger-Müller, uno arriba del otro, separados por una corta distancia y conectados cada uno a un electroscopio, solían descargarse simultáneamente. Así concluyeron que se trataban de partículas cargadas, y realizaron una estimación inicial en energía de las mismas alrededor de los 10^{10} eV[1][5].

Gran parte del actual conocimiento sobre las propiedades de las partículas de altas energías se obtuvo a través del estudio de los rayos cósmicos. Estos fueron prácticamente la única fuente de partículas de altas energías disponible para los físicos hasta el desarrollo de los primeros aceleradores.

Durante los años treinta, la mayor motivación para estudiar los rayos cósmicos era la física de partículas. El positrón y el muon fueron las primeras de una serie de partículas así descubiertas. Durante estos años se establecieron, también, la existencia de partículas elementales de las que sólo se tenían evidencias teóricas, como el kaón, las partículas Λ y otras. El estudio de las trazas de las partículas en cámaras de niebla, además, permitió descubrir a los piones y como estos decaían en muones. De la misma manera se observó el decaimiento de los muones en electrones, positrones y neutrinos. Un ejemplo puede observarse en la micrografía de la figura 1.1 donde se muestra la traza de un pión y su captura por un núcleo de carbono. Esta micrografía fue obtenida por uno de los primeros grupos en el mundo en realizar este tipo de estudios y mediciones sobre rayos cósmicos, perteneciente a la Argentina [6].

1. 1 eV es la energía cinética que obtiene un electrón al ser acelerado en una diferencia de potencial de 1 Volt.

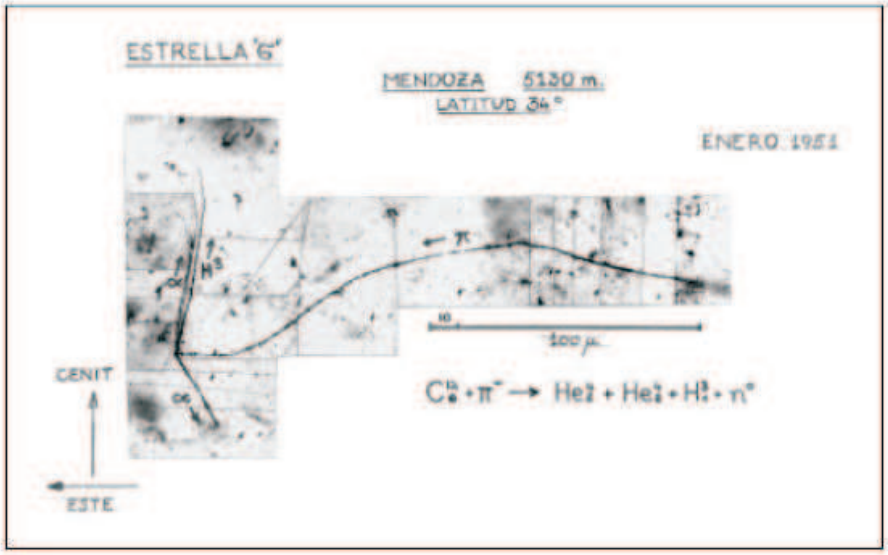

Figura 1.1: *Micrografía de la captura de un pión, corresponde a los primeros estudios de partículas elementales realizados por investigadores argentinos en los años cincuenta.*

El interés astrofísico en el estudio de los rayos cósmicos resurgió en 1938, cuando la escala en energía fue extendida más allá de los 10^{15} eV, gracias a Pierre Auger y el estudio de las cascadas atmosféricas extensas [7]. Este descubrimiento fue resultado del estudio del arribo simultáneo de partículas a detectores separados por distancias cercanas a los 300 m. La observación de esta correlación entre detectores le permitió a Auger proponer la existencia de chubascos de partículas secundarias que se producían al llegar los rayos cósmicos al tope de la atmósfera y que luego se propagarían a través de la misma hasta alcanzar el suelo.

En 1949, Enrico Fermi, queriendo explicar la forma en que los rayos cósmicos adquirían energías tan grandes propuso un mecanismo de aceleración donde tenía en cuenta las colisiones de partículas con campos electromagnéticos [8]. Uno de los mayores logros de esta teoría, es que se deduce naturalmente una ley de potencias inversas para la distribución espectral de los rayos cósmicos en concordancia con los datos experimentales. Esta teoría fue modificada por el mismo Fermi, hacia 1954, logrando describir un proceso de aceleración mucho más eficiente por interacciones de las partículas con ondas de choque remanentes, por ejemplo de una explosión de supernova [9].

A lo largo de los años cuarenta, se utilizaron contadores Geiger-Müller que luego fueron desplazados por detectores de centelleo. Entre los años 1954 y 1957 en la Estación de Harvard Agassiz se montó un arreglo de quince contadores, con los cuales se pudo estimar una energía de primario entre los 3×10^{15} eV y 10^{18} eV. El experimento de Volcano Ranch, en Estados Unidos, fue el primero en obtener datos de una lluvia de rayos cósmicos con energía estimada en 10^{20} eV realizando por primera vez un estudio en la dirección de arribo de los rayos cósmicos. Fue el primer gran arreglo de detectores con datos sobre rayos cósmicos de altas energías para lo cual fue diseñado con centelladores separados a una distancia menor al kilométro [10]. Se denominaron a partir de entonces Rayos Cósmicos

de Ultra Alta Energía (*"Ultra High Energy Cosmic Rays"*, UHECR), a todos aquellos con E $\geq 10^{18}$ eV.

El descubrimiento de la radiación cósmica de fondo[2] (CMB), por Penzias y Wilson en 1965 [11], dio lugar para que Greisen por un lado y Kuz'min con Zatsepin por otro dieran cuenta de una posible caída en el flujo de rayos cósmicos, hoy conocida como corte *GZK*. Predijeron que habría un corte en el espectro de protones, por arriba de los 5×10^{19} eV, debido a la interacción de los rayos cósmicos con los fotones de la CMB (γ_{CMB}) produciendo piones [12, 13]. De esta manera el flujo de rayos cósmicos de alta energía disminuye muy rápidamente con la distancia que recorre, de modo que las partículas que viajaran a distancias intergalácticas relativamente cortas ($\sim$100 Mpc[3]) no tendrían energías mayores a $\sim 5 \times 10^{19}$ eV.

Para esta época se construyó también el observatorio "Fly's Eye" [14] que utilizaba la luz de fluorescencia que producen las partículas secundarias de los rayos cósmicos al interactuar con el nitrógeno presente en la atmósfera. Luego el detector Hi-Res funcionó en su lugar, actualmente la colaboración Telescope Array (TA) unió los telescopios de Hi-Res con los detectores de superficie de AGASA.

En total se han detectado varios eventos con energías del orden de 10^{20} eV, no estando en su momento clara la existencia de la supresión del flujo a altas energías. La Colaboración Internacional Auger [15] saldó esta discusión en el año 2008 encontrando el corte en el espectro [16].

En las siguientes secciones se verán las características más importantes relacionadas con la física, los resultados y los problemas actuales concernientes al estudio de los rayos cósmicos.

1.2 Espectro de rayos cósmicos

Uno de los resultados más destacados en el estudio de los rayos cósmicos es su espectro de energía. Abarca más de 15 órdenes de magnitud, desde los 10^5 eV para partículas del viento solar hasta más de 10^{20} eV. El espectro no exhibe una ley de potencias única del tipo $\propto E^{-\gamma}$ sino que presenta distintos índices espectrales γ. El espectro puede verse en la figura 1.2, obtenida de [17].

Como puede observarse en el gráfico, en la región de más bajas en energía el flujo es muy alto, permitiendo estudiar la composición de los rayos cósmicos por observación directa con pequeños detectores transportados en globos. Este rango energético otorga mucha información y sobre él se han basado modelos para explicar el origen de los rayos cósmicos.

2. El fondo de radiación cósmico de microondas (Cosmic Microwave Background Radiation) consiste en fotones, que llenan el universo y tienen una temperatura característica de 2,7 K.

3. Parsec (pc) es la distancia a la que se encuentra una estrella que subtiende un ángulo de 1 segundo de arco. 1 $pc = 3,1 \times 10^{18} cm = 3,3$ años luz y 1 Mpc=1 millón de pc.

Por arriba de 10^{14} eV, donde el flujo empieza a caer a algunas partículas por metro cuadrado por día, las mediciones directas ya no son prácticas. Por otro lado, estas energías son lo suficientemente grandes para que se generen cascadas de partículas secundarias, aquellas descubiertas por Auger, que dejan una huella lo suficientemente grande como para ser medida por un arreglo de detectores a nivel del suelo. Para observar una descripción de estas cascadas ver el capítulo 2.

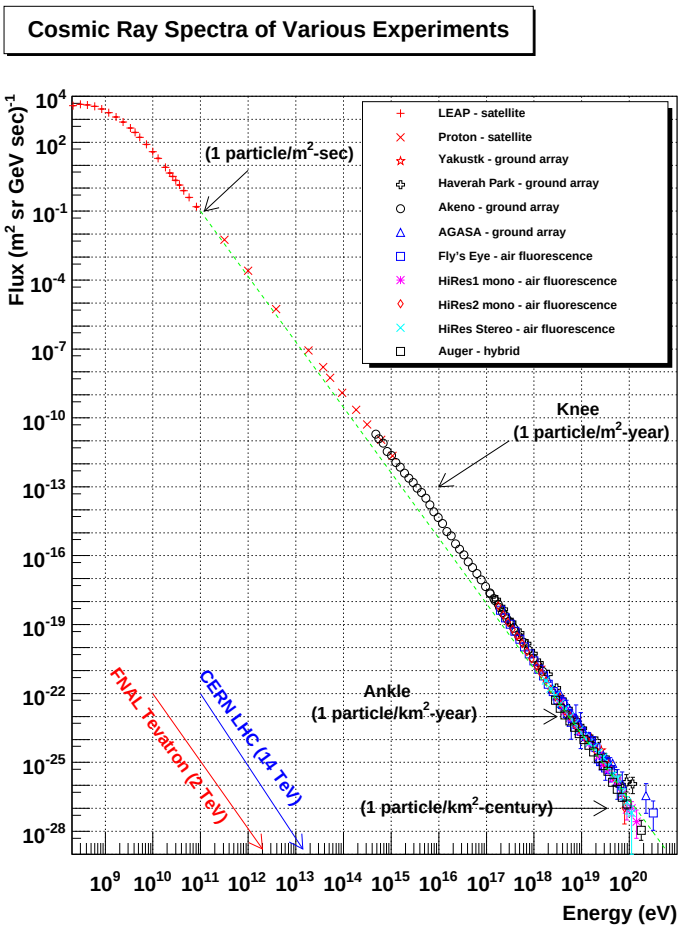

Figura 1.2: *Espectro diferencial de rayos cósmicos en función de la energía de la partícula primaria en unidades de eV. Se observan distintos experimentos y sus resultados. $A \sim 10^{15}$ eV se encuentra la rodilla (knee) y el tobillo (ankle) a $4 - 8 \times 10^{18}$ eV.*

Una región de mucho interés científico yace entre la llamada "rodilla" (*knee*) a ($\approx 10^{15,5}$ eV) y el "tobillo" (*ankle*) a $\approx 10^{18,5}$ eV donde hay una caída abrupta en el índice espectral, pasando de $\gamma \approx -2,7$ a $E \leq 10^{15,5}$ eV a $\gamma = -3,27 \pm 0,02$ (para Auger [18]) o $\gamma = -3,33 \pm 0,04$ (para TA [19]) para $\sim 10^{17} \leq E \leq 10^{18,5}$ eV. En la zona de bajas energías de esta última región los rayos cósmicos son probablemente acelerados en remanentes galácticos de

supernovas. En la región de energías por encima del tobillo el espectro decae más suavemente con $\gamma \approx -2,68$ (para ambos Auger y TA).

Uno de los últimos resultados presentados que concierne el espectro de rayos cósmicos (octubre de 2011 [20]) se refiere a la zona en la que estaría una transición intermedia, llamada "segunda rodilla" (*second knee*). El experimento KASCADE-Grande encontró, para el espectro de todas las partículas, un cambio en la pendiente de $\gamma =$ -2,95 $\pm$ 0,05 a $\gamma =$ -3,24 $\pm$ 0,08, situado en una energía de $\log_{10}(E/eV) = 16,9 \pm 0{,}10$, figura 1.3. El posible significado físico de estos cambios espectrales será comentado en los próximos capítulos.

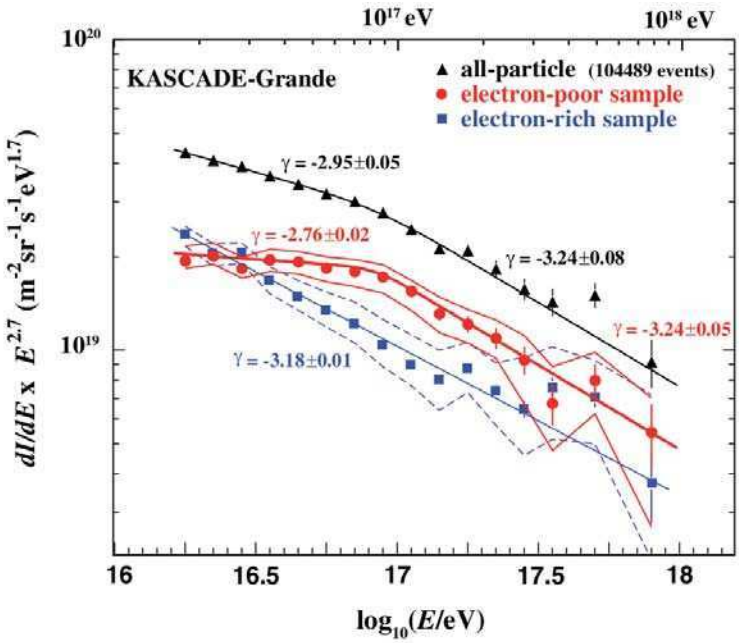

Figura 1.3: *Espectro diferencial de rayos cósmicos en función del logaritmo de la energía de la partícula primaria en unidades de eV medido por el experimento KASCADE-Grande. Se pueden observar el espectro para todas las particulas, y distintas componentes de electrones. La caracteristica notable es el cambio de pendiente en el espectro a una energía de* $\sim 10^{16,92}$ *eV.*

El último gran quiebre en el índice espectral tiene aparejado la supresión del flujo, como ha sido ya mencionado. La falta de estadística en esta zona es una de las mayores trabas a la hora de estudiar el espectro, pero este problema ha sido solucionado por el Observatorio Pierre Auger construido a lo largo de 3000 km^2 para aumentar el área de colección. En la próxima sección se presentan los resultados de esta región de energías.

1.3 Supresión del espectro de rayos cósmicos a las más altas energías

El corte GZK fue una de las cuestiones más discutidas en la física de rayos cósmicos. Se refiere a que, para una distribución cosmológica de fuentes, existe

una supresión del espectro de **protones** (p) debido a la producción de fotopiones por interacción con el fondo de radiación de microondas. Esto sucede para energías de $\sim 5 \times 10^{19}$ eV [12, 13]. Las principales reacciones de protones con el CMB son:

$$\begin{aligned} p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta^+ \quad & \rightarrow n + \pi^+ \\ & \rightarrow p + \pi^0 \\ & \rightarrow p + e^+ + e^- \end{aligned} \tag{1.1}$$

El pico de energía de la radiación cósmica de fondo se encuentra alrededor de los 6×10^{-4} eV y tiene una densidad de $400\, fotones/cm^3$. A altas energías la producción de piones es el mecanismo dominante en la pérdida de energía para p. En la producción de fotopiones que se pueden ver en las relaciones 1.1 se crean un neutrón y un pión cargado o un protón y un pión neutro con una gran pérdida de energía por parte del protón. La longitud de decaimiento del neutrón en protón es ~ 1 Mpc a 10^{20} eV, casi independientemente de su energía inicial. Luego de viajar distancias del orden de $R_{GZK} \sim 100$ Mpc, la energía del protón decae a $E_{GZK} \sim 10^{19}$ eV.

Para el caso de **núcleos pesados**, el mecanismo no se produce mediante la resonancia Δ^+ por lo que no es el mismo que el propuesto por Greisen, Zatsepin y K'uzmin. El *background* infrarrojo difuso juega un rol importante en la fragmentación de núcleos, ver [21] y referencias señaladas ahí. De todas formas los mecanismos de fotodesintegración (fundamental) y producción de pares son importantes, considerando un núcleo de masa A, se tiene que:

$$\begin{aligned} A + \gamma_{CMB} \quad & \rightarrow (A-1) + N \\ & \rightarrow (A-2) + 2N \\ & \rightarrow A + e^+ + e^- \end{aligned} \tag{1.2}$$

donde N es un nucleón, ya sea protón o neutrón. La emisión de un sólo nucleón se encuentra un orden de magnitud por encima de la emisión de dos nucleones. Aunque el núcleo no se desintegre en la producción de pares sí pierde energía en ese proceso.

En el caso de rayos gamma, la creación de pares mediante interacción con la radiación cósmica de fondo constituye el proceso más importante en un amplio rango de energías, desde los 4×10^{14} eV hasta $\sim 2 \times 10^{19}$ eV a través de colisiones del tipo:

$$\gamma + \gamma_{CMB} \rightarrow e^- + e^+ \tag{1.3}$$

Para las energías por sobre 2×10^{19} eV el proceso que empieza a predominar es el de atenuación debido a creación de pares en radio fotones difusos de fondo.

Más adelante, en el capítulo 3 se muestra que el PAO logró situar la energía donde el espectro es suprimido en $\log_{10}(E_{1/2}/eV) = 19,61 \pm 0,03$, con una pendiente de $\gamma = -4,2 \pm 0,1$. Si bien esta supresión podría considerarse como

GZK, la composición química de los rayos cósmicos (ver sección siguiente) señala núcleos pesados y no protones. Por otro lado, la supresión encontrada por TA sí sería dada por el GZK, ya que su estudio de composición a altas energías indican livianos. Resolver esta controversia que se muestra en la composición química es crucial para saber cual es el mecanismo por el que se produce la supresión del espectro de rayos cósmicos a las más altas energías.

Por otro lado, los neutrinos producidos por el decaimiento de los piones que provienen de la resonancia Δ^+ (neutrinos cosmogénicos) deberían ser observados de ser los primarios protones. Sin eventos detectados, el PAO ha establecido límites que todavía no los descartan por lo que el tema sigue todavía siendo motivo de discusión.

1.4 Composición química

El experimento Fly's Eye estudió la composición de los rayos cósmicos ajustando la dependencia en energía del máximo de las lluvias atmosféricas extensas, X_{max}. Al cambio en X_{max} por década de energía se lo denomina "tasa de elongación" ("elongation rate", en inglés). Los modelos hadrónicos actuales predicen una tasa de elongación de 50 a 60 g/cm^2.

En el capítulo 2 se verá que para una lluvia electromagnética el valor de X_{max} es proporcional al logaritmo de la energía del rayo cósmico primario. En lluvias iniciadas por núcleos o protones esta dependencia resulta más complicada, pero sigue siendo una cantidad proporcional a la energía del primario por nucleón. Por lo tanto, el X_{max} de una lluvia iniciada por un núcleo de hierro de energía E_0 será aproximadamente el mismo que el de una lluvia generada por un protón de energía $E_0/56$.

El detector de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger ha permitido evaluar con buena resolución la distribución media de X_{max} y sus fluctuaciones (RMS) en función de la energía, para energías mayores de 1 EeV. Tanto $< X_{max} >$ como $RMS(X_{max}))$ están relacionados con la composición promedio de masa del primario que originó la lluvia. En el caso de primarios livianos (protones), las lluvias son más penetrantes, y tendrá valores de X_{max} más elevados, con mayor dispersión. Por otro lado, para primarios pesados se tienen valores menos penetrantes de X_{max} y menor dispersión.

Esta distinción entre primarios livianos y pesados permite evaluar la composición de masa en función de la energía para los datos obtenidos a partir de los detectores de fluorescencia. Esto puede lograrse, ya que la resolución con la cual se determina X_{max} es menor a la separación que existe entre primarios pesados y livianos, para $< X_{max} >$ y RMS. Los paneles superiores de la figura 1.4, muestran los resultados publicados por la colaboración Auger en marzo de 2010 [22]. Estos resultados muestran una tendencia hacia valores menos profundos en $< X_{max} >$ y una reducción del RMS, que estaría relacionada con un cambio hacia primarios más pesados a medida que aumenta la energía. Por

otro lado, si se comparan estos resultados con los obtenidos por la Colaboración HiRes, pueden observarse discrepancias en los valores de $< X_{max} >$ y RMS. El panel inferior de la figura 1.4, muestra los resultados publicados por esta colaboración [23]. De acuerdo a estos resultados, para energía mayores a 1 EeV, los rayos cósmicos son protones. Recientemente la colaboración Telescope Array encontró resultados preliminares que apoyan aquellos de la colaboración Hi-Res [19].

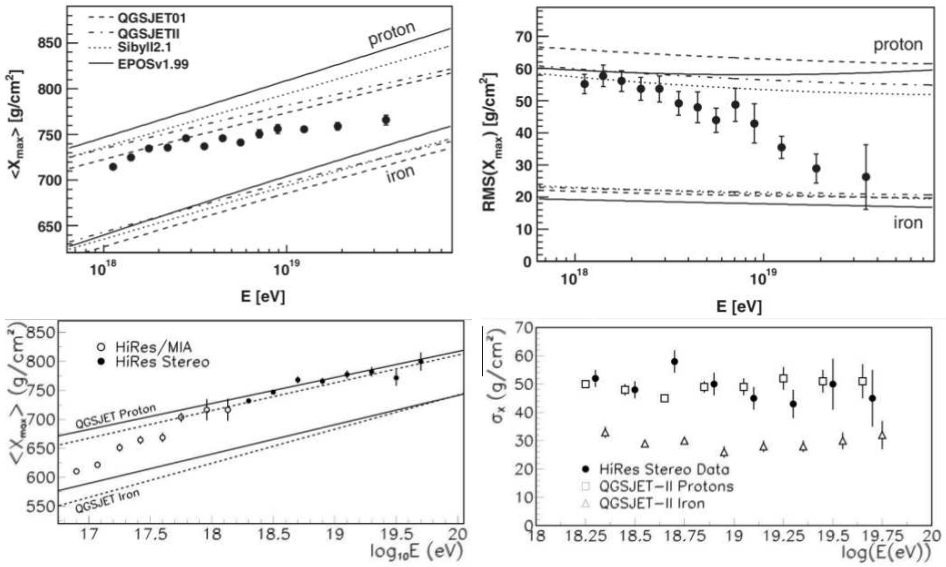

Figura 1.4: *Izquierda, superior: $< X_{max} >$ en función de la energía medido por el PAO. Se muestran las curvas para distintos modelos hadrónicos de primarios, protón y hierro. Derecha, superior: misma figura para el RMS(X_{max}). Izquierda, inferior: $< X_{max} >$ en función de la energía medido por HiRes. Se muestran superpuestas las curvas para distintos modelos hadrónicos de primarios, protón y hierro. Derecha, inferior: misma figura para el RMS(X_{max}).*

Se puede observar que el desacuerdo entre los dos experimentos se hace más pronunciado a partir de 10^{19} eV. Ambos predicen composición de masas opuestas. A pesar de esto, es de notar que los dos experimentos observan la supresión del espectro a las mismas energías, por lo que la determinación de la composición puede ser decisiva para entender si esta caída del flujo se debe al mecanismo GZK o no. Este es uno de los temas que ofrecen mayor controversia en la actualidad. Más adelante, en el capítulo 4, se verá que la construcción del infill dentro del Proyecto Auger y subsecuente entierro de contadores de muones intentará recabar datos para develar esta incógnita.

1.5 Aceleración y posibles fuentes de los rayos cósmicos

Otra de las cuestiones todavía no totalmente resueltas, es el mecanismo de aceleración de los rayos cósmicos. En general se consideran dos escenarios para las posibles fuentes de rayos cósmicos de ultra alta energía: modelos *Bottom-up* y *Top-down*.

Modelos ***Bottom-up***: Existe una teoría, hecha por Ginzburg y Syrovatskii en los años sesenta, para la aceleración de los rayos cósmicos por debajo de la rodilla sobre remanentes galácticos de supernovas. Estimaron que una pequeña fracción (entre 3 y 5 %) de la energía cinética de supernovas galácticas es suficiente para mantener la energía que tienen los rayos cósmicos de origen galáctico. Se asumió que el proceso de aceleración era estocástico del tipo de Fermi, éste modelo fue luego reemplazado por uno que contenía mecanismos astrofísicos de aceleración más eficientes.

Fermi propuso que las partículas pueden ser aceleradas entrando y saliendo de nubes magnéticas en movimiento, lo que lleva a una ganancia en energía de $\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3}\beta^2$ llamado de segundo orden.[4] Otra forma de aceleración de las partículas es entrando y saliendo de frentes de choques planos, con $\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3}\beta$, llamado de primer orden. En cualquiera de estos casos, se obtiene $\Delta E = \alpha E$, y considerando *n* interacciones se tiene que:

$$E = E_0 \left(1 + \alpha\right)^n \tag{1.4}$$

Suponiendo una probabilidad de escape ϵ, el número de partículas será:

$$N = N_0 \left(1 - \epsilon\right)^n \tag{1.5}$$

Y, de hecho, se obtiene un espectro exponencial, como se mencionó anteriormente:

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\ln(1-\epsilon)/\ln(1+\alpha)} \tag{1.6}$$

Los aceleradores pueden ser galácticos o extra galácticos y un modelo sencillo ha sido desarrollado por Hillas [24]. Un requerimiento obvio para la aceleración de núcleos cargados es que el campo magnético del objeto contenga al núcleo acelerado dentro de sí. Se puede entonces, calcular una energía de aceleración máxima teórica como:

$$E_{max} \leq \gamma e Z B R \tag{1.7}$$

donde γ es el factor de Lorentz, Z es la carga del núcleo, B es el campo magnético, y R es la dimensión lineal del objeto. La figura 1.5 es una versión rehecha del diagrama de Hillas [25], y muestra cuáles son los requerimientos para aceleración a más de 10^{20} eV.

4. $\beta = \frac{v}{c}$, con v la velocidad de la partícula y c la velocidad de la luz

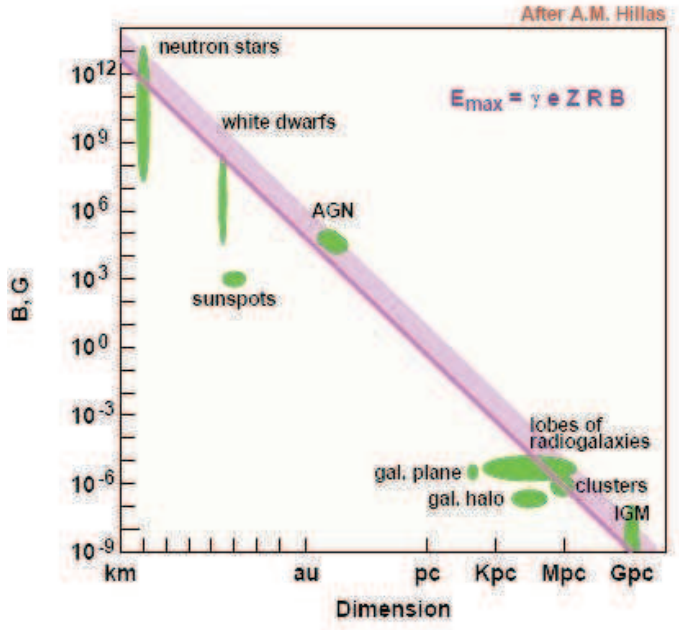

Figura 1.5: *Diagrama de Hillas donde se muestra la intensidad del campo magnético de posibles aceleradores de partículas.*

El eje diagonal inferior del área sombreada muestra el valor de campo magnético mínimo para la aceleración de un núcleo de hierro como función de la dimensión del objeto astrofísico. El eje superior es para la aceleración de protones. Existen muy pocos objetos que pueden alcanzar esa energía: estrellas de neutrones altamente magnetizadas, núcleos activos de galaxias, lóbulos de radiogalaxias gigantes, etc.

Modelos **Top-Down:** La idea básica de estos modelos es que partículas muy masivas, con masas superiores a 10^{11} GeV originadas a partir de procesos de altas energías en el universo primitivo, decaen en quarks y leptones. Los quarks producen un jet de hadrones conteniendo principalmente piones y un pequeño porcentaje de bariones (principalmente nucleones). Los piones decaen en γ, ν, $\overline{\nu}$, e^+, e^-, conteniendo todas estas partículas energías cercana a la que tenía la original sin ningún mecanismo de aceleración mediante.

Estas partículas súper masivas pueden producirse a partir de dos mecanismos distintos:

1. Radiación, interacción o colapso de defectos topológicos. Estos defectos son restos de la transición de fase en la que se rompió la simetría GUT (Grand Unified Theory, unifica las fuerzas débil, fuerte y electromagnéticas) del universo temprano.

2. Partículas metaestables y supermasivas, reliquias de algún campo cuantizado primordial formado después del estado inflacionario del universo. El tiempo de vida de estas partículas es del orden de la edad del universo.

Hasta ahora los resultados del Observatorio Auger favorecen a los modelos *Bottom-Up*.

1.6 Conclusiones del capítulo

En este capítulo se realizó una introducción a la historia de los rayos cósmicos, de los mecanismos de aceleración, de las posibles fuentes y se mencionaron los resultados más significativos de Auger y Hi-Res/TA en relación al espectro y a la composición química del rayo cósmico primario.

El estudio del espectro resulta de vital importancia para entender los mecanismos de aceleración y el comportamiento de los rayos cósmicos. El hecho de que ofrezca una estructura, y no un decremento del flujo sin cambios, muestra que existen mecanismos físicos que regulan el comportamiento de los rayos cósmicos, y estos varían con la energía. Los repentinos cambios en la pendiente pueden dar cuenta de la forma en que son acelerados y su procedencia, por lo que se pueden estudiar las posibles fuentes que los producen. Estos cambios, a su vez, están asociados con la posibilidad de las fuentes de acelerar distintos tipos de rayos cósmicos primarios, marcando un cambio en la composición química. Una característica particular, como la recientemente encontrada segunda rodilla por KASCADE-Grande, podría aportar a comprender el origen de las fuentes de estos rayos cósmicos.

El estudio de la supresión del espectro es también de gran interés. Si éste estuviera gobernado por protones, entonces el mecanismo sería el propuesto por GZK, él que a su vez produciría neutrinos producto del decaimiento de piones (aún no observados). Por otro lado si fueran partículas pesadas, como predice Auger, no habría neutrinos GZK. Estos dos modelos se encuentran en discusión, ya que mediciones independientes muestran que hacia el final del espectro la composición podría ser tanto liviana (Hi-Res, TA) como pesada (PAO).

El conocimiento preciso de la composición química y la forma del espectro de energía, servirían para distinguir entre los diferentes escenarios de aceleración y decaimiento. En particular, si los rayos cósmicos de altas energías son hadrones convencionales acelerados por mecanismos *Bottom-Up*, sus direcciones de arribo podrían apuntar a sus fuentes mostrando una distribución anisotrópica en el cielo. En cambio para los mecanismos *Top-Down* se debería observar un mayor flujo de fotones y neutrinos pero no núcleos pesados.

2 Lluvias atmosféricas y técnicas de detección

Las únicas palabras verdaderas son las palabras que se tocan.
William S. Burroguhs en "La revolución electrónica"

El estudio de los rayos cósmicos con energía mayor a 10^{14} eV es posible gracias a su interacción con la atmósfera terrestre. Su estudio se basa en la observación de las cascadas atmosféricas que producen. Una cascada atmosférica extensa (Extensive Air Shower, en inglés) que de ahora en más denominaremos con las siglas EAS, es una lluvia de partículas generada por la interacción de un sólo rayo cósmico de alta energía en la alta atmósfera.

En estas cascadas el número de partículas en la lluvia crece hasta alcanzar un máximo y luego se atenúa a medida que estas caen debajo del umbral de energía para la producción de nuevas partículas. 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.

En este capítulo se repasaran distintos modelos para las EAS, técnicas de detección y los parámetros a tener en cuenta para caracterizar al rayo cósmico primario.

2.1 Lluvias Atmosféricas Extensas (EAS)

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 de alta energía (generalmente un protón o un núcleo de hierro) con un núcleo de la atmósfera.

Una lluvia de partículas inducida por un rayo cósmico primario tiene tres componentes 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 o *core* 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 de alta energía genera una sub-lluvia electromagnética mediante la producción de pares electrón-positrón y ellas mediante radiación de frenado (bremsstrahlung) producen más fotones de alta energía, realizando una reacción en cadena. Los piones cargados y el decaimiento de kaones alimentan a la componente muónica.

La componente electromagnética de una cascada iniciada por un hadrón se lleva alrededor de un 90 % de la energía. Gracias al rápido crecimiento de la cascada electromagnética, los electrones y positrones 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. Aparte de la pequeña fracción de energía perdida por los neutrinos $F(E_0)$, la energía del primario E_0 esta dada por la integral:

$$(1 - F(E_0)) \times E_0 \simeq \alpha \times \int_0^\infty N(X)\, dX \tag{2.1}$$

donde N(X) es el número de partículas cargadas en la lluvia a una profundidad atmosférica X (medida a lo largo del eje de la lluvia) y α es la energía perdida por unidad de camino (y por partícula) atravesado en la atmósfera.

El número de muones de baja energía crece a medida que la lluvia se desarrolla, luego llega a una meseta ya que los muones interactúan muy poco, y pierden relativamente poca energía, mayormente por ionización en el medio. Al tener una sección eficaz muy chica para las interacciones, con un tiempo de vida medio $\tau \approx 2 \times 10^{-6}$ s, penetran mucho en la materia. Por otro lado, el número de positrones y electrones cae rápidamente luego del máximo desarrollo de la cascada, que es el momento en que la pérdida por ionización se equipara a la de radiación por bremsstrahlung, y la sección eficaz de los fotones para el efecto Compton se aproxima a la de producción de pares. Alcanzando su energía crítica en el aire, $E_c \simeq 80$ MeV.

2.2 Componente electromagnética de la cascada

Un modelo simple para tratar las características de una lluvia de partículas fue desarrollado por Heitler en 1944. El mismo se utiliza principalmente para describir cascadas electromagnéticas, también puede emplearse en forma aproximada, para describir lluvias iniciadas por hadrones [26]. La idea es considerar un desarrollo ramificado como muestra la figura 2.1, donde cada segmento se puede pensar como una partícula o un paquete de energía.

En cada vértice la energía de una linea se divide en dos y la separación sucede después de una longitud λ, que será el camino libre medio, sin importar el proceso 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, *slant deph* en inglés, 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, son absorbidas o decaen. El número de partículas en el máximo de la lluvia es:

$$N_{max} = N(X_{max}) = \frac{E_0}{E_c} = 2^{X_{max}/\lambda} \tag{2.2}$$

entonces se obtiene:

$$X_{max} = \lambda \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)}{\ln 2} \tag{2.3}$$

Y se llega así a dos importantes resultados en la caracterización de las cascadas que son fundamentales a la hora de interpretar los datos observacionales:

$$N_{max} \propto E_0 \qquad y \qquad X_{max} \propto \ln(E_0) \tag{2.4}$$

Las relaciones que se muestran en 2.4 muestran que el número máximo de partículas es proporcional a la energía del primario, mientras que la profundidad en la que este máximo acontece es proporcional al logaritmo de la energía haciéndolo menos sensible ante variaciones de E_0.

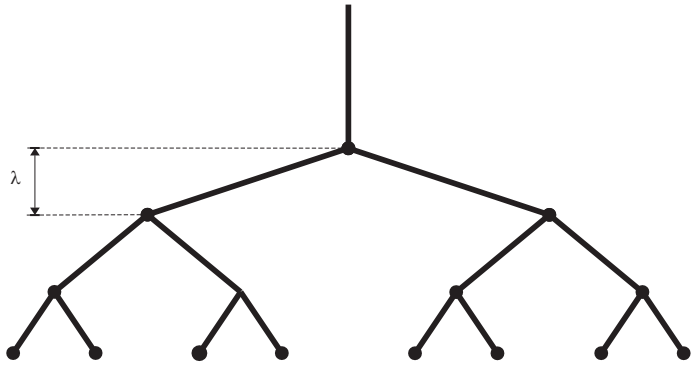

Figura 2.1: *Modelo simple elaborado para describir una cascada electromagnética*

Otro de los modelos analíticos para dar cuenta del desarrollo de la cascada fue propuesto por Rossi [27]. En esta teoría se puede predecir el número y la distribución energética de los electrones y fotones comparándola con una energía dada. Las colisiones que dan lugar a los electrones secundarios con energía menor a esta representan el proceso por el cual la energía del flujo de partículas generadas se pierde y eventualmente se deposita en el material mediante excitación e ionización de átomos.

En lo que se denomina *Aproximación B* las perdidas por colisión son también tenidas en cuenta, aquellas que dependen de la energía son reemplazadas por

una pérdida por colisión constante por longitud de radiación[1] igual a una energía crítica E_c, y no se diferencia entre electrones y positrones. Esto puede justificarse teniendo en cuenta que las pérdidas por colisión de los electrones y positrones no difieren por más de 5 % a lo largo de un gran rango de energía [28]. Además, para velocidades cercanas a la de la luz, las pérdidas por colisión de los electrones son ≈10 % más grandes que las pérdidas por colisión de las partículas más pesadas [29]. La razón $\frac{E_c}{X_0}$, donde X_0 es la longitud de radiación, constituye un 10 % más que las pérdidas por colisión para las "partículas de mínima ionización" [2]. Estas pérdidas por colisión ocurren para $\beta \approx 0.96$ [3].

El proceso de la cascada es tratado a lo largo de su dirección longitudinal. El camino total atravesado X, es la longitud sumada de todos los caminos individuales de las partículas cargadas producidas por la lluvia y que disipan energía en el medio material que viene dado por:

$$X \propto \frac{E}{E_c} \tag{2.5}$$

E es la energía de la partícula entrante. La ecuación 2.5 puede justificarse utilizando que a altas energías la producción de pares y bremsstrahlung permiten que se desarrolle la cascada, pero la absorción de energía o disipación en la materia se establece mediante pérdidas por colisión a una tasa constante, por unidad de longitud $\approx \frac{E_c}{X_0}$. Así el camino total de las partículas cargadas será $\approx E/\left(\frac{E_c}{X_0}\right)$ y X será proporcional a la energía de la partícula incidente.

2.3 Desarrollo hadrónico

La interacción de un nucleón incidente con un núcleo en la parte superior de la atmósfera, produce muchos hadrones. Cada uno de estos hadrones secundarios interactúa con los núcleos de los átomos de las moléculas atmosféricas o decaen en otros hadrones.

La componente electromagnética (electrones y gamma) de las lluvias hadrónicas, puede ser considerada como una superposición de lluvias electromagnéticas, generadas por el decaimiento de los π^0 y es alimentada a distintas profundidades por el núcleo hadrónico de la lluvia. Por otro lado, los piones cargados y kaones generados en las primeras interacciones que suceden en la atmósfera tienen una mayor probabilidad de decaer y, como ya se explicó, alimentan la componente muónica.

En la figura 2.2 se observa un esquema de las partículas involucradas en el desarrollo de una cascada hadrónica; el rayo cósmico primario interactúa en la

1. Para partículas que interactúan electromagnéticamente la longitud de interacción se denomina *longitud de radiación.*
2. Las partículas de mínima inonización o *mip* son aquellas que tienen una pérdida media de energía cercana a la mínima en un medio.
3. Aquí $\beta = \frac{v}{c}$ donde v es la velocidad de la partícula y c la velocidad de la luz.

atmósfera generando $\pi^{\pm}$ y π^{0}. Estos últimos son los generadores de la mayor parte de la cascada electromagnética y los $\pi^{\pm}$ de la cascada muónica.

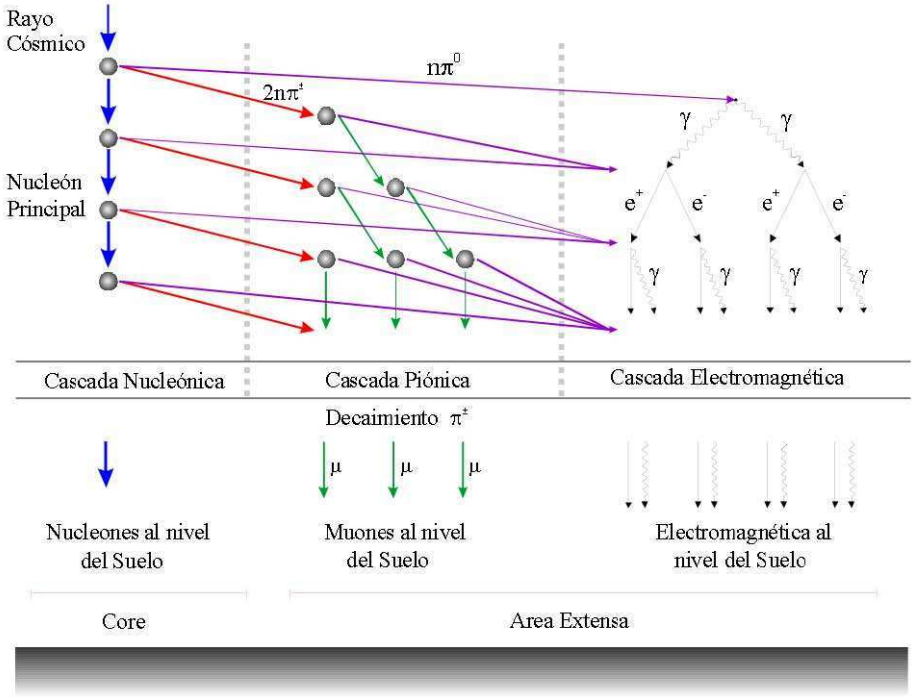

Figura 2.2: *Modelo de cascada hadrónica. Se observan las distintas partículas involucradas en su desarrollo.*

En la figura 2.3 se indican varias características importantes de la lluvia, tales como el desarrollo longitudinal de las partículas donde se observa el número máximo de partículas N_{max}, que se alcanza a una profundidad X_{max}. También está representada la distribución lateral que muestra la densidad de partículas a medida que crece la distancia al centro de la lluvia.

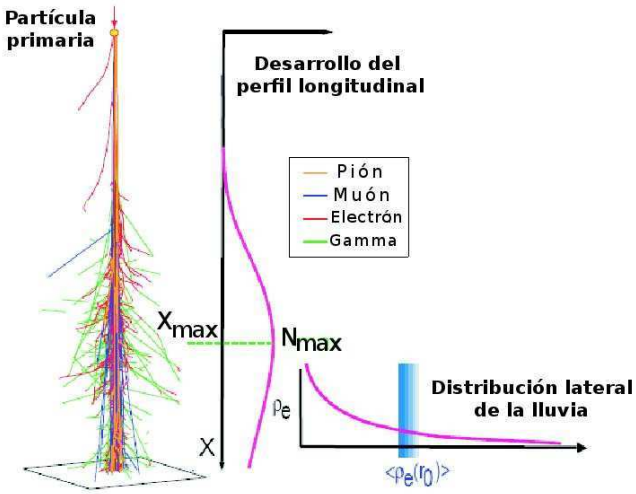

Figura 2.3: *Ejemplo de cascada hadrónica y sus características más importantes: el desarrollo longitudinal y la distribución lateral.*

La posición del máximo de la lluvia depende de los detalles de las interacciones hadrónicas y de la naturaleza de la partícula primaria. La profundidad de la primera interacción depende de la longitud de interacción que resulta diferente para un protón (P), o un núcleo de hierro (Fe). Por ejemplo: a una energía incidente de 10^{15} eV resulta aproximadamente 70 g/cm^2 y 15 g/cm^2, para P y Fe respectivamente. Considerando el principio de superposición se entiende el porqué un núcleo ^{56}Fe se desarrolla antes en la atmósfera, son 56 nucleones, y además tendrá menores fluctuaciones en la profundidad en la atmósfera por la misma razón. Las mayores fluctuaciones de la primera interacción se traducen en mayores fluctuaciones en la profundidad de X_{max} (que es una magnitud observable) y puede usarse como herramienta a la hora de discernir sobre la composición del rayo cósmico primario.

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 la profundidad del X_{max} de una lluvia iniciada por un núcleo pesado será, 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 RMS(X_{max}).

La propagación de partículas a través de la atmósfera se puede describir por un sistema de ecuaciones acopladas. Estas ecuaciones tienen en cuenta las propiedades de las partículas, sus interacciones y las propiedades de la atmósfera atravesada [30]:

$$\frac{dN_{E_0}(E,X)}{dX} = -\frac{N_{E_0(E,X)}}{\lambda_{gN}(E)} + I_{NN} \tag{2.6}$$

donde $I_{NN} = \int_E^\infty \frac{N_{E_0(E',X)}}{\lambda_{gN}(E')} F_{NN}(E,E') \frac{dE'}{E}$.

$N_{E_0(E,X)}$ es el flujo de nucleones a una profundidad atmosférica X (en g/cm^2) y E_0 es la energía del rayo cósmico primario. La longitud de interacción del nucleón $\lambda_{gN}(E)$ viene dada por $\lambda_N = \frac{N}{[N_A \rho \sigma_{nA(inel)}]}$. A energía E, se tiene $\lambda_{gN}(E) = \rho\lambda_N \approx 80 gcm^{-2}$, donde ρ es la densidad atmosférica que depende de la altitud.

Existe una expresión analítica que aproxima el desarrollo longitudinal de una lluvia, llamada función de Gaisser-Hillas, y está basada en cálculos Monte Carlo [30].

$$N(X) = N_{max} \times \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0}\right)^{\frac{X_{max}-X_0}{\lambda}} \times \exp\left(\frac{X_{max} - X}{\lambda}\right) \tag{2.7}$$

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

La distribución lateral de partículas a una profundidad dada (que se transporta al plano perpendicular al eje de la lluvia) está determinada principalmente por la interacción Coulombiana de los electrones, ya que la componente electromagnética de la lluvia es la dominante en una cascada atmosférica extensa. Por lo tanto, el tamaño característico del esparcimiento lateral está determinado por el radio de Molière, R_M, que es la unidad natural de esparcimiento lateral debido a la interacción Coulombiana. Para partículas de baja energía, en una lluvia

al nivel del mar, $R_M \simeq 78$ m, para partículas de altas energías el esparcimiento es menor. Si se excluyen a los muones, la evidencia experimental muestra que la distribución lateral es en promedio, similar a la que uno esperaría de una cascada puramente electromagnética:

$$\rho(r) = \frac{N_e}{R_M^2} f(s, r/R_M) \tag{2.8}$$

donde N_e es el número total de electrones y $s(X) = 3 + \left(1 + 2\frac{\log\left(\frac{E_0}{E_c}\right)}{X}\right)$ la edad de la lluvia.

La función $f(s, r/R_M)$ originalmente fue deducida por Greisen para representar cascadas electromagnéticas [31] y que luego fue adaptada por Nishimura y Kamata para representar las distribuciones laterales de las demás componentes, se conoce actualmente como la función NKG (Nishimura-Kamata-Greisen) [32].

Para el caso de EAS de las más altas energías se suele utilizar la función NKG del tipo:

$$S(r) = S(R_{opt}) \times \left(\frac{r}{R_{opt}}\right)^{\beta} \times \left(\frac{r + 700}{R_{opt} + 700}\right)^{\beta+\gamma} \tag{2.9}$$

donde *S(r)* es el valor de la distribución lateral a una distancia *r* del eje de la lluvia; R_{opt} es la distancia óptima que minimiza las fluctuaciones al momento de realizar un ajuste utilizando mediciones; el parámetro $S(R_{opt})$ es el tamaño de la lluvia; β es la pendiente de esta función que generalmente se calcula como función del ángulo cenital y γ es una corrección a segundo orden de β. En el capítulo 8 se detalla cómo se obtienen los distintos parámetros de esta función de distribución lateral a partir de eventos reales.

2.4 La componente muónica de la lluvia

La componente muónica resulta del decaimiento de piones y kaones producidos por la interacción de los nucleones con la atmósfera. La cascada muónica crece hasta un máximo y luego se debilita muy lentamente debido a su sección eficaz pequeña por radiación, producción de pares y decaimiento débil:

$$\mu^+ \left(\mu^-\right) \rightarrow e^+ \left(e^-\right) \overline{\nu_\mu} \left(\nu_\mu\right) \nu_e \left(\overline{\nu_e}\right) \tag{2.10}$$

El comportamiento de la parte muónica es diferente al de la electromagnética, la cual crece rápidamente con la profundidad atmosférica atravesada y empieza a ser absorbida justo después del máximo. De hecho, la parte electromagnética de la lluvia es aproximadamente uno o dos ordenes de magnitud más grande que la muónica en el estadio inicial del desarrollo de la cascada. Esta pequeña componente muónica, crece hasta un máximo y luego alcanza un *plateau* o meseta debido a que los muones tienen una gran longitud de interacción, esto

los deja como la especie dominante de partículas en la lluvia al nivel del mar y a grandes distancias del eje.

2.5 Métodos de detección de las EAS

Dado que la atmósfera contiene más de 10 longitudes de interacción en dirección vertical y mucho más para partículas que entran con alguna inclinación, resulta ser un gran calorímetro donde la lluvia se desarrolla alcanza su máximo y luego empieza a ser absorbida.

Una partícula primaria con 10^{19} eV de energía dará como resultado una cascada con $\sim 10^{10}$ partículas en el máximo de su desarrollo. La dispersión Coulombiana de partículas secundarias, principalmente electrones, y el momento transversal asociado con la interacción fuerte de los protones, núcleos y mesones en los estadios tempranos en el desarrollo de la cascada, son responsables del esparcimiento lateral de estas partículas secundarias sobre un área extensa. Básicamente la lluvia forma un "panqueque" de partículas cargadas que tiene varios metros de largo y cientos de metros de ancho; para 10^{19} eV cubre un área aproximada de 10 kilómetros cuadrados, que se mueve a través de la atmósfera casi a la velocidad de la luz. La dirección principal de la lluvia refleja la dirección de la partícula primaria, y es referida como el eje de la misma.

Los detectores de lluvias extensas emplazados a nivel del suelo que se han desarrollado con más intensidad a lo largo del tiempo y otorgan los resultados más confiables son cuatro y se muestran esquematizados en la figura 2.4: detectores ópticos, arreglos de detectores de superficie, detectores de partículas por centelleo, blindados (similares a los detectores muones enterrados de AMIGA) y detectores por radiofrecuencias.

Un típico arreglo de superficie consiste en un gran número de detectores cubriendo un área extensa. La lluvia producida por el rayo cósmico dispara los detectores al llegar al suelo, impactando en coincidencia en varios ellos. La dirección de la partícula primaria puede ser reconstruida por la diferencia temporal que hay entre estos impactos, pero calcular la energía de la lluvia requiere mucho trabajo con modelos de interacción hadrónica utilizando métodos Monte Carlo, que están por sobre del rango energético que alcanzan los aceleradores hoy en día.

Los rayos cósmicos primarios que producen cascadas cósmicas sólo puede estudiarse utilizando muestras estadísticas muy grandes debido a las fluctuaciones ya mencionadas en el desarrollo individual de las lluvias. Aún así, el cálculo de composición depende en gran medida del modelo hadrónico utilizado. Cambios en composición son significativamente menos dependiente de los modelos hadrónicos.

El método óptico utiliza el hecho de que parte de la pérdida por ionización de la partícula en aire se da en forma de luz azul-ultravioleta. Todas las partículas cargadas que emiten radiación Cherenkov en aire lo hacen en un cono angosto alrededor de la dirección de propagación. Además las partículas cargadas in-

teractúan con los átomos de nitrógeno que hay en la atmósfera, emitiendo luz fluorescente. Una forma de realizar la detección es utilizando la luz Cherenkov, que puede ser recogida utilizando un arreglo de telescopios reflectores (típicamente lo que se hace en astronomía gamma). Otra de las formas es mediante la luz de fluorescencia, que es emitida de forma isotópica y puede ser detectada independientemente de la dirección de arribo de la lluvia. La detección de la dirección del rayo cósmico primario resulta práctica de calcular con este método, siguiendo el rastro que deja la lluvia. La energía del primario se deduce del número total de partículas en el desarrollo de la cascada, o del número de partículas en el máximo. La profundidad del máximo X_{max} se utiliza para estudiar la masa del rayo cósmico primario, siendo ésta proporcional al logaritmo de la energía del primario por núcleo, mientras que la energía total depende del número de partículas cargadas (electrones, positrones y en menor importancia muones) en el máximo.

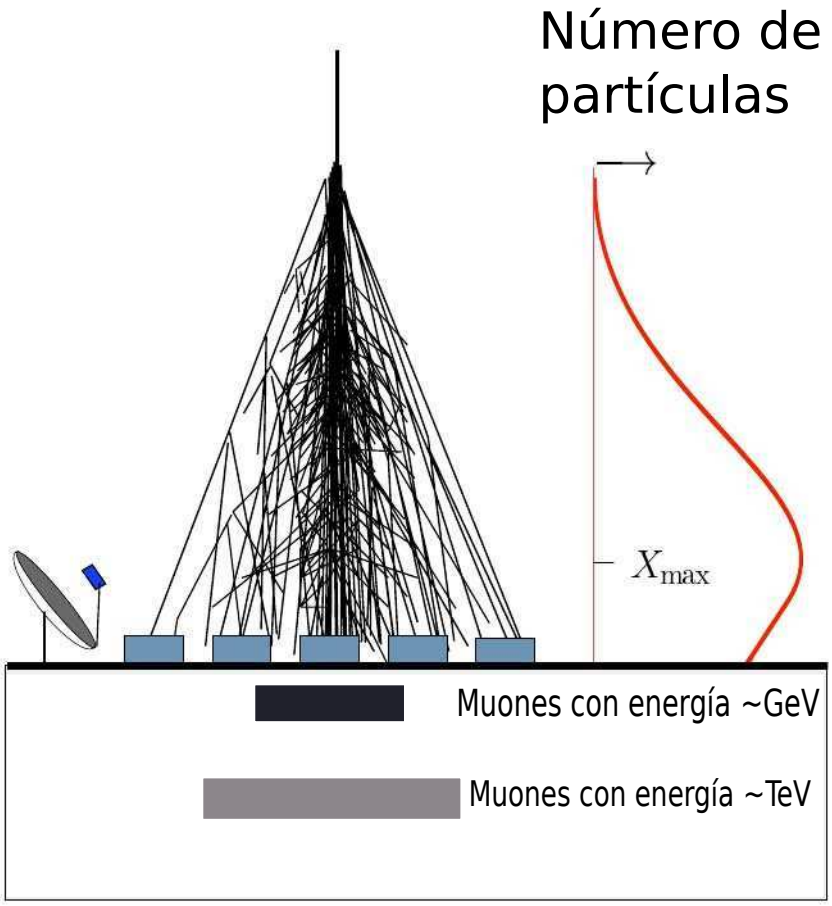

Figura 2.4: *Esquema de los tipos de detección utilizados normalmente para cascadas atmosféricas: arreglo de superficie, telescopio de fluorescencia, detectores de muones enterrados y radiodetección.*

Los detectores de muones pueden ser emplazados bajo tierra o blindados. Dado que los otros métodos no separan tipos de partículas, si se quiere obtener información solamente de los muones deben utilizarse detectores que contengan un blindaje que frene la parte electromagnética para así medir solamente a ellos

por ser mucho más penetrantes. Debido a que el número de muones depende de la composición química del primario, su estudio permite arrojar luz sobre ella, de fundamental importancia para el estudio de rayos cósmicos.

Los detectores de onda de radio, en la banda 10-100 MHz, utilizan la radiación coherente en radiofrecuencias que emiten las partículas secundarias de la lluvia que son deflectadas por el campo geomagnético terrestre. La coherencia es de vital importancia pues la amplitud de la señal que escala con la energía del rayo cósmico primario. Las características de los pulsos pueden ser utilizadas en principio para determinar el desarrollo longitudinal en radio de la lluvia (composición), la energía y la dirección de arribo.

Usualmente estas técnicas de detección se utilizan por separado. El PAO es el primer experimento que fue diseñado con el fin de operar conjuntamente detectores de superficie (SD) y detectores de fluorescencia (FD). Estos dos métodos resultan complementarios, ya que el arreglo de detectores de superficie mide la distribución lateral de las cascadas mientras que los telescopios de fluorescencia observan el desarrollo longitudinal. AERA (Auger Engineering Radio Array) corresponde a una de las extensiones del PAO que busca determinar las características de los rayos cósmicos utilizando las ondas de radios emitidas por las partículas secundarias.

El proyecto AMIGA, enmarcado en el experimento Auger, pretende develar parte de los interrogantes alcanzando las energías al nivel en que ocurre la transición de fuentes galácticas a extra galácticas, que constituyen las regiones de la segunda rodilla y el tobillo. Además utilizará centelladores plásticos para medir la componente muónica de las EAS, y con el agregado del infill se podrán observar menores energías, hasta $\sim 10^{17}$ eV.

2.6 Conclusiones del capítulo

En esta parte del trabajo se resumieron las cuestiones más relevantes en cuanto al estudio de las cascadas atmosféricas extensas, que son las que generan los rayos cósmicos de alta energía al entrar en la atmósfera. Gracias a este fenómeno, estas partículas provenientes del espacio exterior pueden ser estudiadas con detectores situados en la tierra.

Se repasaron los distintos tipos de cascadas y sus componentes. Dado que esta tesis está enfocada en el estudio de rayos cósmicos hadrónicos, se hizo énfasis en las características de las EAS producidas por hadrones. Se describió el desarrollo de la cascada en cuanto a la interacción de las partículas, mostrando como ésta contiene tres partes distinguibles: la hadrónica, la muónica y la electromagnética. Se mostró como se calcula el lugar donde ocurre el máximo de la lluvia X_{max} y el número de partículas a esa altura. También se muestra como la cascada tiene un desarrollo longitudinal y uno lateral, lo que da cuenta de distintas características. El perfil longitudinal permite localizar X_{max} y N_{max}, mientras que la distribución lateral da cuenta del tamaño de la lluvia, con la

densidad de partículas a una cierta distancia del baricentro de la misma.

Luego se describieron someramente los detectores más utilizados a la actualidad, y como actúa cada uno frente a la lluvia de partículas para determinar sus características y derivar así la de los rayos cósmicos que la produjeron. Las técnicas utilizadas muestran ventajas y desventajas para obtener parámetros que caracterizan el rayo cósmico primario, pero operando en conjunto como en el PAO, muestran una potencia muchísimo mayor. Además, las extensiones del mismo, que están en proceso de construcción (algunas ya terminadas) muestran la continuación del rango dinámico del PAO hacia menores energías.

En estos dos primeros capítulos se plantean algunas de las cuestiones más importantes que entran en juego en las incógnitas que ofrece la física de los rayos cósmicos, y que el Observatorio Pierre Auger tratará de contestar: ¿Cuál es la naturaleza de las partículas que observamos como rayos cósmicos? ¿Cuál es su composición química y el espectro en energía? ¿Cómo pueden adquirir tal energía macroscópica (10^{15} eV a 10^{20} eV)?, ¿cuáles son sus fuentes? ¿La distribución de rayos cósmicos en el cielo, sigue la distribución de materia en nuestra galaxia o la de galaxias cercanas? ¿Cómo se propagan a través del espacio interestelar y extra galáctico para llegar a la Tierra?

3 El Observatorio Pierre Auger

El Observatorio Pierre Auger (PAO) fue diseñado para realizar estudios sobre los rayos cósmicos de las más altas energías con dos rasgos distintivos: un tamaño gigante y un sistema de detección híbrido. Se encuentra situado en la zona de Pampa Amarilla, cerca de la ciudad de Malargüe, al sur de la provincia de Mendoza ocupando unos 3000 km^2. El PAO tiene 1660 detectores de superficie (SD), que miden el efecto Cherenkov en agua producido por las partículas que lo atraviesan. Están emplazados formando una grilla triangular de 1500 m de lado con un detector por vértice. Además hay veintisiete telescopios de fluorescencia (FD), alojados en cuatro edificios que están situados en la periferia del arreglo de superficie y mirando hacia dichos detectores. Su función es medir la luz de fluorescencia generada por la lluvia producida durante su desarrollo en la atmósfera [15, 33, 34]. En la figura 3.1 [35] puede verse un mapa con la ubicación del Observatorio en Argentina, cada punto naranja representa un SD y los cuatro cuadrados negros un edificio de FD cada uno.

El objetivo científico del PAO es descubrir y entender las fuentes de los rayos cósmicos con energía mayores a $\sim 10^{18}$ eV. Los rayos cósmicos de mayor energía tienen un flujo de incidencia sobre la Tierra muy bajo, de aproximadamente 1 por km^2 por siglo por sr[1], razón por la que se necesita un área tan grande para la colección de eventos. A diferencia de los Observatorios anteriores, el PAO posee la capacidad de adquirir datos en forma híbrida, utilizando detectores de superficie y fluorescencia a la vez. Estos dos sistemas distintos midiendo simultáneamente las mismas lluvias permiten reducir considerablemente las incertezas sistemáticas, particularmente en la determinación de la energía y la dirección de arribo.

La finalidad del Observatorio es medir el espectro de energía, la dirección de arribo y la composición química de los rayos cósmicos primarios. Estas propiedades se obtienen indirectamente de las lluvias atmosféricas extensas que son generadas por las partículas al entrar a la atmósfera. Cabe destacar que una de las ventajas de que el Observatorio esté situado en el hemisferio sur, es su vista completa del centro de la Galaxia y sus alrededores, permitiendo la búsqueda de posibles anisotropías.

Cada uno de los SD es un tanque de 10 m^2 de sección, por 1,2 m de altura conteniendo 12 m^3 de agua híper-pura. La luz Cherenkov que producen las partículas de la lluvia al pasar por el agua es detectada por tres fotomultiplicadores ubicados sobre su tapa superior.

1. sr: estereorradián, es la unidad de ángulo sólido.

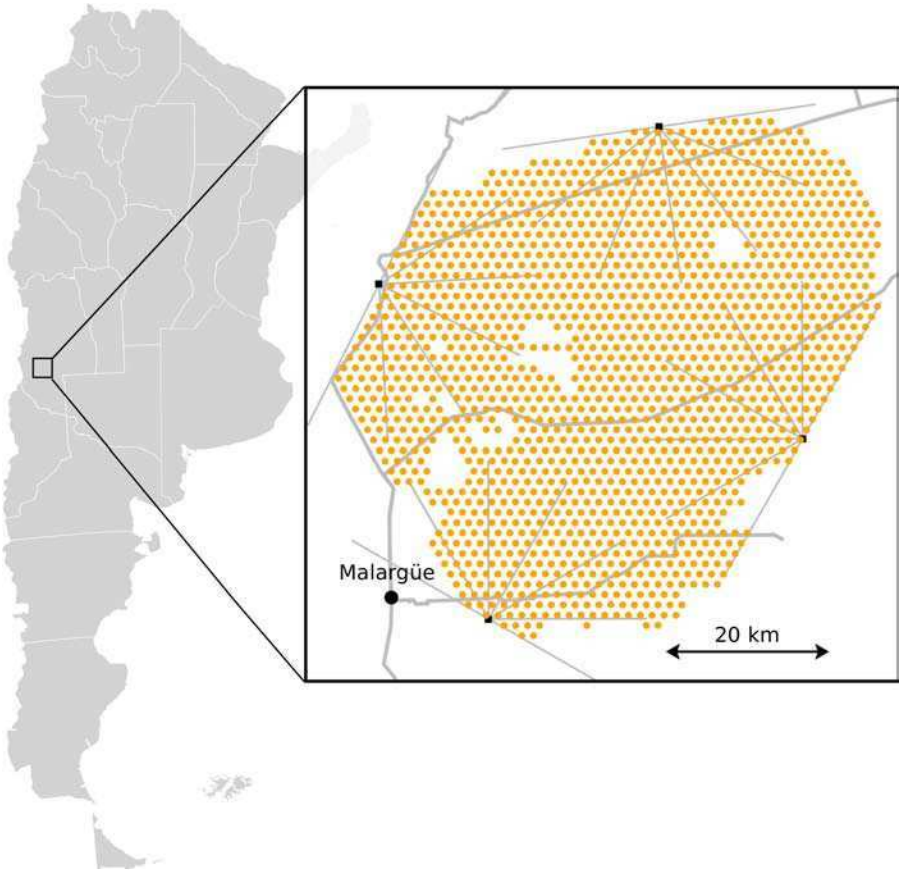

Figura 3.1: *Mapa del Observatorio Pierre Auger en Malargüe, Argentina. La posición de los cuatro edificios de fluorescencia que circundan al arreglo de superficie es indicada con cuadrados negros. Las líneas grises indican el campo de visión de los seis telescopios en cada edificio. Los puntos naranjas marcan la posición de los detectores Cherenkov en agua.*

Para el FD se utilizan detectores ópticos basados en la técnica implementada en el Observatorio de Fly's Eye. Con éstos se obtiene información acerca del desarrollo longitudinal de la lluvia, a través de la medición de la luz de fluorescencia emitida por las moléculas de N_2 excitadas por las partículas secundarias de la lluvia. La cantidad de luz emitida depende del número de estas partículas, que está relacionada directamente con la energía del rayo cósmico primario. El tiempo de arribo de los fotones a los fotomultiplicadores permite determinar la dirección de arribo del rayo cósmico.

Los FD pueden adquirir datos el $\sim 10\,\%$ del tiempo, ya que sólo pueden operar en noches claras sin luna. Por otro lado los SD, son independientes del clima u hora del día, pudiendo operar el 100 % del tiempo. Cada SD posee un receptor GPS para determinar el tiempo de disparo, y así obtener con mucha precisión la dirección de arribo de los distintos eventos.

3.1 Arreglo de detectores de superficie

El papel que cumple el arreglo de superficie es el de medir la densidad lateral y la distribución temporal de las partículas en el frente de la lluvia a nivel del suelo. El espaciamiento de 1,5 km entre estaciones permite una eficiencia saturada de detección para rayos cósmicos con energías por arriba de 3×10^{18} eV.

Utilizando este método se registran las partículas de las EAS que alcanzan el nivel del suelo, fotones, electrones y muones. La energía de la lluvia se obtiene evaluando el tamaño de la misma, usualmente a través de la determinación de la densidad de partículas a una distancia particular del eje de la lluvia. Como esta distancia depende del espaciamiento del arreglo de superficie, para el caso de 1,5 km de separación se determinó que 1000 m es el número óptimo que minimiza las incertezas dadas por el ajuste de la densidad lateral [36]. Este método resulta independiente del tipo de partícula primaria. La apertura del arreglo de superficie es 7350 km^2-sr para ángulos cenitales menores a 60°.

La técnica de detección Cherenkov en agua fue seleccionada principalmente teniendo en cuenta el costo, pero mayormente por sus propias virtudes. El tanque de agua ofrece una manera natural de optimizar la altura del pulso del muon respecto de la componente electromagnética. Debido a su gran sección eficaz lateral ofrece una buena sensibilidad a lluvias con gran ángulo cenital.

Cada detector consiste en un tanque cilíndrico, opaco, con un diámetro de 3,6 m y una altura de agua de 1,2 m. El agua está contenida en una bolsa sellada o *liner* que no permite la contaminación de la misma, proveyendo también una barrera ante cualquier luz externa. Difunde la luz al reflejarla, independizando entonces la cantidad de luz colectada del punto de incidencia en el tanque de la partícula de la lluvia. El *liner* provee también puertos de llenado de agua y ventanas selladas adicionales que alojan un sistema de calibración mediante LEDs. Tres tubos fotomultiplicadores (PMTs) de 20 cm de diámetro están montados apuntando hacia abajo, al agua, a través de tres ventanas cerradas que son parte integral del *liner*. Los PMTs están encerrados para protegerlos de la luz exterior.

Por fuera, el tanque lleva paneles solares que proveen la energía, un sistema de comunicaciones y una antena GPS. También hay una caja que es la que aloja las baterías. Un esquema de una estación SD junto con sus distintas partes puede verse en la figura 3.2.

La altura de 1,2 m de agua es suficiente para absorber el $\sim 85\,\%$ de la energía de la componente electromagnética de la lluvia, a distancias del *core* mayores a 100 m. Esto deja en el tanque una señal que está relacionada a la energía de la parte electromagnética. Los muones pasan a través del tanque generando una señal proporcional a su camino geométrico. El perfil temporal y el tiempo de elevación ($rise\ time$) provienen de la forma de la señal medida en el PMT.

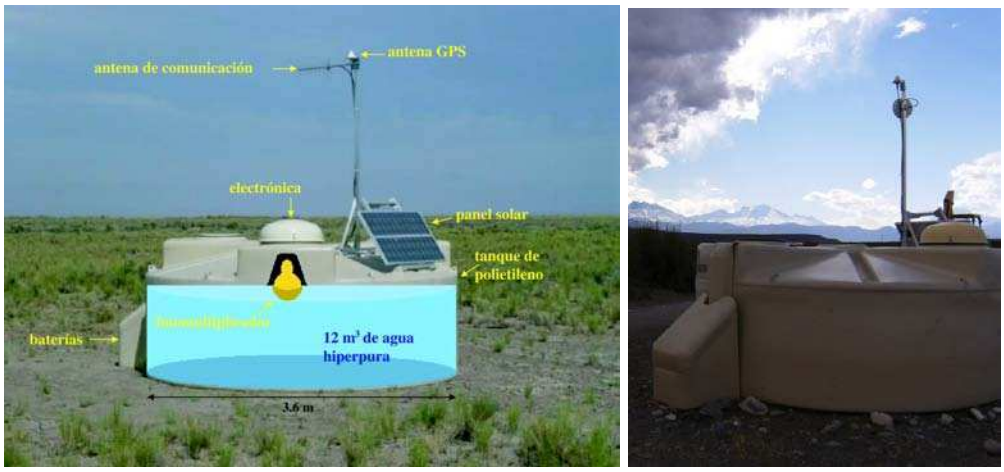

Figura 3.2: *Izquierda: Vista lateral de un SD del PAO con sus componentes. Derecha: se pueden observar las características mecánicas y la caja que aloja las baterias.*

Algunos de los requerimientos generales que tiene el arreglo de superficie son:

1. La posición y altura de los tanques están determinados con una precisión menor a 1 m.
2. Debe tener muy buen desempeño en climas semi-desérticos con temperaturas extremas que varían de -15°C a 50°C, y resistencia a la intensa radiación solar.
3. Ser impermeable al agua, al polvo y la nieve. Tiene que soportar vientos con velocidades máximas de 160 km/h.
4. Debe tener resistencia a condiciones de corrosión causadas por la sal y otras sustancias químicas presentes en el terreno.

Todos los componentes electrónicos del detector de superficie se encuentran contenidos en un domo a prueba de agua ubicado sobre la tapa del mismo. Los fototubos y sus bases se encuentran sobre tres aberturas que están sobre la tapa. La forma del tanque es con "nervaduras" en la tapa que dan la rigidez estructural necesaria para soportar, a lo largo de mucho tiempo, el peso de la electrónica, paneles solares, antena y otros componentes. La caja de baterías se encuentra a un costado, y contiene un alojamiento semi-cilíndrico para un tubo protector del cableado que recorre el camino desde la alimentación por baterías hasta la electrónica por dentro del detector, figura 3.2.

Las estaciones están hechas de polietileno moldeado rotacional (también llamado rotomoldeado) de alta densidad y su color externo fue seleccionado para reducir el impacto visual respecto al medio ambiente. Internamente son negros para evitar iluminar los PMTs. Contienen 12000 litros de agua ultra-pura de resistividad alrededor de 15 Ω-cm.

Electrónica y disparo de nivel 1

La lluvia de partículas a nivel del suelo está constituida principalmente por muones y electromagnéticas (fotones y electrones), con energías de alrededor

de 10 MeV para fotones y electrones y 1 GeV para muones. Cuando entran en los detectores, al viajar más rápido que la velocidad de la luz en el agua, los electrones y muones emiten radiación Cherenkov. Los fotones son convertidos por producción de pares en electrones que a su vez emiten radiación Cherenkov. Esta luz Cherenkov es detectada por tres PMT grandes que se encuentran de cara al agua.

La máxima señal considerada para un fotocátodo es de aproximadamente 250 nA. Para obtener una respuesta lineal hasta estos valores se requiere de una pequeña ganancia de operación. Para aumentar el rango dinámico, la base del PMT tiene dos salidas: una del ánodo (canal de ganancia baja, llamada "señal del ánodo") y la otra de un amplificador conectado al último dínodo (canal de ganancia alta, llamada "señal del dinodo"). La estación de electrónica contiene las siguientes partes: electrónica de *front end* (FE), una estación de control compuesta por un micro procesador que realiza operaciones locales de software, un módulo de control lento, un receptor de GPS y una unidad de marcado de tiempo. En la placa FE, las señales del PMT son filtradas y alimentadas a un ADC de 10 bits, que mide a una frecuencia de 40 MHz.

Cada SD tiene dos niveles de disparo, uno por hardware *T1* y otro por software *T2*, junto a una memoria para almacenamiento de datos. El disparo T2, la adquisición de datos locales, control lento y calibración son realizadas por el procesador principal de la estación.

La electrónica de la estación está alimentada por energía solar limitada a 10 W por detector. Los SDs son capaces de medir la señal de un muon, que se utiliza para calibrar, y simultáneamente pueden grabar grandes señales producidas por las lluvias de los rayos cósmicos de las mayores energías. El circuito de la memoria genera un primer nivel de disparo basada en análisis de hardware de las formas de onda de los canales de ganancia alta del PMT. Dos características principales de la forma de las lluvias son utilizadas por el disparo de nivel 1:

- En promedio, para cualquier número fijo de fotones Cherenkov detectados, aquellos que provienen de lluvias de alta energía estarán más dispersos temporalmente que aquellos provenientes de lluvias de baja energía.
- Las señales Cherenkov de electrones y fotones en la lluvia son, generalmente, más chicas que las de muones.

La primera de estas propiedades marca que para la huella de la lluvia a una energía determinada se extendera más lejos del *core* de la lluvia a medida que la lluvia crece en energía. La segunda refleja que la energía típica de los muones al nivel de observación es más alta que para fotones y electrones y que no son detenidos por bremsstrahlung.

Calibración

Como existen una gran cantidad de SD y generalmente son de difícil acceso, se implementó una forma de calibración remota [37]. La calibración física primaria está basada en la carga promedio que deposita un muon que incide vertical y central, llamado *VEM* (*Vertical Equivalent Muon*), la energía depositada por un muon depende solamente de la traza dentro del detector [38]. El VEM se

encuentra determinado con muy buena precisión mediante una técnica basada en el *rate* de muones, y luego mediante histogramas de carga. El número promedio de fotoelectrones por muon colectados por un PMT es 95.

La calibración es operada *online* cada minuto, luego es enviada al CDAS (*Central Data Aquisition System*) cada 6 minutos para monitoreo de la estación. Para probar el estado de la estación se utilizan los valores de la línea de base, el pico de la señal y el promedio de la carga de un solo muon, la razón entre los valores de corriente de dínodo y ánodo y la estabilidad del PMT. Además se analizan histogramas de la distribución de carga de muones y la forma de pulsos promedio enviados cada vez que una estación graba un evento.

Esta información permite un monitoreo detallado de la evolución de la calibración y varias pruebas cruzadas. La calibración online tiene en cuenta las fluctuaciones en la temperatura a nivel de disparo local. Sobre todo el arreglo, la correlación de la tasa de disparo con la temperatura es menor que 0,1 % por grado para el disparo de umbral y 0,2 % por grado para el disparo *ToT*, ver la siguiente sección. Resulta entonces que el arreglo SD opera con un nivel de disparo estable con fluctuaciones de más de 20 grados de temperatura a lo largo del día. Debido a estas variaciones tan amplias se utiliza este monitoreo constante, de otra forma calibrar el arreglo solo una vez por día introduciría un sesgo muy importante en el umbral de disparo ($\sim$ 10 %).

Finalmente el análisis de todos los parámetros de monitoreo permiten detectar estaciones que funcionan en forma deficiente. La fracción de detectores en los que alguno de estos parámetros está fuera de los valores esperados o muestran fluctuaciones grandes es muy pequeña.

Disparo (Trigger)

El sistema de disparo fue diseñado para permitir operar al SD en un amplio rango de energías del primario tanto para lluvias verticales como horizontales. Debe seleccionar eventos físicos y rechazar el fondo o eventos que no sean de interés.

Los niveles de disparo del detector de superficie responden a una jerarquía: los niveles 1 y 2 (T1 y T2) son locales, mientras que el nivel 3 (T3) se forma en el observatorio basado en la correlación espacial y temporal de los disparos de nivel 2. Todos los eventos que satisfacen T3 son guardados. Existen más niveles de disparo implementados *offline* para seleccionar eventos físicos (disparo físico T4) y eventos más precisos (disparos de calidad, T5) con el core adentro del arreglo.

Se utilizan dos tipos de algoritmos que producen los T1 y T2 analizando las trazas registradas en los PMTs: *Threshold* y *Time over Threshold* (*ToT*). El *Threshold* se calcula como el primero de tres intervalos consecutivos con la corriente del pico del VEM mayor a 0,2 dentro de los 40 intervalos anteriores al de disparo. El *ToT* se computa como el primer intervalo dentro de una ventana de 120 intervalos con la corriente del pico del *VEM* $>$ 0,2. En ambos casos el intervalo de disparo está definido como el último sobre un umbral dado que está puesto siempre en el número 246.

Más en detalle se pueden describir los distintos niveles de disparo para eventos incidiendo con $\theta \leq 60°$:

▷ T1 - ToT : 13 bins en una ventana de 120 bins por sobre 0.2 VEM en una coincidencia de dos PMTs(2-fold),
$Threshold$: coincidencia triple (3-fold) con un umbral de 1.75 VEM.

▷ T2 - ToT : directamente promovido a T2 ($\sim$ 1,6 Hz),
$Threshold$: coincidencia triple (3-fold) con un umbral de 3.2 VEM ($\sim$20 Hz).

▷ T3 - TOT : coincidencia de 3 TOT y compactación mínima,
$4C1$: coincidencia cuádruple (4-fold) de cualquier $T2$ con un requerimiento moderado de compactación.

▷ T4 - *"Disparo físico"* selección de eventos con $\theta \leq 60°$:
-$3\ TOT$ se queda con el 95 % de los eventos con $\theta \leq 60°$.
-$4C1$: se queda con el 5 % restante de las lluvias con $\theta \leq 60°$; se remueven las estaciones aisladas.

▷ T5 - *"Disparo de calidad"* la estación con máxima señal debe tener sus 6 primeros vecinos funcionando al momento del evento (para ver una descripción gráfica ver la figura 3.3).

La figura 3.3 muestra como se conforma un nivel de disparo T5 y las zonas de exclusión donde no se toman los eventos por que falta una estación para formar el hexágono. Cuando la estación con máxima señal se encuentra en el borde del arreglo, el evento no se considera como de calidad.

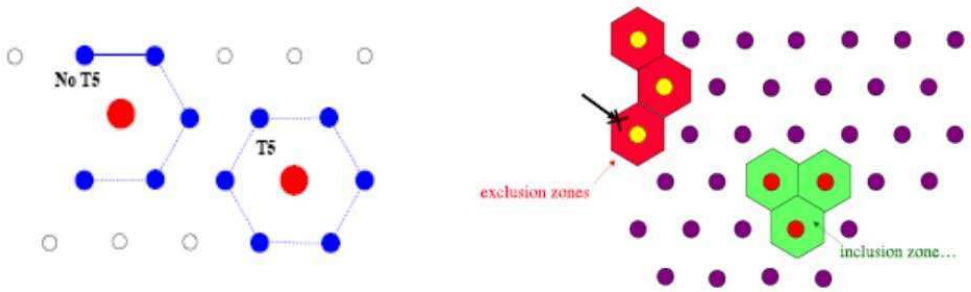

Figura 3.3: *Conformación del nivel de disparo T5 y zonas de exclusión donde no se toman los eventos.*

3.2 Detectores de fluorescencia (FD)

Las partículas de la lluvia excitan las bandas 1^+ y 2^+ del nitrogeno presente en la atmósfera, y el decaimiento de estos tiene su máximo en el rango de fluorescencia de 300 a 400 nm. El FD de Auger mide, entonces, el perfil longitudinal de la lluvia cuando el cielo está lo suficientemente oscuro como para confiar

en la medición de la fluorescencia atmosférica de la lluvia. Cuando el detector de fluorescencia funciona lo hará en modo híbrido pues el SD tiene 100 % de *duty cycle*. Los requerimientos del detector de fluorescencia están dados por la resolución en la profundidad a la que ocurre el máximo de la lluvia, X_{max}, cantidad que se utiliza para evaluar la composición de los rayos cósmicos primarios. Esta resolución debe ser chica comparada con los aproximadamente 100 g/cm^2 que hay de diferencia entre los máximos de lluvias iniciadas por protón y por un núcleo de hierro.

El detector de fluorescencia consiste de veintisiete telescopios, agrupados en seis unidades en cada una de las cuatro estaciones de fluorescencia y tres más en un edificio separado para HEAT, cerca del edificio de fluorescencia del cerro Coihueco. Cada telescopio contiene una cámara, consistente en un arreglo de 20 $\times$ 22 PMTs monitoreados por unidades de electrónica (*Head Electronics*, HE) solidarias a los mismos PMTs. Cada arreglo PMT+HE constituye un píxel y requiere tensiones de alto y bajo voltaje. Cada estación de FD tiene 2640 píxeles, el número total en el PAO es de $\sim$ 12000.

Un "ojo" del observatorio es un detector óptico con un campo de visión de 180° en ángulo azimutal y 30° en elevación. Está constituido de seis telescopios y cada uno cubre 30° $\times$ 30°. Los elementos de un telescopio son: sistema colector de luz (diafragma y espejo) y la cámara que detecta luz (arreglo de PMTs). El diseño detallado de la óptica contiene un gran espejo esférico con un radio de curvatura de R_{mir} = 3,4 m y el diafragma en el centro de curvatura cuyo radio exterior es de 0,85 m (ver figura 3.2). Estos parámetros son el resultado de cálculos de señal-ruido para EAS, tomando en cuenta la cantidad de luz de fondo que muestra el cielo nocturno y el oscurecimiento por la cámara del PMT y las estructuras que lo sostienen. El diafragma se utiliza para eliminar la aberración propia del espejo mientras garantiza un tamaño de *spot* (mancha de luz) casi uniforme sobre un gran campo de visión. Con esta configuración el diámetro del *spot*, (que contiene el 90 % de la luz reflejada por el espejo) se mantiene bajo 0,5°.

La sensibilidad del telescopio se ve mejorada agrandando el diafragma a un radio exterior de 1,1 m. Esta elección determina la eficiencia en la colección de luz aumentándola a casi al doble. El correspondiente incremento en la aberración esférica puede ser compensado por una lente correctora en forma de anillo cubriendo el área adicional con radios interno y externo de 0,85 m $\leq r \leq$ 1,1 m. La lente se encuentra conectada a la pared del edificio por una estructura mecánica ajustable llamada caja de apertura, ésta contiene un filtro óptico que transmite en el rango de longitudes de onda de la fluorescencia del nitrógeno, entre 300 nm y 400 nm, bloqueando la mayor parte del fondo de luz del cielo nocturno. Además ejerce la función de filtro protector por afuera del diafragma. El tamaño de la cámara cuadrada es de 0,9 m $\times$ 0,9 m. Cada píxel en el detector de luz tiene un campo de visión lo suficientemente pequeño como para medir con precisión la trayectoria de la luz en el detector de superficie, pero grande comparada con el tamaño del *spot*. Un diámetro de alrededor de 1,5°, corresponde a un tamaño lineal de superficie de 4,5 cm. La imagen en la superficie de la cámara tiene dimensiones finitas gracias a dos efectos: aberración esférica y nublado.

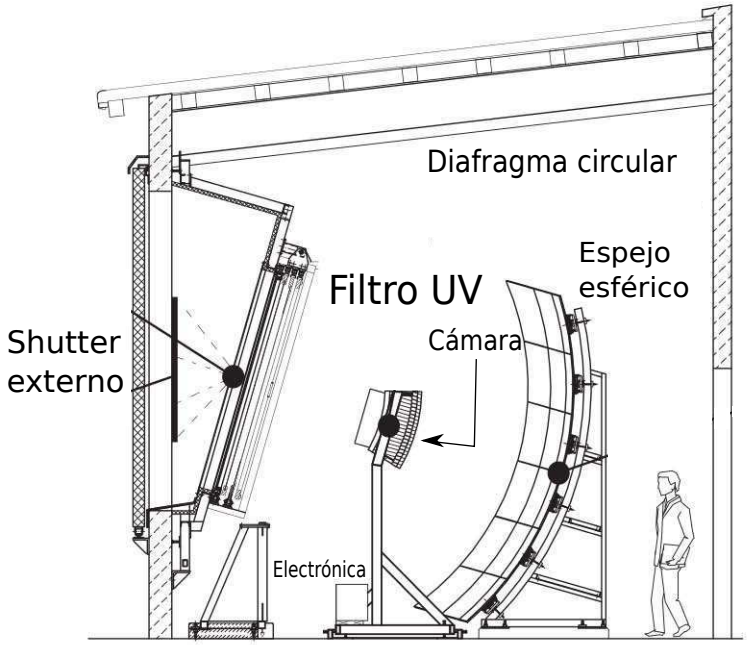

Figura 3.4: *Esquema de un telescopio de fluorescencia. Puede observarse el espejo, el diafragma y en el centro la cámara con el arreglo de PMTs.*

El detector observa la lluvia como un punto de luz moviéndose a la velocidad de la luz a lo largo del eje de la cascada. Cada fotomultiplicador apunta a una porción del cielo de $\approx$1,5°. Estudiando el patrón de la luz de fluorescencia en los fotomultiplicadores se puede determinar el plano que contiene al detector y al eje de la lluvia, llamado *Shower Detector Plane* (SDP), figura 3.5.

En el caso de que la lluvia haya sido detectada en modo "estéreo", o sea, observada por dos telescopios separados unos kilómetros, se pueden determinar dos SDP. El eje de la lluvia será la intersección de los mismos. De esta forma, la dirección de incidencia se determina con mayor precisión que cuando sólo se cuenta con un telescopio, que es el modo "mono" de observación. Se hace notar que la técnica usada por Auger es la híbrida, o sea que se agrega la señal de tiempo de uno (o más) SD a la de los píxeles del FD. Para obtener una buena reconstrucción de la dirección de incidencia es necesario que haya una gran cantidad de PMTs.

La técnica de detección de fluorescencia es la más apropiada para la determinación de la energía del rayo cósmico primario dado que la cantidad de luz de fluorescencia emitida por la lluvia es proporcional al número de partículas presentes en ella, no siendo necesario recurrir a simulaciones como para el arreglo SD.

Dado que la luz Cherenkov producida por la lluvia no es isotrópica, es un factor que debe sustraerse de la de fluorescencia a la hora de calcular la energía. Además de la luz Cherenkov, hay una serie de efectos que deben tenerse en cuenta al momento de convertir la señal de fluorescencia en energía del rayo cósmico primario. Estos incluyen el transporte de energía por las partículas

neutras (neutrinos), los hadrones (cuya energía no se convierte en fluorescencia) y muones penetrantes cuya energía es liberada mayormente en el suelo. Otro hecho a considerar es que una lluvia nunca es vista en su totalidad por el telescopio, se hace un ajuste con una función de Gaisser Hillas. Los parámetros de esta función se miden haciendo un ajuste a la parte visible de la lluvia, generalmente cortada en el comienzo (punto de interacción) y al final (que es absorbida por el suelo).

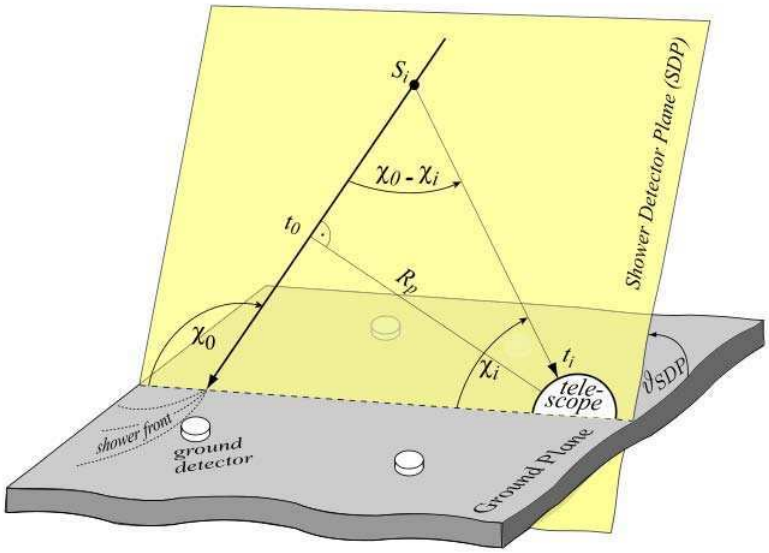

Figura 3.5: *Esquema del Shower Detector Plane y la geometría involucrada en la reconstrucción de la lluvia para los observables del detector de fluorescencia.*

Todos estos efectos se suman a los errores sistemáticos en la medición de la energía. Así, la resolución en la determinación de ésta, que se puede obtener con un telescopio de fluorescencia depende no sólo de la energía de la lluvia sino también del modo de detección ("mono", "estéreo" o "híbrido"). La identificación del rayo cósmico evento por evento es complicada usando la técnica de fluorescencia. Para ello se tiene en cuenta la posición del máximo del desarrollo de la lluvia en la atmósfera, X_{max}. Este parámetro depende de la naturaleza y de la energía de la partícula primaria. Para una energía dada, una lluvia generada por un núcleo pesado tiene su máximo a una altura mayor que aquellas que provienen de núcleos livianos o protones. La diferencia entre la posición del máximo de una lluvia producida por un núcleo de hierro o un protón es de aproximadamente 100 g/cm^2. Las fluctuaciones (posición de la primera interacción, desarrollo de la lluvia, etc.) en la posición de X_{max} son del orden de 50 g/cm^2. Esto hace que sea muy difícil observar la diferencia, pero es más confiable cuando se consideran valores medios.

3.3 Detección híbrida

En la combinación de dos de las técnicas más utilizadas y exitosas en la medición de rayos cósmicos, es donde se encuentra la particularidad del PAO. La mayor ventaja al aplicar estas dos técnicas que registran el mismo evento es que los errores en la reconstrucción disminuyen en forma notable. En la figura 3.6 puede verse un esquema de la reconstrucción híbrida, donde se observa para la misma cascada de partículas los detectores de superficie actuando junto a los de fluorescencia.

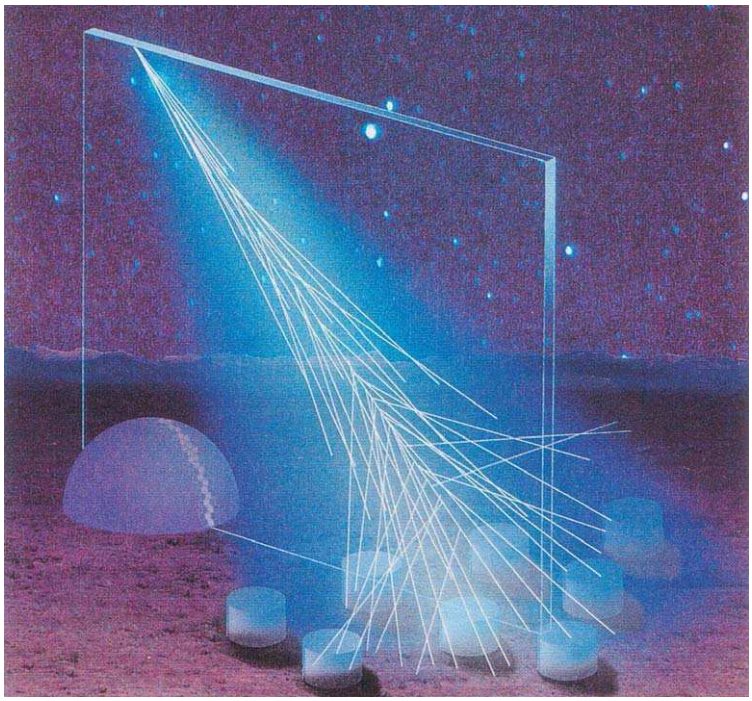

Figura 3.6: *Reconstrucción híbrida de una lluvia de rayos cósmicos donde intervienen detectores de superficie y fluorescencia.*

Los cuatro "ojos" de fluorescencia pueden registrar el desarrollo longitudinal de la cascada. Miran hacia a los detectores de superficie, que registran el desarrollo transversal. Así la dirección de incidencia puede determinarse con mayor precisión en tres etapas:

1 - Se determina el *SDP* usando sólo la información que provee el FD.

2 - Se asume que el *core* de la lluvia está contenido en la línea que forma el *SDP* con la superficie. El ajuste de los tiempos se realiza minimizando un χ^2, este incluye un término relacionado con el tiempo estándar de fluorescencia y un término correspondiente al tiempo del arreglo de superficie.

El primero se expresa como: $\chi^2_{FD} = \frac{N_i}{\sum pe_i} \sum_i \frac{\left(t_i - t_{esperado}\right)^2}{\sigma_i^2} pe_i$ Donde t_i es el tiempo de disparo de los fototubos de la cámara y σ_i la incerteza en la determinación del tiempo de disparo. Los elementos de la suma están pesados por pe_i que es el número de electrones en cada fototubo. Mul-

tiplicando por N_i, número de PMTs disparados, se da el peso adecuado cuando se agrega la componente correspondiente al arreglo de superficie al χ^2. Esta componente viene dada por: $\chi^2_{SD} = \sum_i \frac{\left(t_i - t_{esperado}\right)^2}{\sigma_i^2}$, aquí t_i es el tiempo de arribo medio de las partículas al tanque, y $\sigma_i = \sigma_i^{'}/\sqrt{n_i}$, con $\sigma_i^{'}$ la dispersión en el tiempo de arribo de las partículas y n_i es el número de partículas detectadas en cada estación. La suma se realiza sobre todas las estaciones cuya señal está por encima de un umbral.

3 - Por último, la minimización se lleva a cabo sobre la suma lineal de las dos componentes, $\chi^2 = \chi^2_{FD} + \chi^2_{SD}$.

3.4 Calibración en energía del SD

El sistema de detección híbrido de Auger permite vincular mediciones independientes para una misma cascada de partículas. El arreglo de superficie tiene una exposición plana determinada por su geometría y un ciclo de funcionamiento del 100 % con una incerteza menor a un grado en la medición de las direcciones de arribo. La asignación de la energía del primario depende de simulaciones que deben asumir los modelos hadrónicos y la composición química del rayo cósmico primario. La medición híbrida se realiza cuando una lluvia dispara un telescopio FD y por lo menos una estación del arreglo de SD. Esta combinación mejora la medición de las direcciones de arribo a una incerteza de 0,2°. La asignación de la energía se realiza integrando el perfil longitudinal, dando lugar así a una calibración independiente de los modelos hadrónicos y la composición que luego puede ser usada por eventos únicamente detectados por el arreglo de superficie.

La calibración en energía de FD tiene distintas fuentes de incerteza sistemática: el *fluorescence yield*, la calibración absoluta, la atenuación atmosférica, y el método de reconstrucción; todas estas se estiman llevando a un valor de $\frac{\Delta E}{E} \sim$ 22 %.

El procedimiento que se realiza para calibrar de energía el arreglo de superficie tiene cuatro pasos:

i - Se ajusta el perfil lateral con una función de distribución lateral (LDF, ecuación 2.9, capítulo 2) obteniendo la señal a una cierta distancia del eje de la lluvia (1000 m) que da lugar al estimador de la energía. (ver figura 3.7, izquierda).

ii - Se corrige la diferencia en la señal por la atenuación atmosférica, debido a que las distintas lluvias atraviesan diferente profundidad atmosférica para la misma energía y ángulo, renormalizando la señal a la que hubiera producido con un ángulo de arribo de 38°[2] (figura 3.7, derecha).

2. Método del corte a intensidad constante o Constant Intensity Cut, CIC, por sus siglas en inglés.

iii - La energía de la lluvia es obtenida del perfil longitudinal medido por el telescopio FD (figura 3.8, izquierda).

iv - Se obtiene la curva de calibración mediante la correlación entre $\log(S_{38})$ vs $\log(E_{FD})$ (figura 3.8, derecha).

Así es como se vincula el tamaño de la lluvia S_{38} y la energía. Este mismo procedimiento se utilizó para el infill y es un tema original de esta tesis que será desarrollado en el capítulo 8.

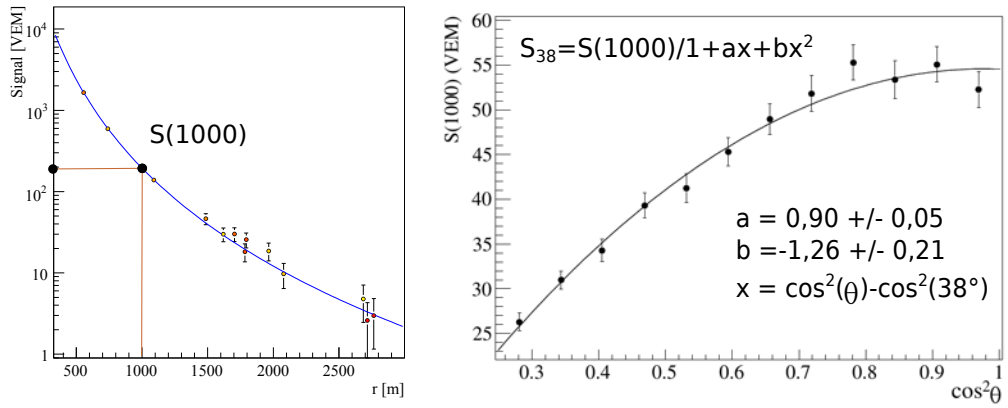

Figura 3.7: *Izquierda: puede observarse el perfil lateral de la lluvia, los datos corresponden a la señal medida por cada estación SD; el S(1000) obtenido a partir del ajuste da lugar al estimador de la energía. Derecha: la curva CIC(θ) se utiliza para llevar el S(1000) a S_{38}, el estimador de la energía del rayo cósmico primario.*

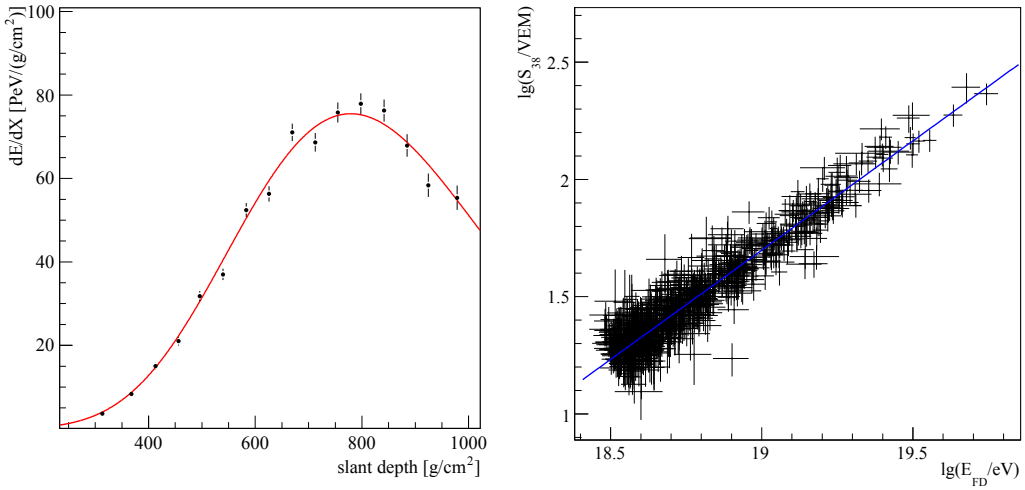

Figura 3.8: *Izquierda: perfil longitudinal medido por uno de los FD. Derecha: curva de calibración que muestra la correlación para un mismo evento, la energía FD con el estimador S_{38}.*

3.5 Resultados del Observatorio Pierre Auger

3.5.1 Espectro

Con la calibración mostrada en la sección 3.4, puede obtenerse el espectro de rayos cósmicos con mucha estadística, utilizando los eventos SD, ya que este detector funciona permanentemente. Pero como el SD es eficiente a partir de 3×10^{18} eV y la detección híbrida a partir de 10^{18} eV, el espectro total puede obtenerse de la unión de ambas mediciones. En la figura 3.9 puede observarse el flujo medido contra la energía del primario utilizando esta combinación de detectores que ofrece el PAO, uniendo los eventos medidos con SD y con FD.

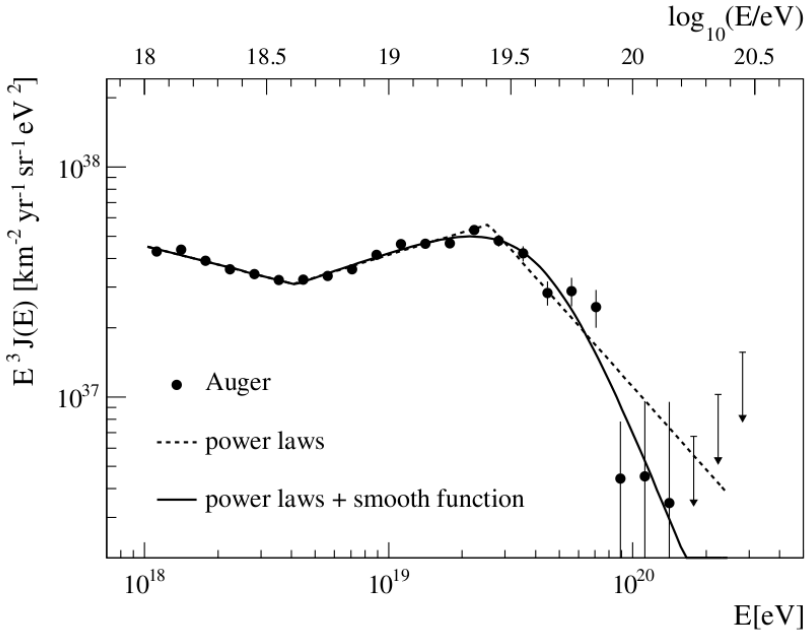

Figura 3.9: *Espectro en energía derivado de la combinación del SD y del FD del PAO. Sólo se muestran las incertezas estadísticas. La incerteza sistemática es del 22 %.*

El espectro aquí se encuentra multiplicado por E^3 para resaltar el tobillo y la supresión. El tobillo se observó a $\log_{10}(\frac{E_{tobillo}}{eV}) = 18{,}61 \pm 0{,}01$ y la caída del espectro, en $\log_{10}(\frac{E_{1/2}}{eV}) = 19{,}61 \pm 0{,}03$. La última actualización del espectro puede verse en la referencia [18]. Estas dos características muestran ser claras y contundentes, el tobillo es observado por varios experimentos, y por otro lado, el espectro de rayos cósmicos llega a su fin.

Puede verse que el alcance incluyendo datos híbridos es hasta energías de 10^{18} eV. AMIGA juega el papel necesario para que un Observatorio de las características de Auger pueda llegar a $\leq 10^{17}$ eV.

3.5.2 Direcciones de arribo y anisotropía

Se puede tener anisotropía en las direcciones de arribo a altas energías ya que la pérdida de energía restringe las fuentes de rayos cósmicos a unas pocas en el universo cercano. Esta característica abre la posibilidad de detectar esas fuentes para su estudio abriendo un nuevo campo: *Astronomía de partículas cargadas*. Se publicó una primer búsqueda de anisotropía para rayos cósmicos por encima de E $\geq$ 55 EeV realizando una comparación con las posiciones de las galaxias con núcleos activos del catálogo Véron-Cetty y Véron (VCV) [39]. La búsqueda fue realizada para AGNs dentro de 75 Mpc en circulos con radio 3.1° alrededor de ésta. El set de datos actual está compuesto de 58 eventos con 26 de ellos que tienen una correlación de galaxias cercanas [40]. La probabilidad de que una distribución isotrópica imite de casualidad estos números es menor al 1 %. Por otro lado, el catalogo VCV es incompleto e inhomogéneo, particularmente cerca del plano galáctico. Si se remueven los eventos con una latitud galáctica de $|b| < 12°$ la correlación se transforma en 25 de 45 alejándose de las hipótesis de isotropía. Una de las cuestiones más interesantes es que la región con mayor sobre densidad de eventos es cercana a Cen A (una AGN a $\sim$ 3.5 Mpc) de donde 12 eventos son detectados dentro de los 18° de 2.7 que se esperarían con la hipótesis de isotropía, o sea, un 2 % de probabilidad.

Por otro lado, los últimos resultados respecto a la anisotropía de gran escala muestran que por encima de 2×10^{17} eV no fue observado un patrón significativo. El experimento AGASA reportó, usando 4 años de datos, una amplitud de dipolo del 4 % orientado cerca del centro galáctico a E$\sim 1-2\times10^{18}$ eV [41]. Sin embargo, el Observatorio Pierre Auger, no observó ningún exceso de esta naturaleza.

En el PAO se utilizan dos métodos para analizar el primer armónico del dipolo subyacente, Rayleigh modificado y East-West. Estos dos métodos son complementarios y tienen en cuenta variaciones en el arreglo de detectores tales como la no uniformidad en la aceptancia junto a efectos de temperatura y presión en la atmósfera. Ambos métodos serán descritos en el capítulo 9.

La figura 3.10, muestra el análisis con datos del PAO en intervalos independientes de energía (columna izquierda) y en umbral de energías (columna derecha) [42]. Aquí se puede observar las amplitudes del dipolo (figura superior), donde no se observa una amplitud significativa. En las figuras del medio se muestra la probabilidad de obtener una mayor amplitud en cada intervalo de energía para una fluctuación estadística de isotropía. Luego, en las figuras inferiores, se muestra la fase del dipolo en función de la energía.

Mientras las mediciones de amplitud no muestran evidencia de anisotropía, se puede observar una transición suave en la fase para mediciones adyacentes en energía en la figura de la izquierda. Esto sugiere una transición de una fase común en $\sim$270° para los primeros intervalos (debajo de 1 EeV), que es compatible con la ascensión recta del Centro Galáctico, hacia otra fase de $\sim$100° por arriba de 5 EeV. Es de notar que se esperaría una distribución al azar de la fase para el caso en que las muestras sean independientes y cuya distribución parental es isotrópica [42].

Como no se observa un apartamiento significativo de isotropía, se pueden obtener límites superiores al 99 % de nivel de confianza (C.L.) utilizando sólo las

incertezas estadísticas. Estas distribuciones son calculadas a partir de una distribución que proviene de una población caracterizada por una anisotropía de amplitud desconocida [43]. La amplitud de Rayleigh medida por un observatorio depende de su latitud y del rango considerado de ángulos cenitales y puede relacionarse con la componente real del dipolo ecuatorial: $d_\perp$. Esta relación es $d_\perp \simeq r/ < \cos\delta >$, siendo ésta la componente que tiene relevancia física. δ es la declinación de los eventos detectados. Esto permite una comparación directa con resultados de distintos experimentos y predicciones de modelos.

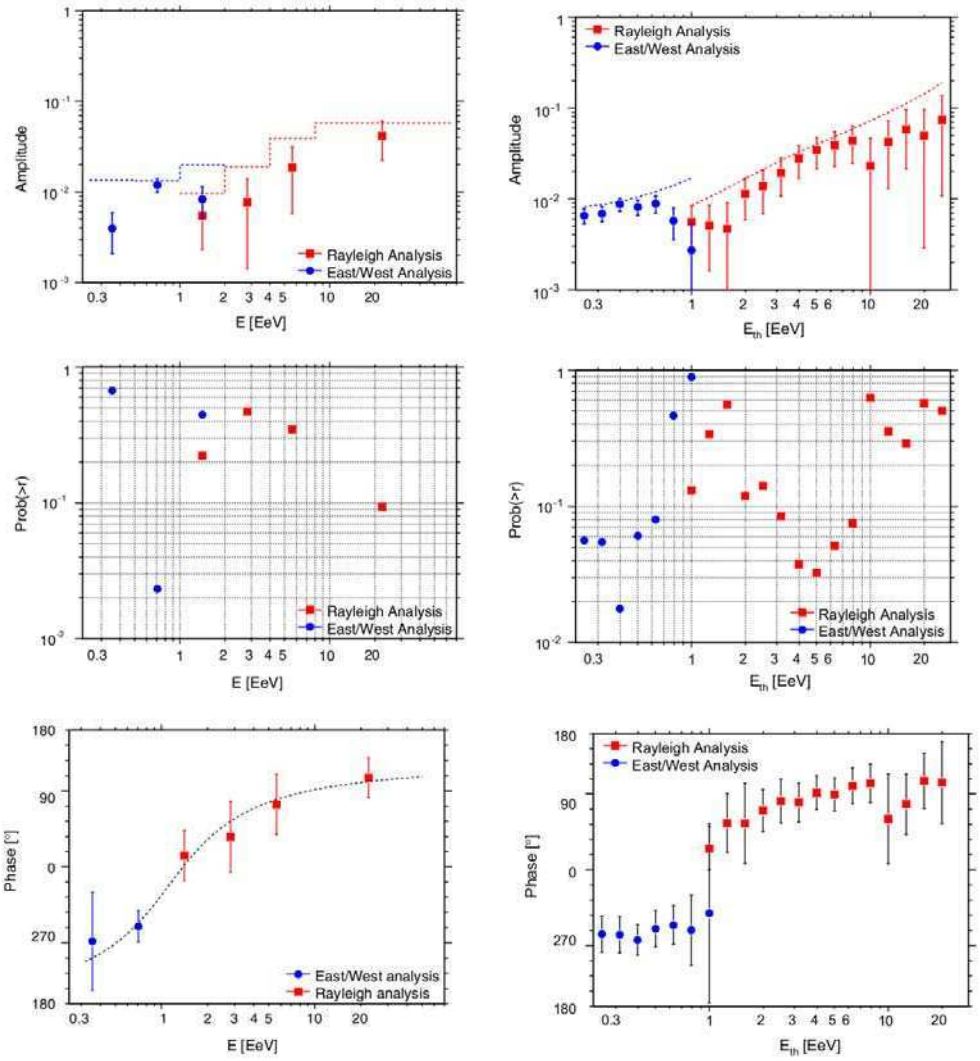

Figura 3.10: *Arriba: amplitud del primer armónico en función de la energía para intervalos de energías y umbral, la linea punteada indica el 99 % (C.L.) límite superior en las amplitudes que podría resultar de fluctuaciones de una distribución isotrópica. Medio: probabilidades correspondientes para obtener por lo menos la misma amplitud de una distribución isotrópica subyacente. Abajo: Fase del primer armónico en función de la energía, la linea punteada proviene de un ajuste empírico.*

Entonces se obtuvieron los límites superiores para $d_\perp$ en función de la energía. Estos se compararon con los obtenidos por otros experimentos (EAS-TOP, AGASA, KASCADE y KASCADE-Grande), figura 3.11. Se muestran además las predicciones para dos tipos de modelos con diferentes asimetrías de campos

magnéticos (A y S), por arriba de 1 EeV; las predicciones para un origen puramente galáctico por encima de 10^{19} eV (Gal); y lo que se espera del efecto Compton-Getting para una componente isotrópica en el marco de referencia del fondo de radiación de microondas (C-GXgal).

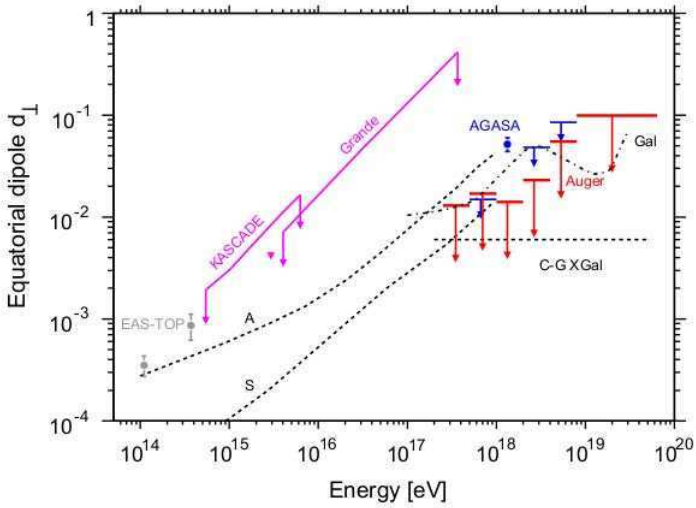

Figura 3.11: *Resultados en límite superior de la amplitud del dipolo perpendicular, $d_\perp$, para distintos experimentos incluyendo los últimos resultados del PAO.*

3.5.3 Máxima profundidad de la lluvia

Se realizaron análisis de los valores medidos de $< X_{max} >$ y el RMS(X_{max}). Los resultados del PAO fueron ya presentados en el capítulo 1 para mostrar la problemática del estudio de composición química de los rayos cósmicos, comparándolos con los de Hi-Res.

Asumiendo que las interacciones hadrónicas no cambian mucho dentro del rango energético observado, el valor de $< X_{max} >$ y sus fluctuaciones (RMS), independientemente, representan una marca de un incremento en la masa promedio del primario a altas energías. Resulta de gran interés contrastar estos resultados con los de anisotropía ya que primarios pesados se deflectarían más en los campos magnéticos galácticos y extra galácticos, impidiendo vislumbrar la correlación con las fuentes puntuales.

3.5.4 Límite de fotones

No se han identificado fotones de alta energía, y los límites que se obtuvieron con el PAO se muestran en [44]. Estos resultados complementan restricciones para los modelos *top-down*. En la búsqueda futura de fotones como rayos cósmicos primarios, el poder de separación entre fotones y núcleos primarios puede mejorarse agregando información de las extensiones a bajas energías como HEAT, AERA o AMIGA.

3.5.5 Límite de neutrinos τ

Se analizaron datos concluyendo un límite superior al flujo difuso de ν_τ [45, 46]. No se detectaron neutrinos, a pesar de que el PAO tiene la mejor sensibilidad

para la detección de estas partículas alrededor de los EeV. Esta constituye la mejor energía para explorar los flujos predecidos de neutrinos GZK. Sin embargo en cuanto a las incertezas, el límite presentado es por lo menos un orden de magnitud más alto que las predicciones de neutrinos GZK y es necesario colectar más datos para realizar una aseveración final.

3.6 Extensiones del Observatorio Auger

En esta sección se verán las extensiones más importantes que el PAO está desarrollando actualmente como continuación de sus detectores para alcanzar objetivos que se complementan con los originales. AMIGA será descrito con más detalle en el capítulo 4, aquí se muestran las principales características de HEAT y AERA. El primero resulta una extensión de los FD observando a mayor altitud para captar lluvias de menor energía ($\sim$ 0.1 EeV). El segundo utiliza una técnica que ha resurgido como forma de detección de rayos cósmicos midiendo las ondas de radio emitidas por la propagación de las partículas en la atmósfera.

3.6.1 High Elevation Auger Telescopes: HEAT

Este detector agrega al observatorio tres nuevos telescopios de fluorescencia de diseño similar a los ya existentes para detectar perfiles longitudinales de lluvias en el rango de elevación de 1.5°×58°. Los telescopios originales cubren el rango de 1.5°×30° mientras que los de *HEAT* lo hacen para el rango 30°×58°. Esto es alcanzado mediante la elevación de los telescopios unos 29° figura 3.12, izquierda [47, 48].

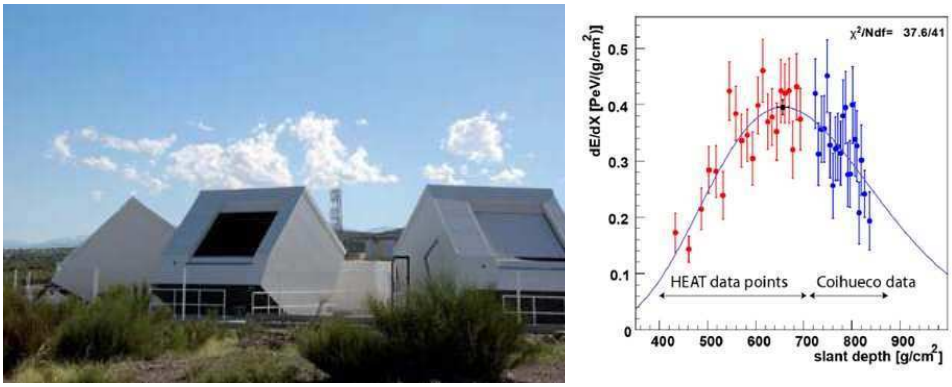

Figura 3.12: *Izquierda: pueden verse los tres edificios con telescopios de HEAT en el cerro Coihueco. Derecha: perfil longitudinal de una lluvia registrada para el cual los telescopios de HEAT y Coihueco son necesarios para reconstruir todo el perfil.*

El mayor campo de vista (Field of View, FOV) es necesario para la detección de lluvias de menor energía ya que se desarrollan más arriba en la atmósfera. Además deben ser detectadas a menores distancias ya que la luz de fluorescencia que producen es proporcional a la energía del primario, por lo tanto será menor

que en el caso convencional de los telescopios de FD. En este momento, esta extensión se encuentra adquiriendo datos. Este detector se encuentra optimizado para registrar lluvias cercanas en conjunto con el FD de Coihueco, pero también para operar en forma híbrida con los SD y contadores de muones de AMIGA. Las primeras mediciones han mostrado que bajará el umbral de energías a 0.1 EeV y que su operación cumple con los parámetros de diseño. En la figura 3.12, derecha, puede verse el perfil longitudinal de un evento de baja energía reconstruido por uno de los telescopios de *HEAT* y uno de los FD de Coihueco, con energía de E=(2.0±0.2) $\times$ 10^{17} eV.

3.6.2 Auger Engineering Radio Array: AERA

La idea detrás del detector *AERA*, es que se pueden detectar las lluvias que producen los rayos cósmicos utilizando la radiación coherente en la banda de radiofrecuencias que producen las partículas secundarias, que se deflectan por los campos geomagnéticos terrestres. La técnica de radio detección fue investigada en los años sesenta [49], y los resultados obtenidos en experimentos recientes para energías de alrededor de 10^{17} eV (LOPES [50] y CODALEMA [51]) muestran el gran potencial del mismo. Las principales ventajas radican en que tienen un ciclo de funcionamiento del 100 %, una relación señal ruido que va como el cuadrado de la energía del primario, y una alta resolución angular junto con sensibilidad para la evolución longitudinal de las lluvias. Estas características combinadas con la capacidad de medir la profundidad del máximo de la lluvia que permite discriminar en composición junto a el bajo costo para realizar grandes arreglos de detectores, los transforma en un excelente complemento de los SD.

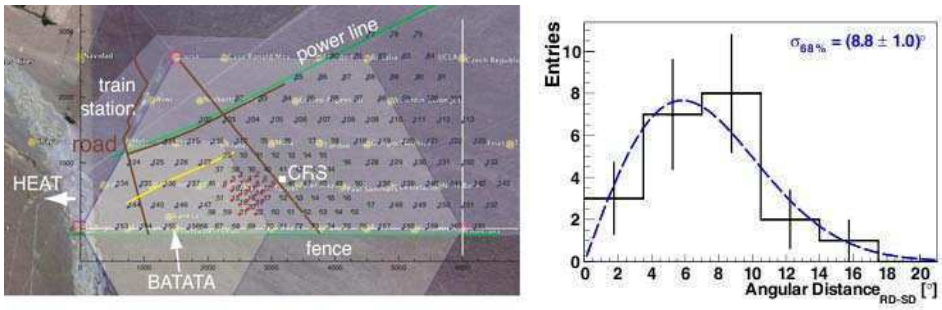

Figura 3.13: *Izquierda: mapa del arreglo de detectores sobre el hexágono de AMIGA. Derecha: comparación preliminar de direcciones de arribo reconstruidas utilizando SDs y antenas de radio en conjunto.*

AERA está compuesto de 150 estaciones de radio detección que tienen una capacidad de disparo propio y se esparcen sobre ∼20 km^2 de superficie [52] sobre la zona de AMIGA-HEAT, figura 3.13, izquierda. Consiste en un área con diferentes densidades de estaciones para cubrir una gran región de energías por encima de 0.1 EeV. Se puede obtener la energía y el tipo de primario junto a las direcciones de arribo. Algunos resultados preliminares se muestran a la derecha de la figura 3.13. El desarrollo de estos detectores da lugar a pensar que en un futuro se pueden realizar mediciones "super híbridas" utilizando los cuatro tipo de detectores que estarán disponibles: SD, FD, MD y antenas de radio detección.

3.7 Conclusiones del capítulo

En este capítulo se presentaron las características más importantes del Observatorio Pierre Auger y sus detectores. Las capacidades de estos para medir las lluvias de partículas secundarias producidas por rayos cósmicos primarios esta muy bien establecida. La forma que tienen los detectores de medir y trabajar en conjunto resulta única en el mundo para el detector más grande de su tipo.

El detector de superficie tiene una eficiencia del 100 % para lluvias por encima de 3×10^{18} eV. Los 3000 km^2 de superficie cubierta hacen que el PAO sea la instalación más grande del mundo en su tipo. Se ha explicado como funciona este detector y como mide la distribución lateral de las partículas de la cascada, junto con su distribución temporal a nivel del suelo. Se mostró como funciona, su calibración, y como se establecen los niveles de disparo que dan eventos físicos y de calidad que darán lugar a las mejores mediciones que se pueden obtener para estos rayos cósmicos.

En conjunción con el SD, el detector de fluorescencia hace que el PAO resalte frente a otros observatorios. Los eventos híbridos logran bajar la eficiencia de detección a 10^{18} eV, extendiendo el rango del SD y aportando mediciones más precisas para la resolución angular. Aquí se ha descrito a este detector y su funcionamiento junto con las ventajas de las mediciones que se realizan en forma híbrida.

Luego se muestra una de las características más importantes del Observatorio, que es la calibración en energía del SD utilizando mediciones del FD. Como el SD funciona el 100 % del tiempo, la estadística colectada es mucho mayor que la del FD, que funciona el 10 % del tiempo. Dado que el FD determina la energía de la lluvia directamente y con precisión se utiliza para calibrar las señales medidas con el SD, teniendo en cuenta la influencia de la atenuación atmosférica. Este procedimiento reemplaza a los cálculos Monte Carlo que se realizan usualmente para la determinación de la energía del primario con SD.

Luego, se expusieron los últimos resultados más relevantes obtenidos por el PAO. El espectro muestra la clara determinación del tobillo a $10^{18,61}$ eV y la supresión de eventos para energías mayores a $10^{19,61}$ eV. No se han detectado primarios de gamma o de neutrino. Las mediciones de las direcciones de arribo reflejan que no se observa un exceso de eventos por encima de $10^{17,5}$ eV, contrario al experimento AGASA, que detectó una anisotropía del 4 %. Sin embargo la medición de la fase muestra valores comunes para energías por debajo de 10^{18} eV que resulta interesante y de la que todavía no se puede realizar ninguna afirmación.

Por último se tomaron las dos extensiones que están ya construidas aparte de AMIGA y más desarrolladas: HEAT y AERA y se mostraron algunos de sus primeros resultados.

4 AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array)

Hay que mantenerse en el "baseline design".

AE, reuniones de grupo AMIGA - Buenos Aires.

Como se mencionó en el capítulo 3, el *Observatorio Pierre Auger* fue diseñado para estudiar los rayos cósmicos de mayor energía en la naturaleza, por encima de 1,0 o de 3,0 EeV en forma híbrida o con el arreglo de superficie, respectivamente. Con el análisis de las EAS, consecuencia de estos rayos cósmicos, se puede determinar la dirección de arribo, energía y composición química del rayo cósmico, esta última en forma estadística. El proyecto AMIGA [53], incorporado en septiembre 2006 al diseño base del Proyecto Auger, tiene como objetivos principales bajar el umbral de energía de Auger de 3 EeV a 0,1 EeV y medir la componente muónica de las EAS utilizando centelladores plásticos. La cantidad de muones junto con la profundidad atmosférica en la cual la lluvia alcanza su máximo desarrollo, X_{max}, son los mejores indicadores de la composición química del rayo cósmico primario. El Observatorio Auger mide X_{max} en forma directa a través de sus detectores de fluorescencia. Con el detector de superficie es difícil discriminar la señal muónica de la electromagnética. Aquí reside una de las características más importantes de AMIGA, que podrá individualizar con certeza cambios en el tipo de primario en función de la energía de incidencia. Es en estos cambios en donde radica el interés científico de los estudios de composición. La composición puede ser solo estimada dentro de un dado modelo de interacción hadrónica y por lo tanto necesitará ser recalculada si dicho modelo es reformulado. Resultados mucho más robustos son obtenidos estudiando cambios en composición en vez de la composición misma al ser éstos esencialmente independientes del modelo hadrónico. Llevar el umbral de energías a 10^{17} eV con discriminación en cambios de composición permitirá estudiar la transición de las fuentes de rayos cósmicos de galácticas a extra galácticas.

El arreglo principal de detectores de superficie de Auger, consiste en 1660 detectores Cherenkov en agua, puestos en una grilla triangular de 1,5 Km de separación entre vértices. Dentro de esta grilla se construyó una pequeña área de detectores llamada infill, con separación 750 m de distancia entre sí, que permite alcanzar energías menores teniendo su máxima eficiencia para rayos cósmicos de 2×10^{17} eV. Este bajo umbral permite incluir la zona del espectro

de rayos cósmicos donde se supone que ocurre la transición de fuentes galácticas a extra galácticas.

Los resultados compilados en la figura 4.1 muestran los alcances de algunos de los experimentos y zonas del espectro en las que observan con eficiencia del 100 %, como ya fue mostrado en el capítulo 1. Cuando los diferentes experimentos son renormalizados en energía hay un acuerdo razonable en la forma del espectro hasta $E \leq 10^{19,5}$ eV. En la región 10^{16} eV a $10^{19,5}$ eV se observan dos zonas características, en las cuales cambia el índice espectral: la segunda rodilla situada por AGASA en $\sim 4\times10^{17}$ eV y por KASCADE-Grande en $\sim 10^{16,9}$ eV y el tobillo en $4-8\times10^{18}$ eV. También se observa un primer cambio en $3-5\times10^{15}$ eV, la rodilla, estando esta región de energías por afuera del rango de detección de Auger y AMIGA.

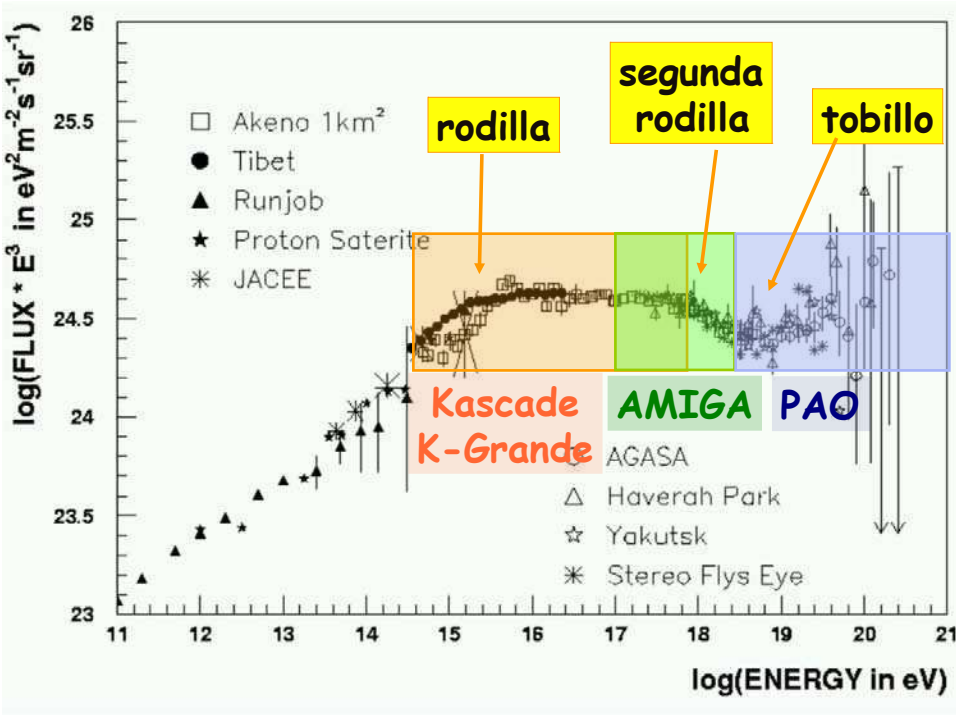

Figura 4.1: *Espectro de rayos cósmicos, graficando el flujo de partículas multiplicado por E^3. Se observan las principales características: rodilla, tobillo y segunda rodilla.*

La segunda rodilla ha sido observada por Akeno y Fly's Eye estéreo [14, 21] en los años noventa a energías mayores a 10^{17} eV. Sin embargo, KASCADE-Grande presentó recientemente el espectro de todas las partículas donde se observa el quiebre a $10^{16,9}$ eV [20]. El resultado de KASCADE-Grande junto con el obtenido en esta tesis, que muestra que no existe la segunda rodilla hasta 2×10^{17} eV y se verá en el capítulo 8, sugiere que se deberá construir dentro del infill de 750 m otro con separación de 375 m para llegar a energías de $10^{16,5}$ eV, y ver el cambio de pendiente con claridad.

Se ha sugerido que este cambio es el resultado del final de la aceleración y confinamiento galáctico de rayos cósmicos con primarios pesados [54, 55] (al igual que la primer rodilla lo hace para los livianos), a energías mayores ya no podrían

ser acelerados eficientemente en nuestra galaxia, por ejemplo en remanentes de supernovas, y al alcanzar este límite necesariamente decaería el flujo con un índice espectral mayor. Se ha sugerido también que es el lugar de la transición entre la componente galáctica y extragaláctica de los rayos cósmicos, o sea que aparte de una aminoración de la componente pesada galáctica empezaría a predominar un flujo extragaláctico que se supone de protones [56, 57].

El tobillo fue observado por Hi-Res y Auger a una energía de $\sim 4 - 6 \times 10^{18}$ eV. Existen varias interpretaciones físicas del tobillo. Por ejemplo, en vez de que la transición entre las componentes galácticas y extra-galácticas suceda en la segunda rodilla, ocurriría en el tobillo [58–60]. De suceder en la segunda rodilla, el tobillo sería el resultado de la creación de pares e^-e^+ por protones extra-galácticos en el fondo de radiación de microondas [56, 57]. El tobillo también ha sido señalado como el final de la transición entre fuentes galácticas y extra galácticas asumiendo una composición mixta de rayos cósmicos extra galácticos en sus fuentes [59]. Ha sido también explicado como el pasaje de protones a hierros ambos de origen extra galáctico [61].

Por lo tanto, es de suma importancia aclarar las divergencias entre las interpretaciones existentes en el rango de energías desde $\sim 10^{16,5}$ eV hasta $\sim 10^{19}$ eV y la manera de hacerlo es estudiar la composición química de los rayos cósmicos en dicho intervalo ya que la misma está fuertemente correlacionada con el origen de éstos, como ha sido mencionado anteriormente. Han sido utilizadas varias técnicas para determinar la composición química de los rayos cósmicos, en particular en la región de más alta energía [62]:

- ▷ profundidad atmosférica del máximo de la cascada, *Xmax*
- ▷ fluctuaciones de *Xmax* (RMS de la distribución de *Xmax*)
- ▷ densidad de muones
- ▷ pendiente de la distribución lateral de partículas/señal en la superficie de la Tierra
- ▷ perfil temporal de la señal en la tierra
- ▷ radio de curvatura del frente de la lluvia
- ▷ análisis multiparamétricos.

Hasta el presente no se han obtenido resultados concluyentes entre las mediciones provenientes de los diversos parámetros.

Los telescopios de fluorescencia pueden medir el perfil longitudinal de las lluvias cósmicas. Si bien los detectores de superficie son sensibles a algunos parámetros, son éstos únicamente una manifestación de características básicas de las lluvias de partículas originadas por el rayo cósmico primario en la atmósfera: el contenido muónico y la profundidad del máximo de la lluvia. Debido a esto, Auger incorpora detectores de muones como tercera componente de detección de forma tal de tener telescopios, detectores de superficie y contadores de muones [63–65].

4.1 El infill dentro del PAO

Como se ha dicho antes, el arreglo de detectores infill con un espaciamiento entre detectores de 750 m es totalmente eficiente a energías mayores de $0,2-0,4\times10^{17}$ eV, para núcleos de hierro y protones como primarios, respectivamente. Detectores adicionales deben colocarse en la grilla de Auger para llegar al arreglo con de 750 m de espaciamiento. El área total del infill fue diseñada fijando un número esperado de eventos, que se evaluó parametrizando el flujo de rayos cósmicos según [66]:

$$N = 530 \left[\frac{A}{20km^2}\right] \left[\frac{t}{yr}\right] \left[\frac{E_0}{1EeV}\right]^{-1,84} \tag{4.1}$$

Con un arreglo de 23,5 km^2, se puede obtener un número apreciable de eventos con energía por sobre los 4×10^{17} eV (~ 3300/año). La configuración óptima es elegir 19 detectores del arreglo regular de Auger, ordenados de manera tal que quede un detector central y dos coronas hexagonales a su alrededor. Para esto, se agregan 42 tanques en la mitad de distancia entre pares de detectores SD de Auger. Esto hace una grilla de 61 detectores como se ve en la figura 4.2. Cada uno de estos detectores de superficie estará acompañado por un contador de muones enterrado a su lado que cubrirá un área de 30 m^2.

Como ya se observó, las simulaciones ayudaron a definir la distancia óptima para el arreglo de AMIGA al edificio de FD, que contiene los telescopios de fluorescencia de Coihueco y HEAT. Estos estudios muestran que la distancia óptima se encuentra entre los 3 y 10 km [67]. El lugar donde será instalado el arreglo de AMIGA se encuentra al este del edificio FD de Cohiueco, en el área de El Sosneado, Provincia de Mendoza, en la margen izquierda del Río Atuel. El hexágono de 61 detectores estará centrado a 6 km del edificio de Cohiueco. La figura 4.2 muestra la distribución de los detectores con los extremos este y oeste del hexágono dados por los tanques de Auger: "Rodrigo" y "Feche". Contrariamente a lo que sucede en otras áreas cerca de los edificios de FD de Los Morados y Los Leones, el nivel de agua bajo la superficie del suelo es muy bajo, un hoyo de 3 metros de profundidad se ha excavado en el área para chequear la consistencia del suelo y no se encontró agua (ver capítulo 6, sección 6.1)

La figura 4.3, muestra como se ubican las estaciones del infill dentro de la grilla normal de 1500 m. Estas se encuentran enfrentadas a la posición del edificio de fluorescencia de Coihueco y de HEAT. También pueden observarse los caminos más importantes de la zona.

Al momento de realizar este trabajo el infill contaba con 35 estaciones, siendo 12 de ellas ya parte del arreglo principal de Auger. Las 23 estaciones restantes fueron agregadas cubriendo así un área de 11,7 km^2. Esto resulta en 15 hexágonos activos sobre una posibilidad de 37 con todo el infill instalado y funcionando. La figura 4.4 muestra la disposición de las estaciones en una grilla tipo infill, los círculos rojos corresponden a las estaciones existentes. Esta figura muestra el crecimiento del infill en función del tiempo.

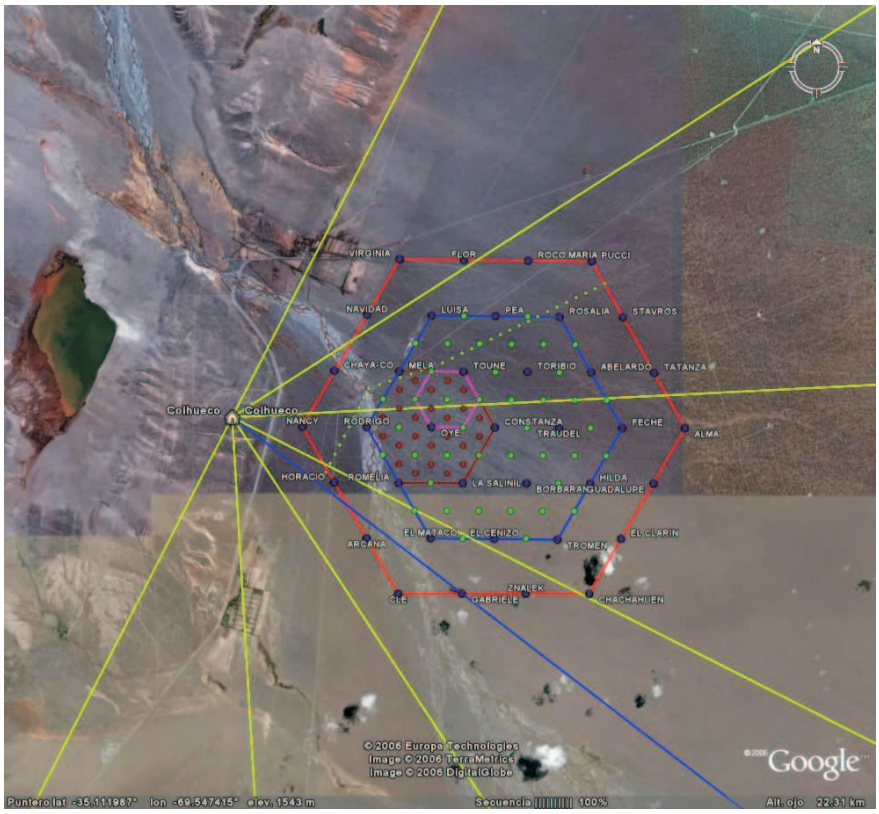

Figura 4.2: *Mapa del trazado del arreglo infill, vista satelital del despliegue de los detectores.*

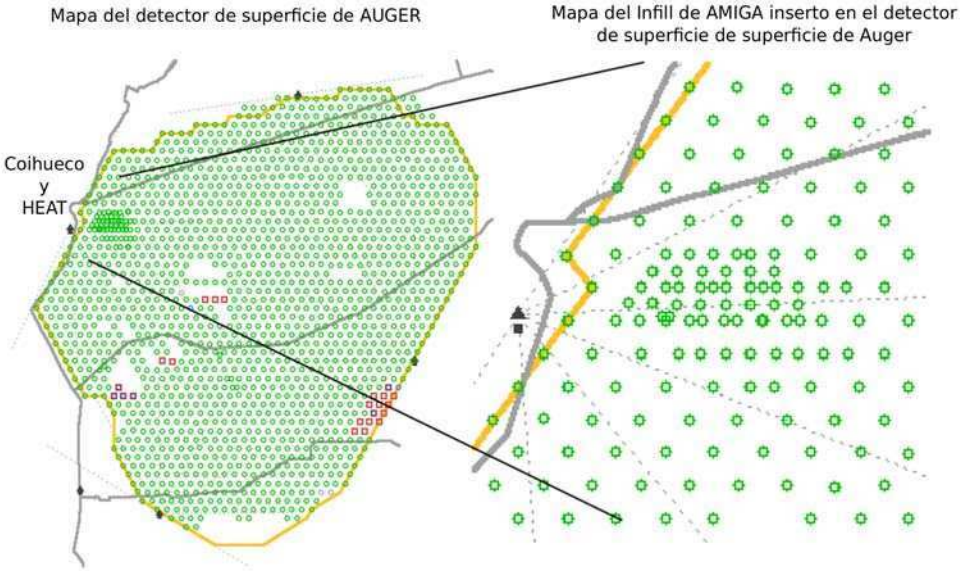

Figura 4.3: *Mapa del infill, dentro del SD del PAO.*

En septiembre de 2007 comenzaron a instalarse los primeros detectores que conformaron el primer hexágono, figura 4.4.a. Este hexágono se encuentra cen-

trado en la estación #1574 llamada "Los Piojos", y corresponde a la posición de los primeros siete detectores instalados. En agosto de 2008 fueron instalados los detectores que conforman la mitad del infill figura 4.4.b, llegando a su apertura para eventos tipo 6T5 con 15 hexágonos. En septiembre de 2009 se instaló una fila adicional de siete detectores, figura 4.4.c, aumentando la cantidad de hexágonos, y en febrero de 2011 se llegó a tres cuartos del área deseada, figura 4.4.d. y en septiembre 2011 se completaron los 61 detectores del infill de 750 m. El análisis que conlleva esta tesis se realizó con solo la mitad del infill funcionando.

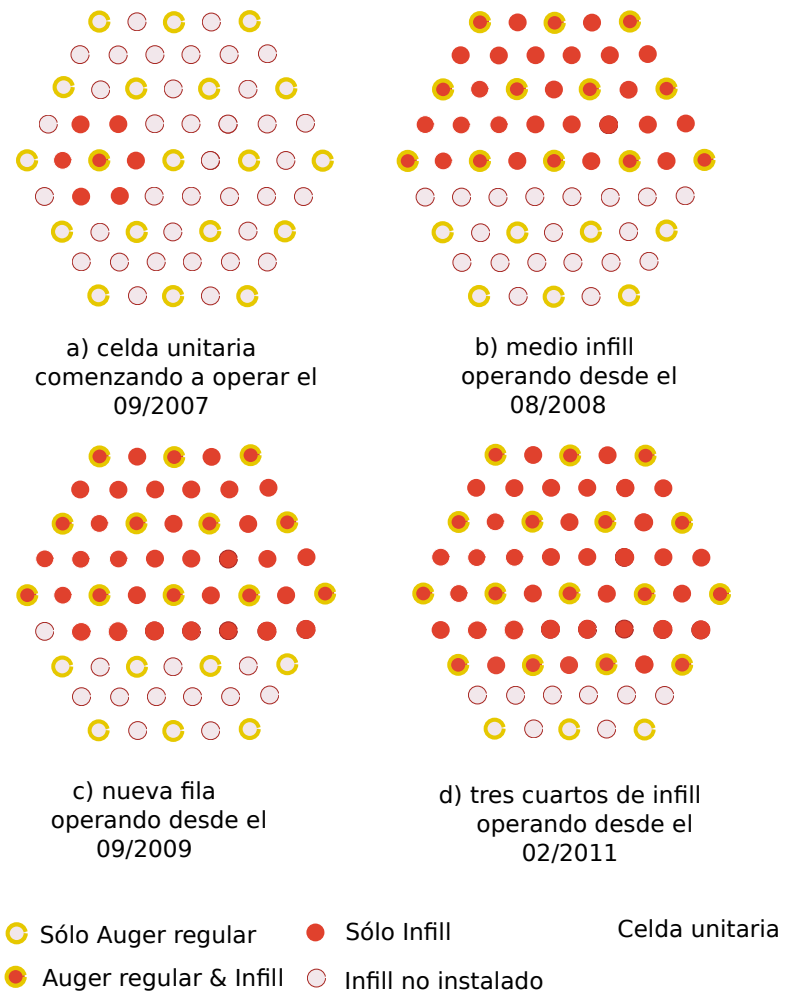

Figura 4.4: *Diferentes configuraciones del arreglo infill de AMIGA a lo largo del tiempo.*

En la figura 4.4 los puntos rojos marcan las estaciones pertenecientes al infill, mientras que los bordeados en amarillo, las que son del arreglo regular de Auger. La celda unitaria corresponde al hexágono donde se instalará la primer fase de contadores de muones, como se describe en la sección 4.2.

4.1.1 Arreglo infill y Auger regular

Además del tratamiento del infill como un detector en sí mismo, una de sus grandes ventajas es que puede utilizarse para comparaciones de los resultados en la región de energías en que se solapa con el SD de Auger. El capítulo 7 muestra los primeros resultados obtenidos en este tema.

Como muestra de esta capacidad, puede observase un evento reconstruido en la figura 4.5, utilizando el programa "Event Display" del software CDAS v4r6, utilizado para ver los eventos recolectados por el observatorio. Este evento es del 2 de enero de 2009, siendo el número 07021038. En esta figura pueden observarse las estaciones del infill disparadas, junto con las señales de los 3 PMTs de cada estación de superficie, además se observan que más de 22 estaciones se encuentran involucradas en la reconstrucción mostrando como las estaciones agregadas funcionan integradas al arreglo regular de Auger.

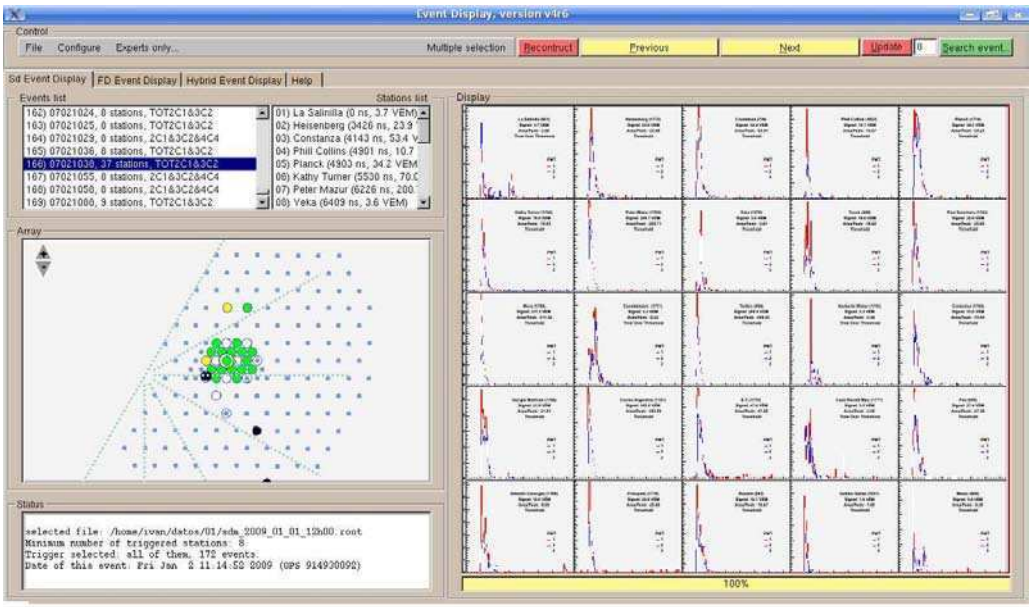

Figura 4.5: *Un evento del infill, disparando gran parte del arreglo. Pueden observarse las trazas de las distintas estaciones disparadas.*

Luego, en la figura 4.6 superior puede observarse el evento mostrado anteriormente reconstruido utilizando solamente las estaciones de superficie de Auger regular. Del lado izquierdo se observa el mapa con las estaciones disparadas y la lista de las mismas, y del lado derecho se muestra la función de distribución lateral (LDF) ajustada con estas estaciones (mientras que los cuadrados azules representan las estaciones con señal, los triángulos celestes marcan las "estaciones silenciosas", que son aquellas que se encontraban en funcionamiento pero no registraron señal durante el evento), y los parámetros obtenidos para el rayo cósmico primario.

Finalmente en la figura 4.6 inferior se muestra la reconstrucción con el infill. Aquí todas las estaciones del arreglo participan del evento y puede notarse como se ve incrementado el número de estaciones en el ajuste de la LDF, mostrando

que ambas reconstrucciones son esencialmente iguales como es de esperar para un evento de alta energía como éste, de 12,6 EeV de energía.

Como se mencionó anteriormente, un estudio más profundo de estas comparaciones se presenta en el capítulo 7.

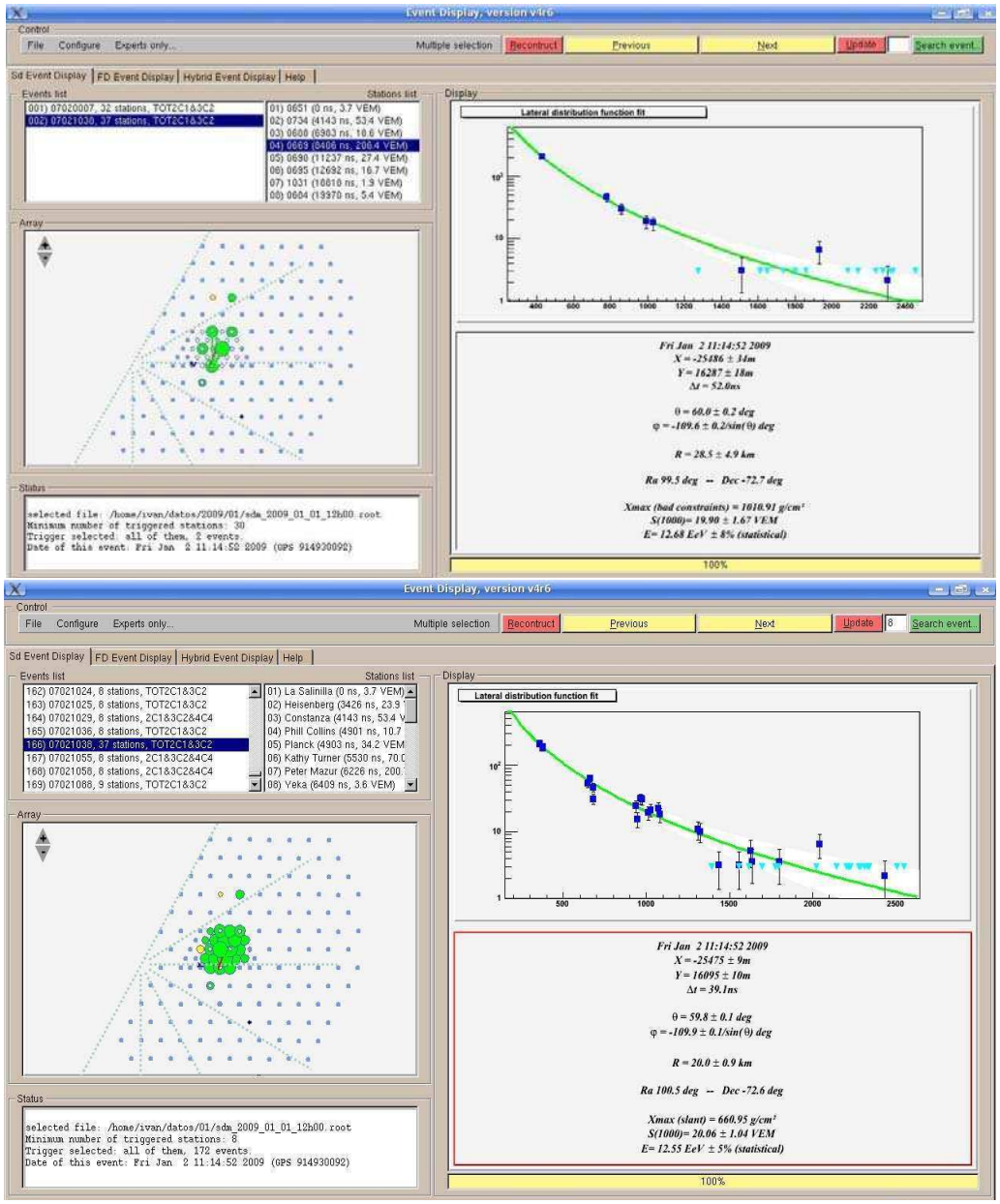

Figura 4.6: *Evento del infill del 2 de Enero de 2009, reconstruido utilizando las estaciones agregadas (arriba) y sin ellas (abajo). En ambos casos pueden observarse la LDF, donde participan las estaciones con señal.*

4.2 Contadores de muones

La medición simultánea y precisa de las componentes muónicas y electromagnéticas (perfil longitudinal) permitirá evaluar la composición química del rayo primario de una manera sin precedentes. Los detectores de muones trabajarán como contadores, dando la electrónica un valores de 1 ó 0 cuando la señal sobrepasa o no un umbral[53].

Cada uno de los detectores de muones (DM) tendrá un área de 30 m^2, y será enterrado al lado de cada de SD en el infill, a 540 g cm^{-2}, 2,3 m de profundidad para la densidad del suelo en AMIGA. Un muón de $\sim$ 750 MeV/cos(θ), con θ el ángulo de incidencia del muón en el suelo es capaz de alcanzar el contador propagándose por la tierra. La distancia al detector de superficie será lo suficientemente grande como para evitar que este bloquee parte de las partículas que puedan llegar al detector de muones, garantizando un recubrimiento de tierra uniforme, pero a su vez, será lo suficientemente chica como para representar el mismo punto físico dentro del frente de la lluvia, y así ser capaz de compartir las señales temporales del GPS y telecomunicaciones con su SD asociado.

Si bien se dará una descripción más detallada del contador de muones sus parámetros de diseño, las campañas de instalación y los primeros resultados en el capítulo 6, se muestra aquí un breve *raconto* de las características del mismo.

Estos detectores están compuestos de 64 barras centelladoras plásticas de 4,1 cm de ancho por 1 cm de alto. El largo dependerá de la superficie de los DM, para los de 10 m^2, las barras tendrán 4 m y 2 m para los de 5 m^2. Cada barra lleva en su interior una fibra óptica de 1,2 mm de diámetro, que colectará la luz generada por los muones que atraviesen el centellador dirigiéndola a los fototubos. Las barras (*strips*) del centellador son de poliestireno, dopado con flúor: PPO (1 %) y POPOP (0,03 %). Tienen unas ranuras que alojan una fibra "wave length shifter", WLS, Saint-Gobain BCF-99-29AMC con múltiple revestimiento de 1,2 mm de diámetro, la cual esta pegada en las ranuras y cubiertas con una lámina reflectiva de *Mylar* aluminizado. Los canales están co-extrudados[1] con un recubrimiento reflectivo de TiO_2 que no deja que la luz escape del centellador [53].

La figura 4.7 muestra una representación del infill con los contadores de muones ya colocados. El hexágono marca la celda unitaria que contendrá los primeros siete detectores de muones prototipos. Si bien cada uno de los DM tienen 30 m^2, estarán compuestos por cuatro módulos, dos de 10 m^2 y otros dos de 5 m^2. Aquí se muestran los módulos instalados al presente: la estación "Corrientes" que alberga los primeros dos módulos, uno de 5 m^2 y otro de 10 m^2, mientras "Heisenberg" y "Phil Collins" (en el centro del hexágono) tienen un módulo de 10 m^2 cada uno.

1. Extrudar es dar forma a una pieza, forzando a través de una abertura.

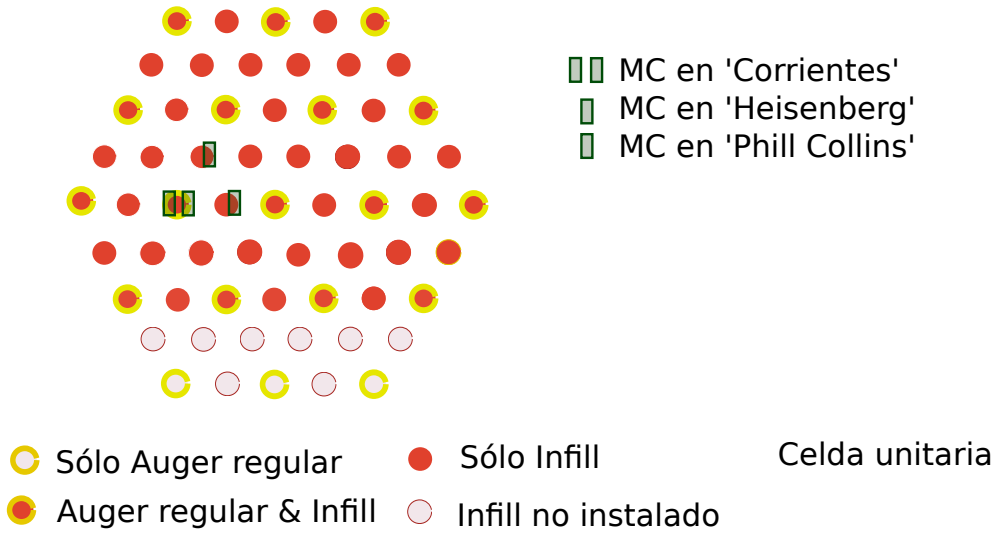

Figura 4.7: *Representación actual de la zona del infill donde pueden observarse los DM adjuntos a su correspondiente SD: dos DM por la estación "Corrientes", uno por "Phill Collins" y otro por "Heisenberg".*

En la figura 4.8 se muestra uno de los sitios donde se instaló uno de los módulos. A la izquierda, un grupo de trabajo se encuentra conectando el panel solar a las baterías junto al SD, puede verse la tapa del tubo de acceso que conduce hacia la electrónica. Una vez que ésta se encuentra colocada el tubo se llena con bolsas con la tierra extraída del pozo, y así para uniformizar el blindaje sobre el contador de muones, que pueden ser levantadas y extraídas para servicio de la electrónica. Del lado derecho, se muestra el contador de muones de 10 m^2 en su pozo a 2,3 m de profundidad antes de ser cubierto de tierra.

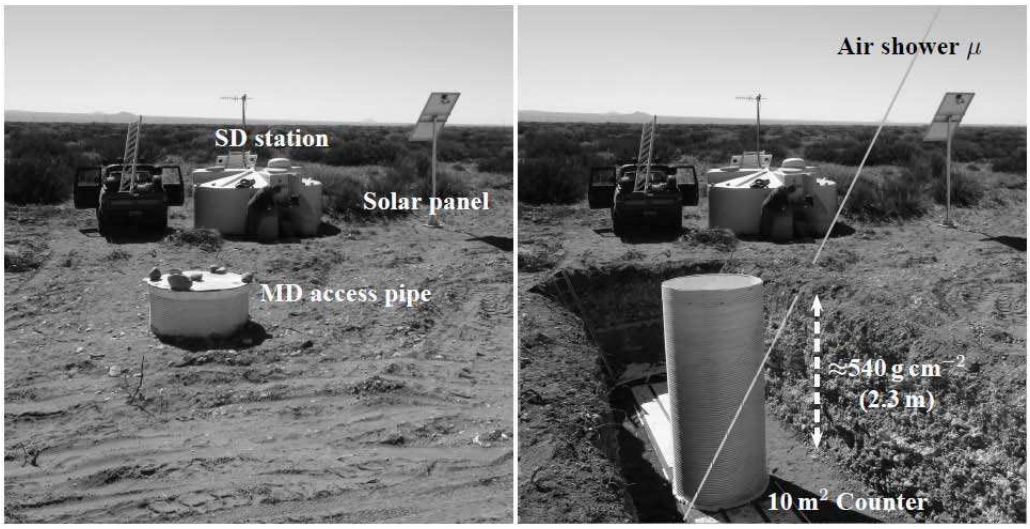

Figura 4.8: *Izquierda: estación de superficie con su respectivo contador de muones enterrado, puede observarse el panel solar que alimenta a la electrónica y el tubo de acceso. Derecha: contador de muones emplazado pero aún no cubierto por tierra.*

Cada fototubo tiene 64 píxeles, a cada uno de los cuales se acopla una fibra óptica. En la figura 4.9 puede verse uno de los módulos en construcción en el laboratorio de ITeDA. Este módulo consiste en 64 canales de 4 m de largo, las fibras que se encuentran alojadas en los canales doblan cuidadosamente hacia el conector óptico de 64 píxeles. Este conector que se encuentra en el centro del detector, y es de PVC maquinado, realiza el acople entre las fibras ópticas y el PMT. Las fibras se pegan dentro de los canales con pegamento óptico Bicrón 600. Las fibras en el conector óptico están pulidas con un cortador de diamante y el extremo opuesto oscurecidas para prevenir los rebotes de las señales que puede dar un doble conteo.

Figura 4.9: *Montaje general del contador de muones, detalle del conector óptico de 64 píxeles, y la placa de ruteo que guia las fibras ópticas hacia el conector óptico.*

La longitud y ancho de las barras constituyen parámetros de diseño y se eligen como un compromiso entre el subconteo de muones por apilamiento y el tamaño del contador para optimizar la estadística. Se eligieron PMTs de 64 píxeles, así cada modulo tendrá 64 varillas y un contador consta de un dado número de módulos. Se eligió un contador de 4 módulos, para la celda unitaria, o sea 256 segmentaciones. Uno de los módulos de 10 m^2 fue separado en dos de 5 m^2 para estudios de apilamiento.

Las incertezas para un sólo contador disminuyen cuando se realiza un ajuste con Función de Distribución Lateral para Muones (MLDF) a la señal de varios contadores y extrayendo una densidad de muones representativa a una distancia del centro de la lluvia, que se eligió como óptima a 600 m, $N_\mu(600)$ [68]. Se ha propuesto una MLDF [68, 69] por la colaboración Kascade-Grande:

$$\rho_\mu(r) = N_\mu(600)\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\alpha}\left(1+\frac{r}{r_0}\right)^{-\beta}\left(1+\left(\frac{r}{10r_0}\right)^2\right)^{-\gamma} \tag{4.2}$$

Fijando $r_0 = 320$ m , $\alpha = 0,75$, y $\gamma = 3$ y dejando N_μ y β como parámetros libres, se obtiene un ajuste satisfactorio a la MLDF. Se observa que la lluvias simuladas que son iniciadas por un hierro como rayo cósmico primario, tienen menor incerteza ya que se obtiene significativamente más muones que las lluvias dadas por protones [68]. Así, con este método se puede obtener un nuevo parámetro para la determinación de la composición, que es el $N_\mu(600)$

4.3 Conclusiones del capítulo

AMIGA se establece como uno de los experimentos más destacados para la medición de rayos cósmicos en la zona de 10^{17} eV en adelante. En este capítulo se muestra como AMIGA, siendo extensión del Observatorio Pierre Auger, tiene las capacidades de explorar y contestar algunos de los interrogantes más importantes que plantean los rayos cósmicos, en una de las zonas de energías menos exploradas.

Establecer la composición química de los rayos cósmicos es uno de los problemas más acuciantes de la actualidad. El análisis de los parámetros que dan cuenta de ella resalta que el contenido muónico de la lluvia es uno de los más sensibles para determinarla.

El infill, con una separación entre detectores de 750 m, provee una herramienta única para extender el rango de detección del SD de Auger. Ofrece la capacidad de medir los rayos cósmicos y obtener una prolongación del espectro, anisotropía y de las características más importantes por arriba de 10^{17} eV. Además del tratamiento como detector independiente, se puede utilizar para comparar los resultados en la región en que solapa con el SD regular.

Por otro lado, los contadores de muones permiten evaluar la composición química del primario de una forma sin precedentes. La técnica de detección por conteo y la electrónica de 1 bit servirán para determinar el número de muones de la lluvia de manera muy precisa. Estos detectores ya empezaron a ser fabricados e instalados en el campo junto a los SDs del infill que serán los que den la información respecto al rayo cósmico.

5 Estudio del primer prototipo de contador de muones

En el capítulo 4 se presentó el diseño de los detectores de AMIGA y sus objetivos científicos. En este capítulo se presentan trabajos con los primeros prototipos realizados con el fin de perfeccionar el diseño, comprender el funcionamiento cuando el detector está enterrado y buscar problemas ocultos antes de proceder al emplazamiento de los contadores en el Observatorio.

En la sección 5.1 se reseñan los trabajos realizados con un prototipo antes y después de ser éste enterrado en ITeDA en el predio del Centro Atómico Constituyentes-CAC. Luego, se buscó contrastar el funcionamiento del contador en el laboratorio y en el campo frente a posibles dificultades que podrían acarrear el soterramiento por la diferencia de presión, la exposición a la interperie, el anegamiento, la integridad del contador y su electrónica, y por la estrategia de enterramiento y mantenimiento. Esto se muestra en la sección 5.2. Al final, en la sección 5.3 se presentan las conclusiones de este capítulo.

Con posterioridad se perfeccionaron significativamente los diversos diseños del módulo para proceder así a la instalación de prototipos en escala 1:1 en el Observatorio.

5.1 Prototipo de contador de muones

AMIGA consiste en contadores de muones enterrados junto a cada SD de su infill. Cada contador tendrá su electrónica asociada tanto en superficie como bajo tierra. En esta parte del trabajo se comprobó experimentalmente la factibilidad de esta propuesta enterrando un prototipo del contador de muones junto con su electrónica a ~ 2.5 m de profundidad en el predio de ITeDA en el CAC. Sobre el módulo se colocó un tubo de servicio de PVC de 1 m de diámetro para permitir el acceso a la electrónica del prototipo. La protección para la conexión óptica y electrónica del sistema fue diseñada y construida *ad hoc* para este experimento, que aportó experiencia en campo para poder arribar al diseño definitivo.

5.1.1 Primer prototipo de contador de muones enterrado

El trabajo fue realizado con un prototipo de contador de muones ensamblado en el Argonne National Laboratory, EE.UU., con dimensiones de 135 cm de largo, 70 cm de ancho y 1,5 cm de alto. Este contador contiene 16 barras centelladoras acanaladas con fibras ópticas pegadas, cuyos extremos son direccionados hasta un conector óptico.

En la figura 5.1 se observa una imagen del módulo utilizado en la etapa de prototipo. El conector óptico se ubicó en uno de los extremos del detector. Como resultado de éstas y otras pruebas con prototipos se realizó un cambio de diseño llevando las fibras ópticas hacia el centro y colocando el acceso al PMT junto con la electrónica en ese lugar. Esto facilita la forma de acceder y de direccionar las fibras junto con el sostén mecánico del sistema. Se ampliarán detalles en el capítulo 6.

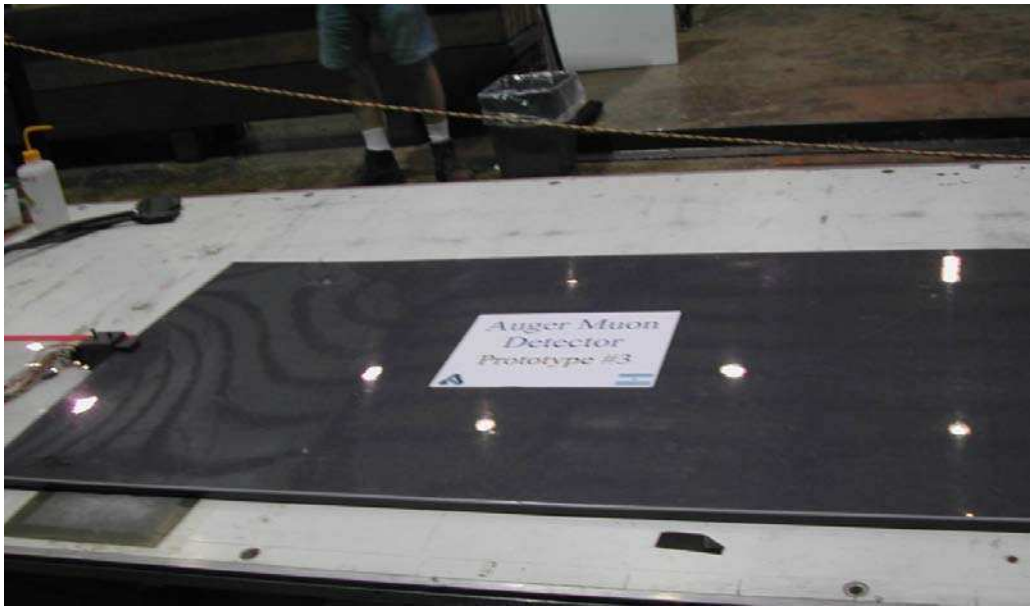

Figura 5.1: *Primer prototipo de contador de muones utilizado, cuenta con 16 barras centelladoras y sus respectivas fibras ópticas. En el extremo izquierdo del contador puede observarse el conector óptico.*

El cuerpo del prototipo es de PVC de 1,6 mm de espesor. El conector óptico es una pieza de PVC maquinado que facilita el acoplamiento de las fibras ópticas al fotocátodo del PMT, la unión entre el conector y la ventana catódica se logra insertando ambas piezas en una juntura de PVC de sección cuadrada que se ajusta a cada pieza por separado. Este método brinda una protección a la ventana sobre la que se unta grasa óptica para favorecer el acoplamiento con las fibras. En la figura 5.2 se observan imágenes del conector óptico durante el ensamblado del módulo y de la unión utilizada para el acoplamiento con el PMT.

Las distintas piezas del módulo se pegan y para su sellado definitivo se mantienen a un vacío de 0,5 atm. Convirtiéndose así en una unidad robusta y resistente.

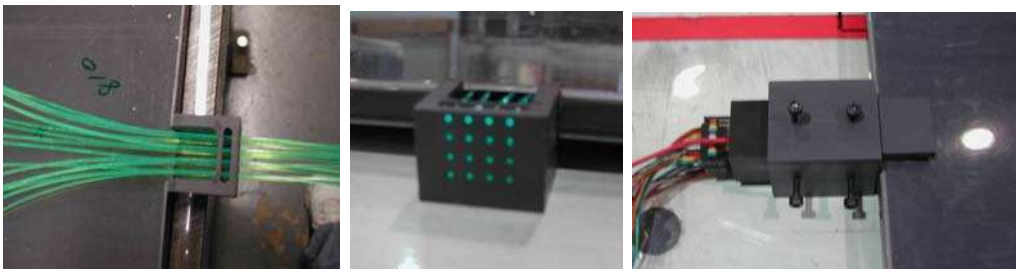

Figura 5.2: *Conector óptico de PVC maquinado, vista superior (izquierda) y frontal (centro) durante el ensamble del prototipo. Se puede observar la pieza que se utiliza para la unión del PMT con el conector óptico una vez sellado el módulo (derecha).*

5.1.2 El tubo fotomultiplicador

El PMT utilizado en este trabajo es un Hamamatsu de la serie H8711-06 multiánodo, consta de 16 píxeles de 4,25 mm $\times$ 4,25 mm de superficie. Su respuesta espectral se encuentra en el rango 160 nm - 650 nm, con un pico de respuesta en 420 nm. Su diseño le permite operar entre -30 °C y 50 °C. El fotocátodo está protegido por una ventana de sílica de 1,2 mm de espesor, y posee 12 dínodos para lograr ganancias de 3.5×10^6 a 25 °C de acuerdo con la información suministrada por el fabricante [70]. Se alimenta con alta tensión negativa, en este caso se utilizó para todas las mediciones -950 V, aunque tolera hasta -1000 V entre cátodo y ánodo. En la figura 5.3 se representa esquemáticamente la ventana del cátodo, y los conectores para la alimentación y la salida de los 16 píxeles [71].

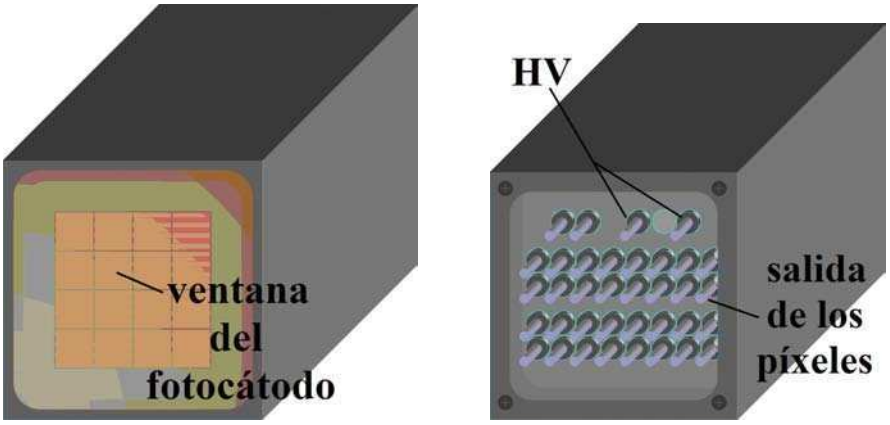

Figura 5.3: *Representación esquemática del PMT de 16 píxeles utilizado, se observa la ventana del fotocátodo (izquierda) y la cara opuesta con los conectores para el alto voltaje (HV) y las salidas de los píxeles (derecha).*

Teniendo en cuenta la sensibilidad del fotocátodo a la contaminación lumínica, se preparó un cuarto oscuro y se realizaron las mediciones introduciendo el PMT en una caja con orificios ciegos para permitir el paso de los cables de alimentación y de adquisición de la señal. Para mejorar el aislamiento, se pintó la caja con pintura asfáltica negra por dentro y por fuera, y se la enfundó en una bolsa de tela *blackout*.

Para caracterizar el PMT se comenzó midiendo los pulsos de cada píxel generados por la emisión de un electrón que logra vencer la función de trabajo del fotocátodo por agitación térmica (pulsos de corriente oscura). Estos pulsos producen una tensión transformada en corriente sobre una resistencia de 50 Ω sobre la cual se realiza la medición. En experimentos con centelladores y fibras ópticas, el pulso también es producido por la llegada de un fotón al fotocátodo, el cual le arranca un electrón que luego produce por avalancha el pulso en el ánodo. Estos pulsos son conocidos como pulsos individuales fotón-electrón (*s*ingle photo-electron, SPE).

Antes de realizar la medición se dejó que el PMT se estabilice por unas horas. Los pulsos fueron medidos con un osciloscopio Tektronix TDS3034 y almacenados en la computadora utilizada para controlar la adquisición a través de un puerto GPIB. El programa de adquisición permite configurar la cantidad de pulsos a almacenar y digitaliza la señal de cada canal del osciloscopio en 500 puntos que se graban en un archivo de datos en formato de punto flotante. *Off-line* se analizan los pulsos obteniendo el máximo del pulso e integrando la señal para obtener los histogramas de amplitud y carga de cada medición.

La línea de base de un PMT se define como un nível de tensión continua sin señal y es inherente a cada fotomultiplicador. Para remover la misma de las mediciones y habida cuenta que puede variar en el tiempo, el programa de adquisición que configura el osciloscopio mide primero cien puntos. Luego, el programa de análisis determina el *offset* con estos 100 puntos y lo sustraen de la señal.

La carga de los pulsos se obtiene integrando y teniendo en cuenta la escala temporal dt con la que se adquirieron los datos junto a la resistencia de carga R_c a la salida del circuito. Aplicando la ley de Ohm y discretizando la integral sobre la corriente, se obtiene la siguiente expresión para la carga:

$$Q = \frac{\triangle t}{R_C} \sum_{i=1}^{N} V_i \tag{5.1}$$

donde N es la cantidad de puntos en los que se digitaliza cada pulso y $\triangle t = dt\,\frac{m}{N}$, siendo m la segmentación de la escala horizontal del osciloscopio ($m = 10$ y $N = 500$ para este modelo).

Ganancia del tubo fotomultiplicador

En la figura 5.4 se muestran los histogramas de amplitud y de carga para mediciones tomadas con uno de los dieciséis píxeles del PMT utilizado en los experimentos, alimentado con alta tensión de -950 V.

La corriente que se mide a la salida del píxel, está formada principalmente por la avalancha resultante de la aceleración de los electrones en los dínodos del PMT, aunque también por el ruido electrónico en el circuito de medición, que en este caso se puede asociar a la primera loma que se observa en ambos histogramas. El corte abrupto al inicio del histograma de amplitud, se debe a nivel de disparo del osciloscopio.

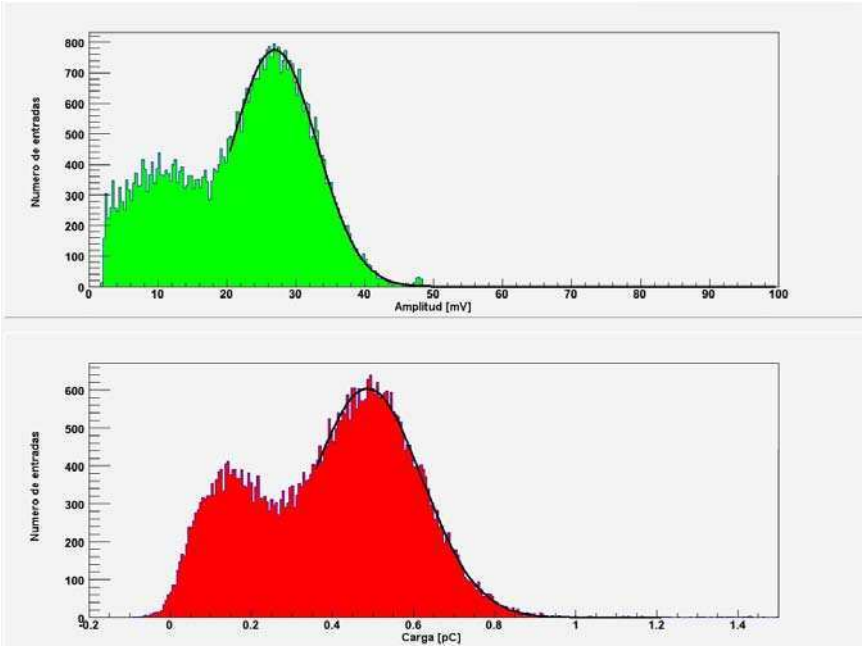

Figura 5.4: *Histograma de amplitud (superior) y de carga (inferior) correspondientes a pulsos de corriente oscura de un píxel del PMT.*

Para obtener el valor del SPE se ajustan ambos histogramas con una función gaussiana en el intervalo del segundo pico. De este ajuste se obtiene para la amplitud generada por la señal de un SPE un valor de V_{SPE} =(27 $\pm$ 6) mV, y la carga asociada resulta Q_{SPE} =(0.49 $\pm$ 0.13) pC.

Dividiendo Q_{SPE} por la carga del electrón se puede determinar la ganancia del píxel, que este caso es (3.03 $\pm$ 0.84) $\times$ 10^6, resultado en acuerdo con la hoja de datos del PMT (3.5$\times$$10^6$) [70].

Este análisis de las señales producidas por los SPEs además de dar una medida de la ganancia de los píxeles del PMT, permite establecer el umbral de disparo para discriminar SPEs y realizar la toma de datos.

5.1.3 Electrónica y protección mecánica

Los ingenieros electrónicos del grupo diseñaron una placa de electrónica de adquisición para colectar la señal del PMT, en la fase de prototipo de la electrónica de AMIGA.

El PMT se conecta a la placa que posibilita la lectura de hasta 8 de los 16 canales, simultáneamente. Cada una de las pistas de la placa tiene una etapa analógica seguida de una digital. El circuito permite la adquisición de la señal de cada canal luego de la primera etapa y/o luego de la segunda. La etapa analógica invierte los pulsos del fotomultiplicador que son de tensión negativa y los amplifica; luego un comparador con nivel umbral variable permite convertir los pulsos analógicos en digitales.

La fuente de alta tensión para el PMT se encuentra incorporada en el diseño y se alimenta con +12 V, mientras que el resto del circuito se alimenta con $\pm$ 5 V. En los experimentos realizados, los pulsos fueron adquiridos en su etapa analógica con el objetivo de realizar un análisis más detallado de su estructura.

Tanto el PMT, como las fibras ópticas y la placa electrónica de adquisición son elementos frágiles que deben manejarse con cuidado. Enterrarlos bajo toneladas de tierra requiere del diseño de un sistema que absorba los esfuerzos mecánicos y aisle al sistema de filtraciones de humedad y de líquidos. A tal efecto, se diseño un sistema para la protección de la electrónica y la óptica del contador de muones. Este sistema se encuentra constituido por una caja estanca que cumple la función de aislar mecánicamente a la placa de adquisición y al PMT, al tiempo de brindar un marco para disminuir un posible ruido electrónico. El PMT se conecta a la placa de adquisición, y ambas piezas se fijan entre sí con tornillos. La placa de la electrónica se ubica dentro de la caja, y los canales de adquisición de la placa se conectan en su interior con terminales BNC a los que se puede acceder desde el exterior de la caja. De esta manera, es posible trabajar con los distintos canales del circuito evitando el contacto directo con la placa. La alimentación del alto voltaje y el resto del circuito también se efectúan desde terminales ubicadas en el exterior de la caja.

Para fijar la caja al cuerpo del módulo se utilizaron cuatro perfiles en 'L' del mismo PVC utilizado para el ensamblar el módulo. Una de las caras de cada perfil se atornilla a la base de la caja, mientras que la otra se fija al cuerpo del módulo con soldadura química. Es importante notar que la placa de la electrónica sólo se halla fija al PMT y no a la caja aislante, de esta manera es la caja la que absorbe los esfuerzos mecánicos que puedan aplicarse sobre el conjunto, protegiendo la electrónica de adquisición y la conexión óptica.

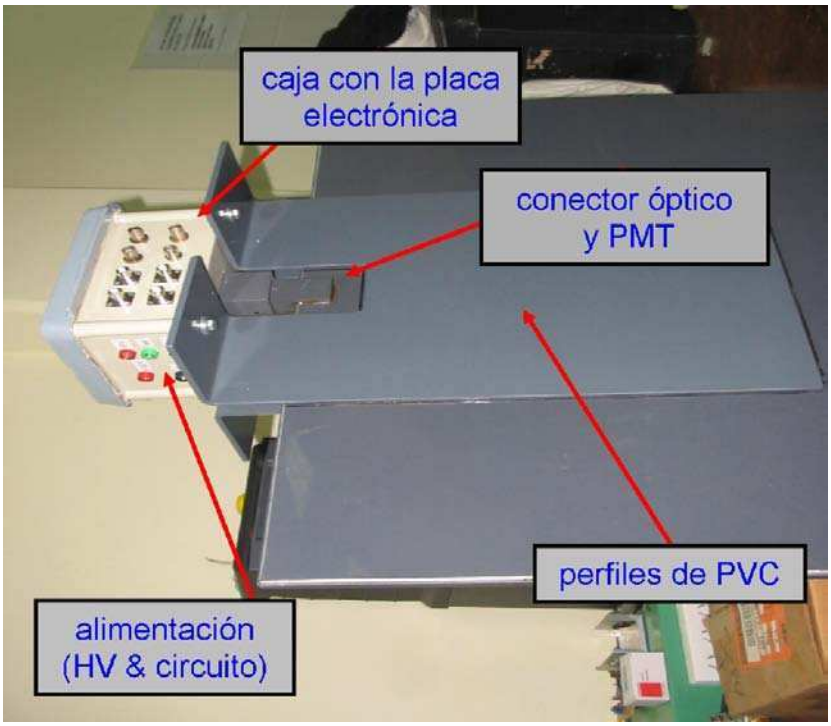

Figura 5.5: *Sistema de protección mecánico para el prototipo de contador de muones.*

En la figura 5.5 se muestra el sistema de protección construido. Se observa el módulo con los perfiles en 'L' soldados y la caja estanca atornillada a estos mismos perfiles. La caja tiene las terminales que permiten la alimentación y

la adquisición de la señal del PMT. Los perfiles de PVC que van soldados al cuerpo del contador previenen que el conector óptico y el PMT soporten esfuerzos mecánicos.

En la figura 5.6, se muestra una representación esquemática de la caja estanca, donde se muestra al sistema de frente y de perfil. Se ve flotante a la placa de adquisición, aislada así mecánica y eléctricamente. Pueden observarse los ocho conectores BNCs y la alimentación para la fuente de alto voltaje del PMT y para el circuito.

Todo el conjunto fue diseñado y construido *ad hoc* y permitió avanzar fuertemente hacia el diseño final de la mecánica del detector de muones.

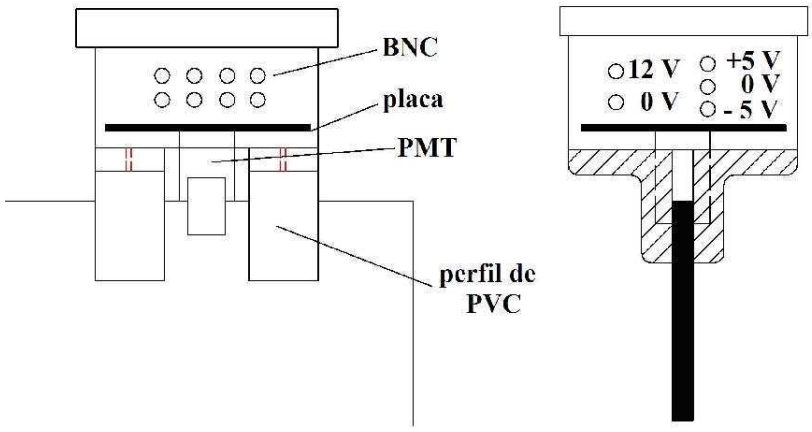

Figura 5.6: *Esquema del sistema de protección mecánico para el prototipo de contador de muones.*

5.2 Experimentos con el contador de muones en el laboratorio y bajo tierra

Esta sección muestra el diseño, preparación e implementación de distintos experimentos que permitieron obtener mediciones con el prototipo del contador de muones de AMIGA, utilizando muones atmosféricos. Las primeras mediciones realizadas en el laboratorio permitieron realizar una comparación directa con aquellas efectuadas con el contador enterrado a $\sim$ 2,5 m de profundidad. Utilizando estas dos se contrastó el rendimiento una vez enterrado antes de proceder a la instalación de prototipos en escala 1:1 en el Observatorio.

Los experimentos en el laboratorio se realizaron en un cuarto oscuro y una de las pruebas fundamentales, previa a la colocación bajo tierra, fue probar experimentalmente que bajo condiciones extremas (particularmente de una gran masa presionando al detector) las señales no se ven afectadas.

5.2.1 Caracterización del contador

El primer experimento que se realizó fue la identificación del sistema centellador-píxel del PMT. Este proceso permite, además, la verificación de la continuidad de la señal desde su inicio en el lugar de impacto de la partícula, hasta su destino final en el osciloscopio. Toda la cadena que involucra ese proceso debe ser verificada ya que puede haber problemas en la conexión de las terminales BNC, en la caja estanca o entre los pines del PMT y el circuito electrónico, un acoplamiento desigual entre las fibras ópticas y el fotocátodo del PMT o quebraduras en la propia fibra dentro del contador.

Para identificar las barras centelladoras, se utilizó una fuente radiactiva que produce partículas que depositan energía y generan señal que se monitorea desde el osciloscopio. La fuente se movió en dirección perpendicular a las barras y al pasar por arriba de una de éstas el canal de la electrónica asociado dará cuenta de la señal cambiando notoriamente la frecuencia de los pulsos, como se detalla a continuación.

La fuente era de ^{137}Cs de 100 μCi. Se colocó entre dos ladrillos de plomo, para enfocar las emisiones hacia la barra deseada sin afectar las contiguas. Se desplazaba sobre una de las caras del contador etiquetado previamente para identificar la posición de las barras. Dado que el valor medio de partículas cargadas del fondo atmosférico es $\sim$ 180 m^{-2}s^{-1} a nivel del mar, de las cuales $\sim$ 130 son $\mu^{\pm}$ y el resto e$^{\pm}$ [72], se espera una frecuencia del orden de los 10 Hz por barra centelladora para los pulsos generados por el fondo, mientras que para la fuente es del orden del MHz.

Utilizando este método resultó factible identificar la ubicación de todas las barras dentro del detector y se encontró que una de ellas no emitía señal. Se supuso que la fibra óptica dentro del mismo se encontraría cortada por lo que fue descartada en los trabajos posteriores.

5.2.2 Dispositivo experimental en el laboratorio

Dado que uno de los primeros objetivos era entender como se comportaba el prototipo ante el esfuerzo mecánico, se realizaron dos experimentos en el laboratorio. En el primero se midió la señal de una de las barras utilizando muones atmosféricos sin someter el prototipo a ningún esfuerzo mecánico, y en el segundo se repitieron las mediciones pero esta vez sometiendo al módulo a una presión equivalente a aquella que deberá soportar una vez enterrado.

Para asegurar que la medición realizada correspondiera a la energía depositada por muón que atraviesa totalmente el módulo se utilizaron dos detectores auxiliares consistentes en dos centelladores ubicados uno arriba y otro abajo del módulo, registrándose el evento de haber una coincidencia tripĺe. En la figura 5.7 se muestra el dispositivo experimental utilizado, donde pueden observarse los módulos de coincidencia.

Si el módulo de coincidencia superior detectaba una partícula y ésta atravesaba el plomo, dejando además señal en el módulo y en el centellador inferior el evento se tomaba como real. Notar en ambos arreglos el plomo bajo el segundo modulo de coincidencia que bloquea la radiación proveniente del suelo.

Para simular una altura de 2,5 m de tierra con una densidad de 2,38 g/cm^3

se utilizaron barras de plomo. Ya que la densidad del plomo es 11,35 g/cm^3 basta con utilizar una altura de 52 cm de este material. Con el fin de comparar las mediciones aplicando el peso sobre el contador y sin aplicarlo, se generaron condiciones experimentales similares en cada caso, con el mismo blindaje de plomo, solo que en un caso la columna de plomo ejercía esfuerzo sobre el prototipo y en el otro no (ver figura 5.7).

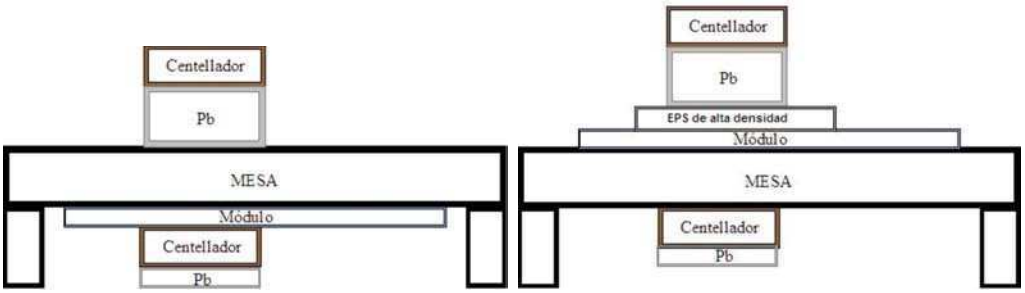

Figura 5.7: *Esquema de la configuración utilizada para la coincidencia en las mediciones en el laboratorio. En el lado izquierdo el módulo se encuentra libre del esfuerzo mecánico; y en el lado derecho el mismo arreglo con el módulo sometido a esfuerzo mecánico.*

Para contener los centelladores que trabajan en la coincidencia, se utilizó una caja de madera oscurecida como la descrita en la caracterización del PMT (sección 5.1.2). Tres barras centelladoras de 12 cm de largo se unieron solidariamente una encima de la otra y se acoplaron en forma directa a la ventana catódica de un PMT para maximizar su señal lumínica, utilizando grasa óptica. El PMT se conectó a una placa electrónica con una fuente de alta tensión alimentada externamente y cuatro canales de salida para medir la caída de tensión sobre una resistencia de 50 Ω de cualquiera de los cuatro píxeles centrales.

Para realizar las mediciones se seleccionó un canal del prototipo y se posicionaron los módulos de coincidencia superiores e inferiores de manera que los centelladores en su interior quedaran orientados transversalmente respecto del largo del módulo.

Las dimensiones del bloque de plomo de 52 cm de altura eran 20 cm $\times$ 10 cm mientras que el plomo por debajo de la coincidencia inferior tenía 6 cm de alto y cubría toda la base de la caja.

Una imagen del arreglo experimental utilizado se muestra en la parte superior de la figura 5.8. En la parte inferior de dicha figura se muestra el esquema de coincidencia utilizado.

Se configuró el disparo del osciloscopio de manera de adquirir las tres señales cada vez que la señal del centellador inferior superara el doble de la señal de un pulso generado térmicamente. Se almacenaban así todos estos datos para luego realizar la coincidencia en el análisis *offline*.

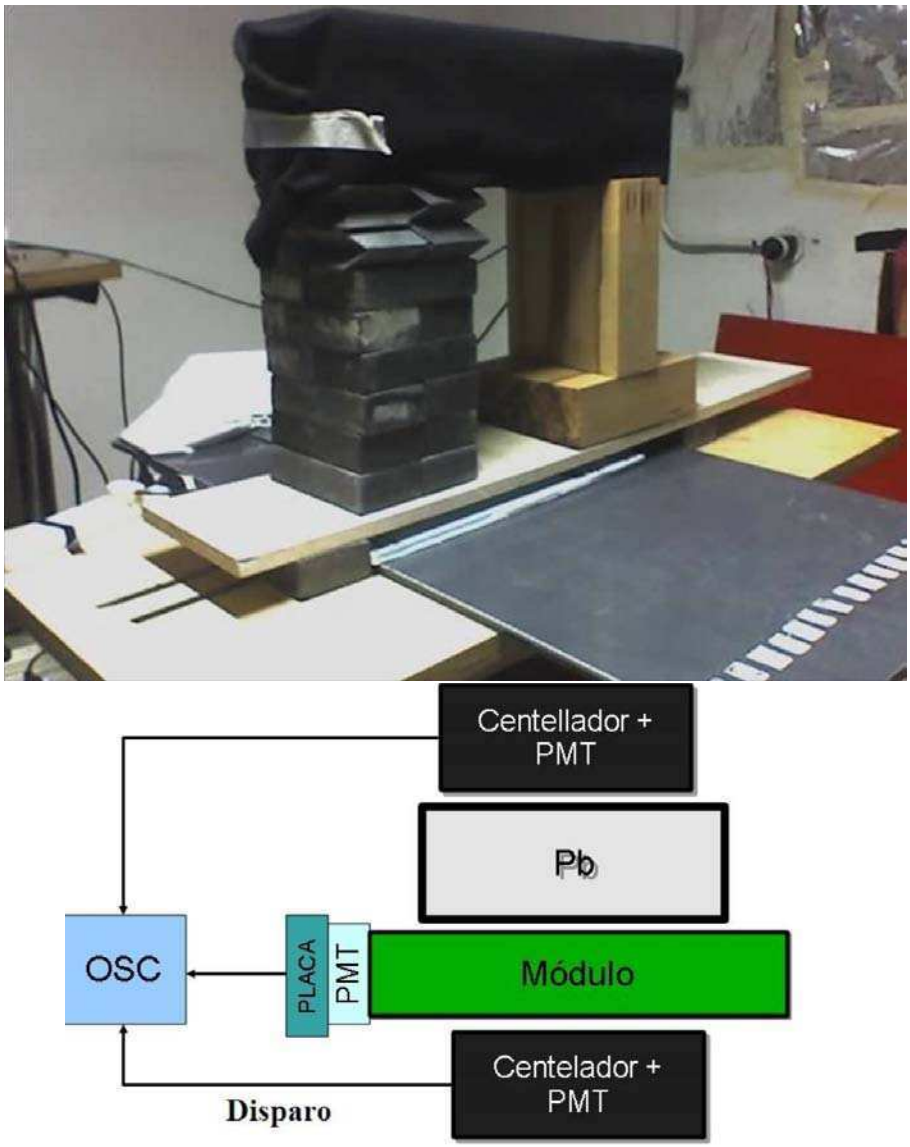

Figura 5.8: *Panel superior: imagen del arreglo experimental utilizado en el laboratorio correspondiente a la situación de la figura 5.7, izquierda. Panel inferior: esquema de coincidencias utilizado.*

5.2.3 Dispositivo experimental bajo tierra

Antes de que el módulo sea enterrado, se finalizó satisfactoriamente la etapa de laboratorio, incluyendo el análisis de datos que se detallará en 5.2.4. Fue también sometido a pruebas de resistencia mecánica, soportando presiones de 500 g/cm^2 durante prolongados períodos de tiempo, incluso bajo el agua, simulando el soterramiento. Solo después de haber pasado satisfactoriamente todas estas pruebas se procedió a enterrarlo a la intemperie, habida cuenta que una vez hecho resultaría muy dificultoso sacar el contador para reparaciones.

El prototipo se enterró en un pozo excavado en un predio cercano a un laboratorio de ITeDA en el CAC. Se utilizó un tubo de PVC estructural, del tipo pluvial, de 1 m de diámetro y 3 m de alto para acceder a la electrónica adjunta al prototipo. Para que la caja estanca con la electrónica quede bajo el radio del

tubo y sea accesible, se le realizó a éste un corte como se indica en la figura 5.9 que muestra esquemáticamente como se conforma el conjunto detector-tubo de servicio [73].

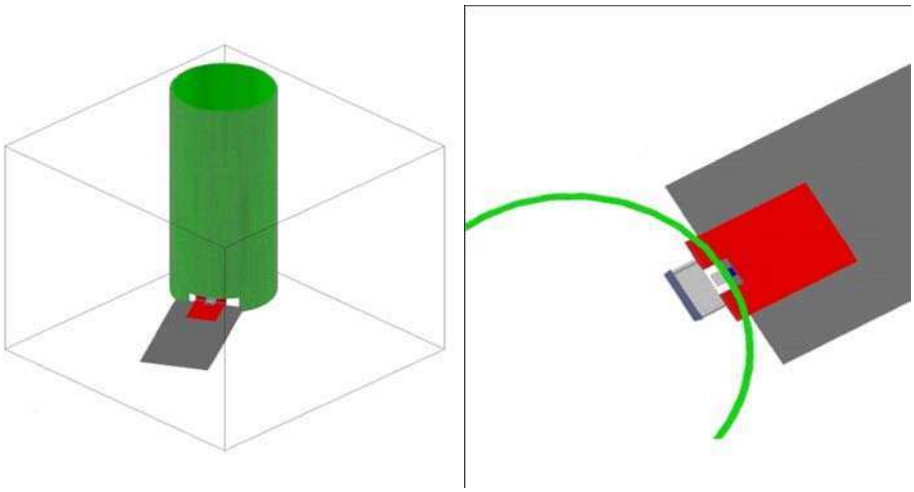

Figura 5.9: *Esquema del conjunto detector - tubo de servicio que permite el acceso a la electrónica. La caja estanca que contiene la electrónica queda dentro del tubo de servicio a través de una ventana calada* ad hoc.

Dado que los perfiles en L no permiten apoyar el detector directamente sobre el suelo, se colocó un soporte que mantenía nivelado el modulo y alejaba la caja estanca del nivel del suelo, colocándola a una altura que facilitaba las operaciones.

Se enterró también uno de los módulos de coincidencia para generar el disparo colocándose sobre el prototipo.

Se cableó la alimentación de tanto los +12 V para la alta tensión del PMT como los $\pm$ 5 V de tensión continua para la electrónica. Se utilizaron cables coaxiales para transmitir la señal proveniente del módulo. Estos cables se pasaron por un caño corrugado de 1" de diámetro y 15 m de largo desde el laboratorio donde se realizaba la adquisición hasta el interior del pozo.

Los conectores de BNC de la caja fueron cubiertos con aislante acrílico, una laca protectora flexible con una rigidez dieléctrica de 30 kV/mm. Tanto la caja como el módulo fueron envueltos en gruesas bolsas de polietileno para prevenir las filtraciones de agua, protegiendo así la caja con la electrónica y su unión con la salida de los cables que vienen de la superficie.

Para verificar el correcto funcionamiento del equipo antes de taparlo se tomaron mediciones con el pozo abierto (sin tierra), para luego dar lugar a las mediciones con el pozo tapado (con tierra). En todos los casos, la entrada del canal de servicio permaneció cerrada para proteger la electrónica, evitando la entrada de luz ambiente al PMT.

La figura 5.10, muestra el interior del tubo de acceso hacia el lugar donde se encuentra la electrónica, recubierta con material hidrófugo junto a la unión con el caño corrugado que contiene los cables de transmisión de datos y alimentación.

Como fuera mencionado, en el presente trabajo se buscó someter someter a

prueba las partes del diseño correspondientes al entierro del detector y su funcionamiento bajo tierra. Para simular condiciones extremas en el terreno se pensó en inundarlo. Las intensas lluvias producidas durante el mes de febrero de 2008 sobre la Ciudad de Buenos Aires, anegaron el terreno donde se encontraba enterrado el detector, y se pudo comprobar que el sistema funcionaba correctamente bajo estas condiciones, dado que todo el sistema de detección funcionó durante este periodo y continuo haciéndolo más adelante. Se obtuvo un reaseguro importante del funcionamiento del módulo.

Figura 5.10: *Interior del tubo de acceso a la electrónica con el caño corrugado que contiene los cables del sistema.*

5.2.4 Resultados del prototipo

Para realizar un análisis cuantitativo de la operación del prototipo enterrado, se compararon sus mediciones con las realizadas en un ambiente controlado bajo condiciones similares. De la gran variedad de mediciones y diferentes configuraciones experimentales realizadas en el laboratorio, se utilizó la descripta en la sección 5.2.2 para contrastar los resultados con las mediciones bajo tierra. Se compararon los pulsos generados por la misma barra centelladora en cuatro situaciones distintas: en laboratorio (con y sin peso encima) y en el pozo (con y sin tierra encima). La figura 5.11 muestra los histogramas de amplitud del prototipo en el laboratorio con peso y del prototipo enterrado.

Teniendo en cuenta que el conjunto enterrado es disparado por un módulo de coincidencia superior, se realizó una selección de eventos del test en el laboratorio sin los cortes de calidad impuestos por una coincidencia con el módulo inferior. Se compararon así mediciones bajo condiciones similares.

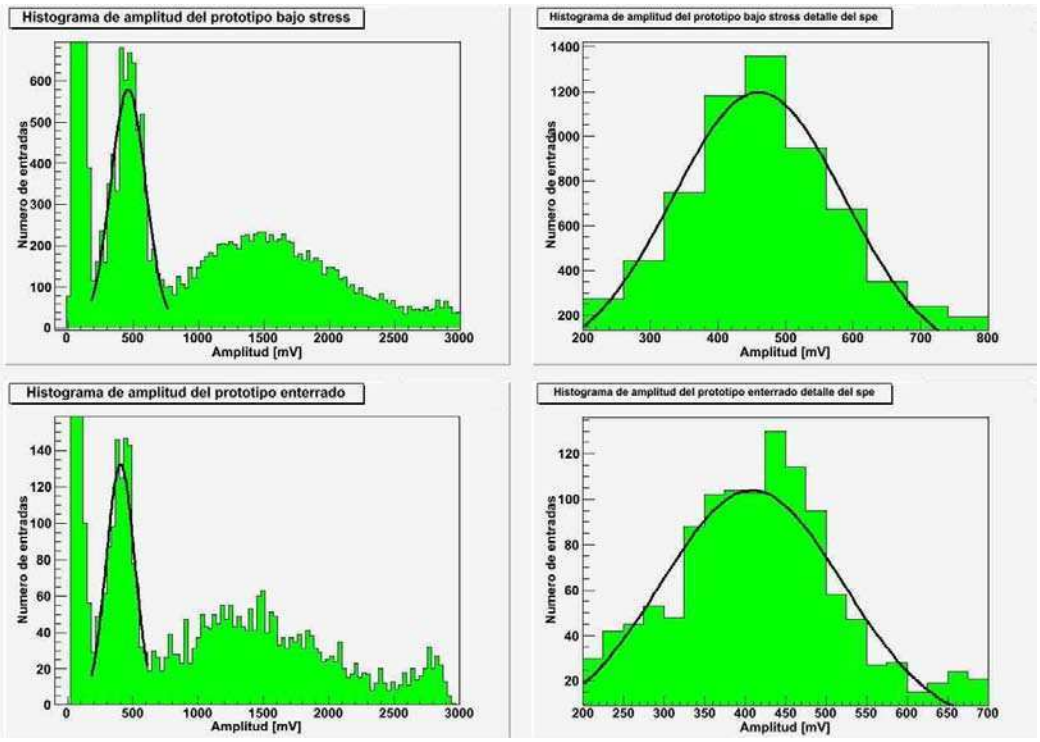

Figura 5.11: *Histogramas de amplitud para el prototipo en el laboratorio con peso (superior) y enterrado (inferior). Puede observarse a la derecha en cada caso, el detalle del ajuste del SPE.*

Del análisis de estos histogramas se observan diferentes características:

1 - La acumulación de eventos que se observa cerca del cero corresponden a eventos que dispararon el módulo de coincidencia sin dejar señal en el prototipo. Esto podría deberse a que la partícula no atravesó la barra centelladora que se está observando, o las fluctuaciones poissonianas inherentes al proceso de emisión de los fotones. Si bien los muones deben pasar por el módulo de coincidencia para generar el disparo, dada la simetría de revolución azimutal en la dirección de incidencia de los muones atmosféricos, existe una gran probabilidad de que la partícula no impacte sobre la barra de centellador observada.

2 - La segunda acumulación observada corresponde a la ocurrencia de un SPE y la tercera es la de los muones que tiene una media de $\sim$ 3.5 veces la amplitud de los SPE (notar que los SPEs producidos por un muón vienen esparcidos a lo largo de un tren de pulsos debido a los tiempos de decaimiento del centellador y la fibra. Por lo tanto la amplitud resultante es significativamente menor a la amplitud suma de los SPEs).

La cantidad de luz generada es $\sim$ 10 SPEs (ver figura 5.13) que implica una dispersión poissoneana de $\sim \sqrt{10}$. Por ende, eventos registrados como ceros estarían a 3 σ del valor medio de la distribución: se deben a la geometría de la coincidencia y no a fluctuaciones estadísticas.

Del ajuste del SPE para cada gráfico se obtienen valores de V_{peso} = (461 $\pm$ 136) mV y V_{pozo} = (403 $\pm$ 109) mV, donde el primer valor corresponde a

las mediciones en el laboratorio y el segundo a las del prototipo enterrado. La diferencia observada entre los valores puede entenderse en términos de la atenuación generada por los 15 m de cable coaxil que separan a la electrónica en el pozo del osciloscopio en el laboratorio, hecho que no sucede para las mediciones en el laboratorio. De acuerdo a la hoja de datos de los cables coaxiales utilizados (modelo RG58 U/A de 50 Ω), la atenuación debería dar una relación entre voltajes de $1,31$ para señales de 100 MHz (4,8 dB/100 ft) y de $1{,}47$ para 200 MHz (6,9 dB/100 ft). Las mediciones muestran que $\frac{V_{peso}}{V_{pozo}} = 1{,}14 \pm 0{,}46$ en acuerdo con los datos técnicos de los cables para las señales que se están midiendo.

Este análisis muestra que se deben normalizar los resultados antes de compararlos, lo cual se realizó con el valor medio de la amplitud del SPE (primer pico) de cada histograma. Las comparaciones se muestran en la figura 5.12 donde puede observarse que todos los histogramas normalizados presentan las mismas características y un valor medio de $\sim$3,5 V_{spe} producido por muones.

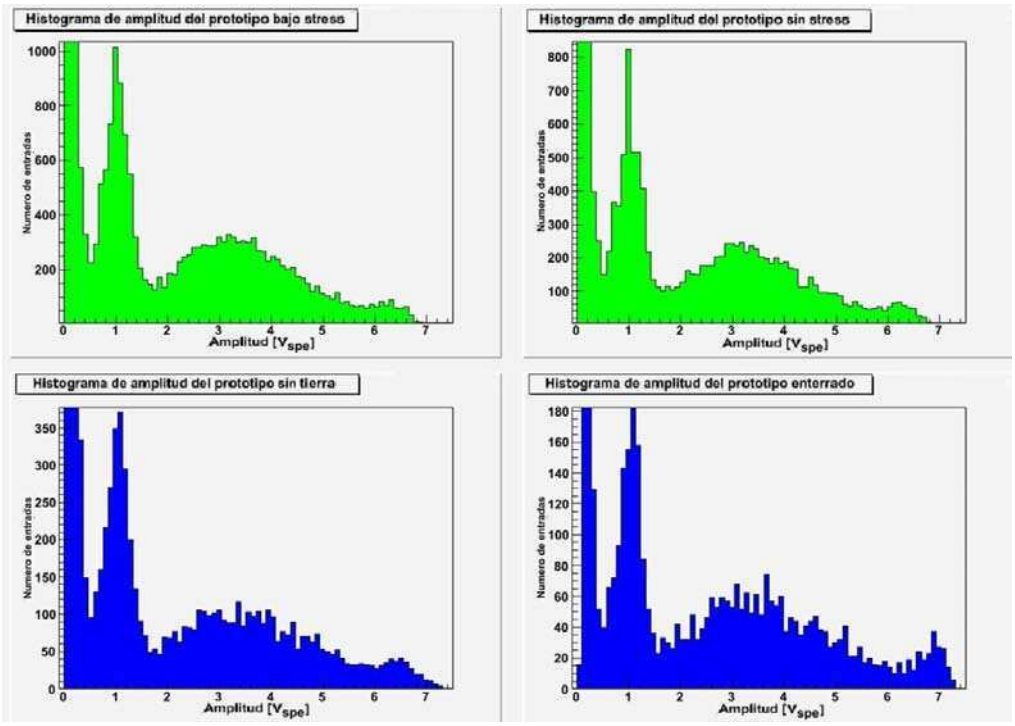

Figura 5.12: *Histogramas de amplitud normalizados para el módulo con peso (superior izquierda), sin peso (superior derecha), en el pozo sin tierra (inferior izquierda) y enterrado (inferior derecha); se observa que todos presentan las mismas características y un valor medio de $\sim$3,5 V_{spe} producido por muones.*

El mismo análisis se aplicó para la carga de los pulsos, expresada en unidades de carga de un SPE. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 5.13 donde se observa que todos presentan las mismas características y un valor medio de $\sim$ 10 SPEs producido por muones. Lo que muestra que el comportamiento del módulo no sufrió variaciones independientemente de las variaciones de condiciones a las que fue sometido.

En conjunto, ambos resultados, en amplitud de señal y en carga muestran que la señal de los muones es de $\sim$ 3.5 V_{spe} lo que indica que no existe un apilamiento total en la llegada de los SPEs. Si los 10 llegaran juntos, la amplitud de la loma de muones sería $\sim$ 10 V_{spe}.

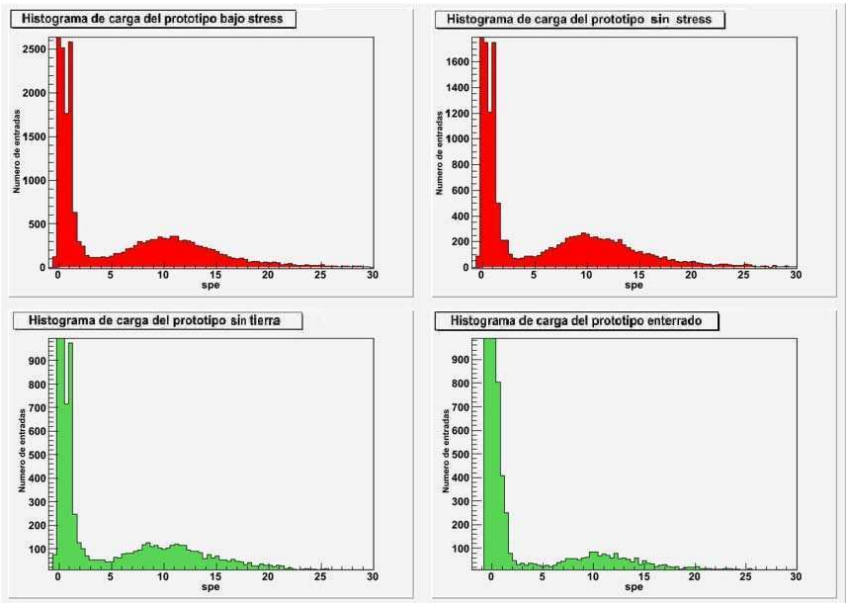

Figura 5.13: *Histogramas de carga normalizados para el módulo con peso (superior izquierda), sin peso (superior derecha), en el pozo sin tierra (inferior izquierda) y enterrado (inferior derecha); se observa que todos presentan las mismas características y un valor medio de $\sim$ 10 SPEs producido por muones.*

Respecto al aislamiento de los elementos, un año más tarde de haber iniciado el experimento (aproximadamente para Noviembre de 2008) se realizó una inspección de la caja que contenía la electrónica observándose las imágenes que se muestran en la figura 5.14. Las perfectas condiciones de la caja estanca, con la electrónica interna intacta luego de un año en el pozo, no muestra rastros de agua ni humedad interna.

Figura 5.14: *Caja estanca que resguarda la electrónica del módulo un año después de haber empezado el experimento, puede observarse que no hay rastros de agua o humedad interna.*

5.3 Conclusiones del capítulo

Este trabajo constituye la primera confirmación experimental de un contador de muones operando en condiciones análogas a las que se proyecta para AMIGA. En base a la experiencia ganada se cambió el diseño del contador tal que el conector óptico y la electrónica quedaran emplazados en la mitad, mejorando su contención mecánica (la nueva estructura mecánica fue luego simulada con elementos finitos por profesionales del CAC). Se cambió también el acople conector óptico-PMT por otro de mayor seguridad.

La señal de los muones es de $\sim$ 3.5 V_{spe} lo que, junto con el resultado de la carga, indica que no existe un apilamiento total en la llegada de los SPEs. Si los 10 llegaran juntos, la amplitud de la loma de muones sería $\sim$ 10 V_{spe}. Este resultado es de crucial importancia para el diseño de la electrónica: no puede elevarse el nivel de trigger con respecto a la amplitud de un SPE y por otro lado debe poderse discriminar más de un SPE para evitar el sobreconteo debido al cross-talk (fue solucionado a posteriori con una electrónica rápida similar al ancho temporal de un SPE).

La fuente de ^{137}Cs permitió la medición rápida de la respuesta de los centelladores, sin tener que depender de los muones de fondo atmosférico y abrió el camino para luego diseñar y construir un escaner [74] en el laboratorio de ITeDA que permite realizar el testeo del módulo luego de haber sido construido.

Se realizó la primera instalación en tierra y en particular se probó satisfactoriamente el uso del tubo de servicios.

Se ha demostrado que el contador enterrado no ve afectado su performance y que presenta las mismas características tanto en amplitud como en carga, incluso bajo condiciones climáticas muy adversas con intensas lluvias y anegamiento. Se allana así el camino a la instalación de prototipos en escala 1:1 en el Observatorio.

6 Contador de muones para AMIGA

La mejor forma de identificar el lugar preciso de la transición de los rayos cósmicos galácticos a extra galácticos es encontrar la composición química del rayo cósmico primario siguiendo su evolución con la energía. Según los escenarios vigentes se debería observar una evolución partiendo de una composición fundamentalmente pesada a una liviana en la zona de la segunda rodilla (aún a más altas energías los datos de Hi-Res y TA señalan protones mientras que los de Auger apuntan a componentes cada vez más pesadas). Hay varios modelos para explicar la transición de fuentes siendo tres los más conocidos:

i - el modelo de la 'depresión', de dos componentes: la transición ocurre en la segunda rodilla. El tobillo (o depresión) proviene de la creación de pares por la interacción de protones extra galácticos con la radiación de fondo de microondas. El tobillo es entonces explicado como producto exclusivamente de protones extra galácticos [56, 57]. A más altas energías predominan los protones.

ii - un segundo modelo también de transición de dos componentes: la transición ocurre en el tobillo pasando de hierros galácticos a protones extra galácticos [60]. A más altas energías predominan los protones. La transición que acaecería en el tobillo (4 EeV según Auger).

iii - un modelo intermedio entre los dos anteriores que presupone composición mixta: la composición de inyección de las fuentes extra galácticas se asume similar a las galácticas a más bajas energías y la transición ocurre en el tobillo [59]. A más altas energías predominan los núcleos pesados.

Una buena determinación del espectro no es suficiente para discernir entre los distintos modelos astrofísicos: hace falta medir la composición o mejor dicho, un cambio en la composición. Este cambio ha sido medido tanto por Hi-Res, TA y Auger, los tres Observatorios usando la misma técnica con telescopios de fluorescencia, pero los resultados no son concluyentes ya que resultan contradictorios. Se necesita entonces, medir la componente muónica de la lluvia. Parte de la originalidad de AMIGA es que los contadores de muones permitirán medir la LDF muónica, enterrándolos a una profundidad suficiente para apantallar la componente electromagnética de la lluvia (electrones y gammas).

En noviembre de 2009 AMIGA concluyó con la construcción de sus dos primeros contadores de muones uno de 5 m^2 y otro de 10 m^2. En enero de 2012 se

concluirá con la instalación y emplazamiento de los seis contadores restantes dispuestos en un hexágono de 750 m que conformarán el arreglo de ingeniería denominado *pre-celda unitaria*, ya que se instalará un módulo por posición, no los cuatro finales de la *celda unitaria* que se concluirá a fines de 2012.

En la sección 6.1 del presente capítulo, se muestra un análisis de las componentes del suelo en el área *El Sosneado*, Malargüe, Mendoza, donde se entierran los contadores de muones. Luego se presentan en la sección 6.2, las distintas características mecánicas del detector. El trabajo de la instalación se muestra en la sección 6.3, incluyendo el sistema de alimentación, el blindaje, el procedimiento de instalación y la electrónica prototipo de los primeros módulos enterrados. Por último se incluyen resultados preliminares de los contadores instalados en la sección 6.4 comparándolos con simulaciones y mediciones en el laboratorio. Las conclusiones del capítulo son presentadas en la sección 6.5.

6.1 Blindaje para los contadores de muones

El PAO se encuentra a una altitud de 1400 m sobre el nivel del mar, esto representa aproximadamente 875 g/cm^2 de masa atmosférica. Para esta columna de aire, si la inclinación de las lluvias es $< 60°$, éstas se componen principalmente de la componente electromagnética y muones. Dado el alto contenido energético y masivo de los muones, estos constituyen una de las partículas más penetrantes al nivel del suelo, mientras que los electrones y fotones no. Para un detector por centelleo los electrones y muones serán similares pues producirán ionización debida a su carga eléctrica. Por ende, para discriminar el contenido muónico de la lluvia hay que blindar el detector con algún material que no permita la contaminación por la componente electromagnética. El blindaje, para este caso, se resolvió utilizando el mismo suelo del sitio, es decir, enterrando al detector.

Los γs y $e^{\pm}$s son mucho menos penetrantes que los $\mu^{\pm}$s: los gammas producen pares y éstos (o los e$^{\pm}$s) por radiación de frenado, gammas y para energías suficientemente altas pueden producir pequeñas cascadas electromagnéticas. Los electrones que lleguen al detector producirán señal, que usualmente se llama *punch through*. La profundidad a la cual deben ser enterrados los contadores resulta de un compromiso entre el *punch through* y la pérdida de los muones menos energéticos. Esta profundidad fue estimada a partir de simulaciones en $\sim$ 540 g/cm^2 [75].

La realización de simulaciones y experimentos para definir la serie de parámetros de diseño de los contadores de muones, requirió de un estudio detallado del suelo en la región de El Sosneado para proporcionar principalmente la densidad y su composición química. Para esto, se analizaron tres sitios distintos en las inmediaciones de las estaciones de superficie *Lety*, *Tierra del Fuego* e *Hilda* [76]. Se estudió la densidad natural, granulometría, humedad, porosidad, identificación mineralógica y difractometría de rayos X. En todos los casos se

confirmó que el perfil de suelo es seco hasta 20 m de profundidad. Los perfiles de densidad que se obtuvieron se muestran en la tabla 6.1.

Estación	Profundidad [m]	Densidad [g/cm^3]
Hilda	1	2,43
Hilda	2	2,39
Hilda	3	2,41
Lety	1	2,39
Lety	2	2,45
Lety	3	2,32
Tierra del Fuego	1	2,35
Tierra del Fuego	2	2,40
Tierra del Fuego	3	2,28

Tabla 6.1: *Perfiles de densidad medidos en el sitio de AMIGA.*

El análisis químico realizado a muestras tomadas de *Tierra del Fuego* y de *Lety*, permitió determinar la composición química del suelo, tabla 6.2, donde se observan los tres componentes principales del suelo.

		Compuesto [%]		
Estación	Profundidad [m]	SiO_2	Al_2O_3	CaO
Tierra del Fuego	1	64,51	11,48	5,60
Tierra del Fuego	2	66,90	12,64	3,71
Tierra del Fuego	3	65,64	12,25	4,50
Lety	1	61,80	12,71	5,00
Lety	2	63,13	10,78	5,92
Lety	3	64,27	12,50	4,75

Tabla 6.2: *Componentes principales del suelo en el sitio de AMIGA.*

El total de componentes analizados representa el $\sim 99{,}8\,\%$ del peso total de las muestras, y estos tres elementos el $\sim 81{,}4\,\%$ con los siguientes promedios: $(64,4 \pm 1,6)$ % para el SiO_2 (dióxido de silicio, o sílice, que aparece generalmente como cuarzo), $(12{,}1 \pm 0{,}8)$ % para el Al_2O_3 (óxido de aluminio, o alúmina, que se ve generalmente en arcillas), y $(4{,}9 \pm 0{,}8)$ % para el CaO (óxido de calcio).

De estas mediciones se obtiene una densidad promedio de (2,38±0.05) g/cm^3. Con esta densidad y composición química se obtuvo por simulaciones que ∼2,3 m bajo tierra es un blindaje apropiado, o sea 540 g/cm^2.

Resumiendo, el sitio elegido para AMIGA es seco, uniforme y con alta densidad. Estos niveles de densidad aseguran buena estabilidad para la excavación, poca deformación ante esfuerzos mecánicos, posibilitando la realización de pozos relativamente poco profundos para el blindaje. La incerteza para la profundidad del blindaje se estima en ± 5 cm dada principalmente por la compresión de la tierra debido a la sobrecarga luego del rellenado del pozo.

6.2 Diseño del contador de muones

En esta sección se presenta la fabricación de los módulos de centelladores plásticos mencionando los requerimientos de diseño que afectan a la mecánica de los detectores de muones.

- ▷ **Número de detectores**: se necesitan 61 contadores para el infill de 750 m de AMIGA, por lo que los DM deben ser fáciles y rápidos de manufacturar, a una tasa de producción de 1 o 2 por mes.
- ▷ **Sensibilidad a muones**: los contadores de muones necesitan un blindaje de 540 g/cm^2 como escudo para la componente electromagnética de la lluvia. Por lo visto en la sección anterior, esto equivale a 2,3 m de profundidad. Además se implementará de un tubo de acceso de 1,3 m de diámetro que posibilite llegar a la electrónica. Estará sellado al detector.
- ▷ **Área de detección**: la cadena de simulación y reconstrucción para el parámetro que dará el número de muones N_μ, a 600 m del eje de la lluvia, dio un área de 30 m^2 dividida en 192 segmentos. El DM estará separado en tres detectores de 64 canales cada uno.
- ▷ **Construcción modular**: las barras centelladoras deben ser ensambladas en los módulos de manera que sean fáciles de manejar, lo suficientemente resistentes para soportar el transporte y el emplazamiento bajo tierra y estar selladas a prueba de luz y agua.
- ▷ **Tiempo de vida**: el envejecimiento de los componentes debe estar considerado, por lo que se eligió centelladores plásticos.
- ▷ **Costo y transporte**: para minimizar costos, se eligió PVC (Polyvinil Chloride) para la cubierta del módulo (no corre tampoco peligro de oxidación). El diseño mecánico de los módulos debe permitir el uso de camiones regulares para evitar un impacto sensible en los costos, ya que se deben recorrer $\sim$ 1200 km para la instalación.

Los módulos centelladores están compuestos por 64 barras de centellador plástico extrudado de 41 mm x 10 mm y 4 m de largo, fabricadas en Fermilab. Las barras tienen un recubrimiento blanco reflectivo de dióxido de titanio (TiO_2) y un surco sin este recubrimiento adonde se coloca una fibra óptica. Esta fibra cambia la longitud de onda de la luz incidente, por eso se llama *Wave Length Shifter*, y está pegada con cemento óptico para igualar los indices de refracción. El surco está cubierto por una cinta reflectora de aluminio para sellar las propiedades reflectivas del centellador. La longitud de atenuación del centellador es $\approx$ 55$\pm$5 mm, con la cinta de TiO_2 por lo que los pulsos de luz deben ser transportados al PMT usando una fibra óptica. Las fibras elegidas son *Saint-Gobain BCF-99-29AMC* multi-clad redondas de 1,2 mm de diámetro. Estas fibras tienen el máxima de absorción y emisión a 410 nm y 485 nm, respectivamente, mientras que los centelladores emiten a una longitud de onda de

400 nm. Los pulsos de luz son convertidos a pulsos electrónicos a través de un PMT de 64 canales Hamamatsu UBA H8804-200MOD, que tiene una eficiencia cuántica del 25-30 % a 485 nm, suficiente para esta aplicación.

En la figura 6.1 se muestra un esquema de la barra centelladora con un muon atravesándola. Se genera un fotón "azul" por la ionización del muon, que es convertido a un fotón "verde" dentro de la fibra óptica que está dirigida al PMT, diagrama tomado de [77].

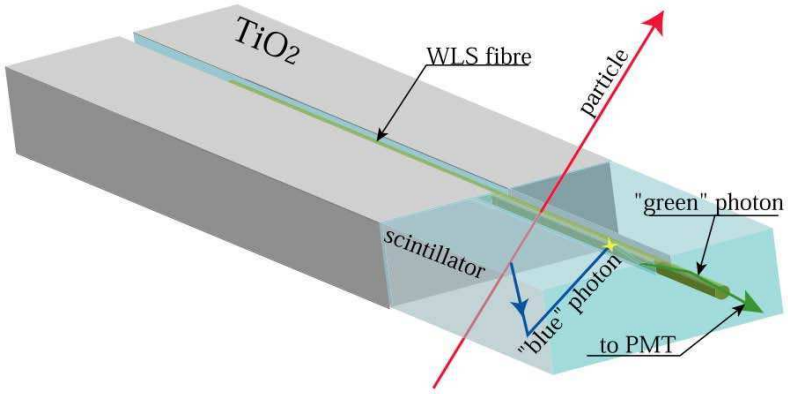

Figura 6.1: *Esquema de la barra centelladora con fibra óptica siendo exitada por un muon.*

El diseño de las barras centelladoras es el mismo utilizado por MINOS [78]. A cada módulo se le pegan cuatro guias de PVC en U que hacen las veces de refuerzo mecánico y sirven para levantarlo, para transporte o depositarlo en el pozo. Cada módulo tiene 32 barras a cada lado del PMT que está centrado, ver figura 4.9, en vez de las 64 varillas de un mismo lado. Como se mencionó, cada módulo tiene un cilindro de PVC para servicio, con salida para los cables de alimentación y adquisición y una puesta a tierra. Este diseño (32 por lado en vez de 64 de un solo lado) tiene las siguiente ventajas:

- ▷ Posibilidad de transporte por medios convencionales reduciendo el impacto en los costos.
- ▷ Menor desperdicio de fibra óptica debido al camino reducido entre la barra centelladora más lejana y el PMT, y menor atenuación.
- ▷ Acceso más sencillo a los módulos para mantenimiento luego de la instalación debido a que los dos peines centrales (uno de cada lado, ver figura 4.9) de PVC que conducen las fibras desde el centellador al PMT puede ser utilizados como plataforma para el tubo de acceso.
- ▷ Esquema más robusto y simple para el sostén de la electrónica y el PMT.

En la figura 4.9 puede observarse el módulo en etapa de fabricación. Al centro las 64 barras se separan en dos grupos de 32 con las fibras ópticas que terminan en el conector óptico que se acopla al PMT.

El alojamiento del módulo, está formado por un marco de PVC de 1 cm x 4 cm, cerrado con láminas de PVC extrudadas de 2 mm de espesores, en la figura 6.2 puede verse un plano del módulo en tres dimensiones. Todo el módulo está construido y químicamente soldado en ITeDA, de barras de PVC extrudadas, láminas, y tubos (para el domo de la electrónica). El PVC es barato, resistente al agua, fácil de mecanizar y soldar. El proceso de manufactura de todas las piezas que componen el módulo, incluyendo el conector óptico se encuentra automatizado utilizando una máquina CNC.

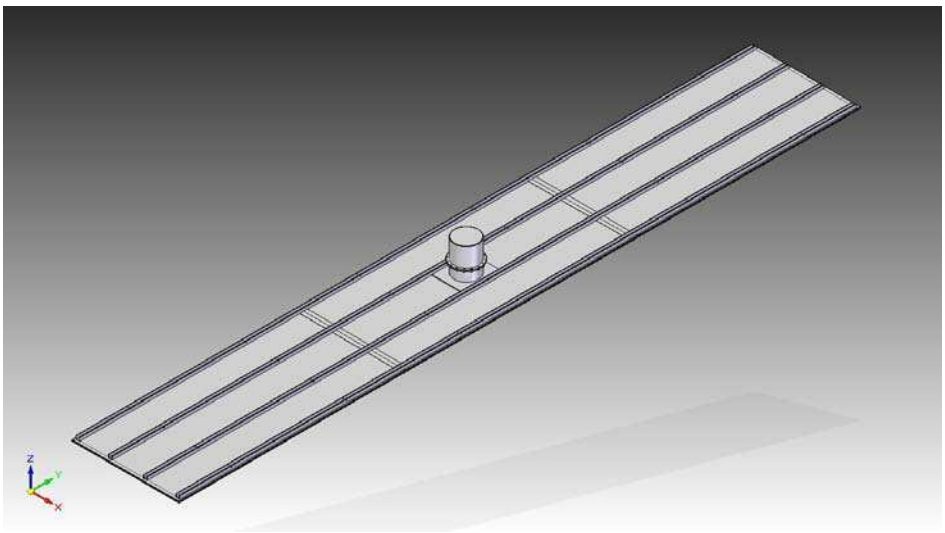

Figura 6.2: *Plano en tres dimensiones del módulo.*

El domo de la electrónica está construido en dos piezas. La inferior se fija al PVC del módulo, provee protección para las fibras ópticas y tiene una salida para el cableado. La parte superior se puede remover y otorga acceso para reemplazar la electrónica. La unión de ambas piezas está sellada por un O-ring de goma que mantiene el conjunto aislado de la luz y el agua.

El ancho de banda del pre-amplificador de entrada de la electrónica se fija a 180 MHz para limitar el ancho del pulso dado por el PMT a $\geq$ 3 ns. El muestreo de la señal se hace mediante un FPGA a 320 MHz con una memoria externa que guarda más de 6 ms de datos, equivalente a 1024 lluvias [79, 80]. Si hay una concidencia temporal que un trigger del tanque vecino y la señal en un dado píxel de un PMT pasa un umbral ajustable previsto a $\sim$30 % de la altura media de un SPE, se guarda la señal digitalizada como un conjunto de unos y ceros. Como no se necesita integrar la señal, no se utiliza un ADC (Analog to Digital Converter): si la señal pasa el umbral es un 1 sino un cero y se muestrea a intervalos de $\sim$ 3 ns. Este método resulta muy robusto ya que no depende de deconvolucionar el número de muones de la integral de la señal, ni en la ganancia del PMT o sus fluctuaciones, ni de la posición de impacto del muón en la varilla y la subsiguiente atenuación de la luz a través de la misma. Tampoco requiere un centellador grueso para controlar las fluctuaciones poissonianas en el número de SPEs por muón. La desventaja de este diseño de electrónica de un bit es la necesidad de segmentación del contador para prevenir una subestimación del conteo de muones [64]: dos o más muones cayendo simultáneamente en una misma varilla son contados como un solo muon. La segmentación del detector

previene este apilamiento o *pile up* de muones.

En ITeDA se ha realizado una cadena de simulación *ad hoc* para el sistema de detectores de muones de AMIGA. Esto incluye el modelado de los centelladores, las fibras ópticas, los PMTs y la electrónica. Junto a estas simulaciones se desarrolló una técnica para el conteo de muones con detectores enterrados basada en la estructura temporal de la señal [81, 82].

Esta cadena de simulación implementa modelos fenomenológicos que incluyen diversos parámetros experimentales, de esta forma la mayoría de los procesos están parametrizados mejorando considerablemente el rendimiento computacional.

6.3 Instalación

La instalación de los módulos que conformarán los contadores de muones se realiza en la región de "El Sosneado", cerca de la ciudad de Malargüe, adonde está el infill de AMIGA. La Celda Unitaria (CU) consiste en siete detectores enterrados en los vértices de un hexágono y su centro. El primer paso para completar la CU es la *Pre - celda unitaria* (PCU), que consiste en un módulo por posición. Una vez finalizada la instalación se contará con un módulo de los cuatro que conforman un detector, por cada SD. Cada uno de estos módulos contiene una electrónica que está en la fase de prototipo y se describirá en la sección 6.3.3. Esta electrónica prototipo realiza un muestreo cada 12,5 ns (80 MHz).

Inicialmente se instalaron dos módulos de 10 m^2 a la vera de las estaciones de superficie 'Heisenberg' y 'Phill Collins'; otro dos (de 5 y 10 m^2) se instalaron en 'Corrientes'. Este conjunto de detectores se emplazó formando un triángulo que otorga la posibilidad de estudiar muones producidos por lluvias de baja energía. Actualmente los módulos instalados en Corrientes son: el de 10 m^2 paralelo a la dirección norte y el de 5 m^2 perpendicular a la misma. Los dos restantes se instalaron también en la dirección norte-sur.

En la figura 6.3 puede observarse una vista superior de los cuatro módulos que conforman el DM junto a una estación de SD. La distancia de la varilla más cercana al SD es suficiente para que la porción de lluvia que pasa por el SD no sea la misma que llega a los DM para tener un blindaje uniforme. Pueden observarse también las distancias relativas entre cada módulo y la estación de superficie. En verde se ve la estación de superficie, las lineas azules representan el camino del cableado ya sea de alimentación como de toma de datos. Los rectángulos rojos corresponden a cada módulo, el círculo representa el tubo de acceso a la electrónica, los rectángulos más grandes en violeta delimitan el pozo que los alojará y que luego será tapado. Todas las medidas están en metros.

Hay que hacer notar que este diagrama corresponde al primer SD donde se instalaron DM. Debido a que se pensó la instalación de los módulos individualmente se planteó un pozo individual para cada detector. Como se planea en el

futuro instalar tres módulos más por posición en los detectores restantes, la idea es realizar la instalación de los tres a la vez y realizar un pozo común para todos. Esto resultará en una baja del costo y del trabajo a realizar por instalación de detector.

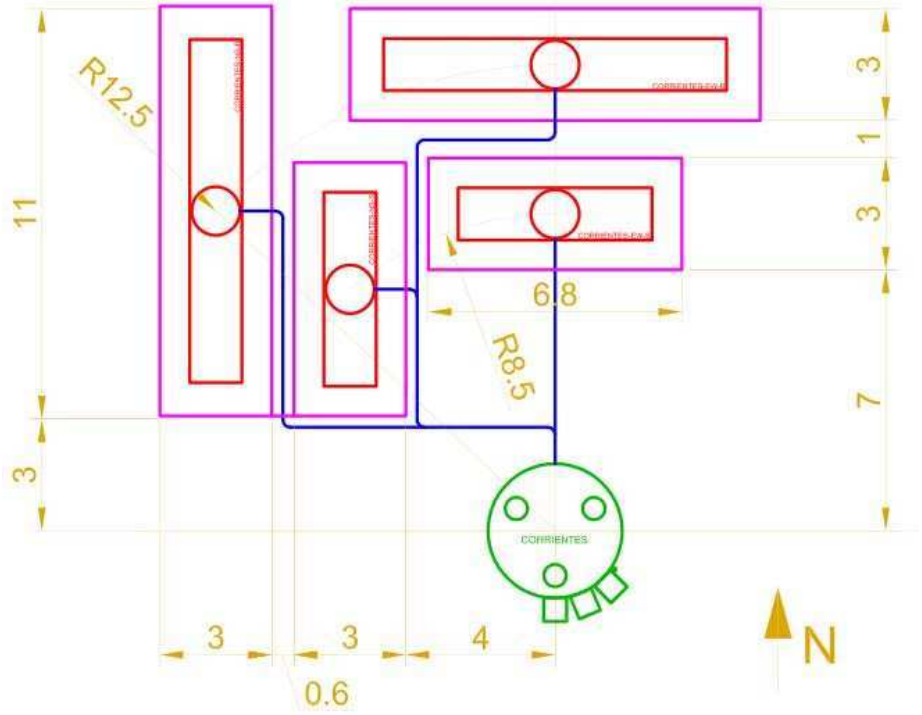

Figura 6.3: *Plano del emplazamiento de los detectores de la* Celda Unitaria *en uno de los sitios. Las lineas azules representan las disposiciones de los cables para alimentación y toma de datos; los rectángulos rojos a los DM y los más grandes, en violeta, al pozo que los alojará al instalarlos y que luego será tapado. El círculo verde es el SD.*

La disposición de los módulos en forma de 'L' está relacionada con la intención de estudiar el *clipping corner*. Este efecto es uno de los tantos factores que influyen en el conteo de muones y se produce cuando un muon atraviesa dos varillas a la vez, pudiendo dejar señal en ninguna, en una, o en las dos, dependiendo de la energía depositada y la distancia al PMT. Como este es un efecto puramente geométrico que proviene de la dirección de arribo de los muones a las varillas, si se tienen dos módulos en configuración perpendicular, cuando los *clipping corner* son máximos en uno de los módulos serán mínimos en el otro, compensando así el efecto. Reconstruida la dirección de arribo se podrá estudiar efectos sistemáticos. La geometría del evento y la energía del primario se obtienen utilizando el arreglo de detectores de superficie.

Aunque los módulos están pensados para disparar con las señales dadas por los detectores de superficie que los acompañan, estos tienen un modo de disparo autónomo para monitoreo y auto calibración, midiendo muones de fondo.

Hasta abril de 2011, las estaciones de superficie proveían solamente el disparo

de nivel 1 (T1, ver capítulo 3) al detector de muones asociado. La electrónica requerida para unir los distintos niveles de disparo más altos (T3), con el disparo del contador de muones, se encuentra todavía bajo desarrollo, por lo que todavía no se dispone de datos incluidos dentro de la cadena de reconstrucción.

6.3.1 Procedimiento de instalación

Los módulos se construyen en el laboratorio mecánico de ITeDA, localizado en el Centro Atómico Constituyentes. Estos módulos son almacenados en un cajón de aluminio de 9 m de largo y 1,5 m de ancho y despachados hacia la ciudad de Malargüe. Al llegar al PAO el cajón es trasvasado del camión a un acoplado que realiza el viaje hasta el sitio donde se entierran los detectores.

Para el manejo de los módulos en el laboratorio de construcción y en el sitio se diseño y construyó un arnés especial que los sujeta de los perfiles adosados para este propósito. Esto puede verse en la figura 6.4 donde se muestra un módulo saliendo del laboratorio.

Figura 6.4: *Un módulo saliendo del laboratorio de ITeDA utilizando el arnés enganchado a los perfiles en U, de PVC pegados a su cuerpo.*

Como se puede observar en la figura 6.3 los pozos tienen una dimensión de 11 m de largo y 3 m de ancho, dimensiones que permiten trabajar dentro del pozo una vez que el detector se encuentra en posición. La excavación se realiza hasta los 2,50 m de profundidad permitiendo emplazar un fondo de arena, de aproximadamente 20 cm sobre la cual se deposita el módulo. Se evita así que quede cualquier elemento bajo el módulo que pueda dañarlo cuando se tapa el pozo y queda bajo presión.

Para realizar el pozo se utiliza una retroexcavadora que luego se usa para emplazar el módulo en el pozo con un aparejo que engancha al mismo arnés (ver

figura 6.5) mostrado en la figura 6.4. El módulo es tomado desde el suelo, al costado del pozo para desplazarlo hasta posicionarlo sobre el mismo y descenderlo con la retroexcavadora hasta unos centímetros antes de tocar el fondo del pozo y así utilizando el aparejo bajar el último tramo. Para prevenir el posible daño por los fuertes vientos ya que los módulos tienen una gran superficie, se utilizan sogas atadas al arnés para sostenerlo y reducir el movimiento. Una vez que el detector se encuentra depositado en el pozo se desenganchan las trabas del arnés.

Figura 6.5: *Detector en el sitio de AMIGA bajando al pozo utilizando la retroexcavadora sujetado por el arnés amarillo con un aparejo.*

Luego se realiza la puesta a tierra para la electrónica con un cable desnudo de 2 mm de sección desde un tornillo preparado en el sistema de protección mecánico. Para una primer etapa de pruebas y/o cambio del PMT resulta indispensable disponer de un modo de alcanzar la electrónica. Se propuso utilizar un tubo corrugado pluvial de PVC de 3 m de alto y 1,3 m de diámetro que otorga la rigidez estructural necesaria para soportar las presiones producidas por la tierra a la hora de rellenar el pozo. Las pruebas mostradas en el capítulo 5 fueron realizadas con este tubo, pero de 1 m de diámetro, mostrando la necesidad de ampliar el lugar de trabajo a 1,3 m. El cambio de la disposición del conector óptico y el direccionamiento de las fibras ópticas hacia el centro del módulo, permitió que se pueda realizar un mejor acople entre el tubo de acceso y el módulo a la hora de ser enterrado.

Una vez que el módulo se encuentra sobre la arena se procede a colocar el tubo con la misma retroexcavadora con la que se descendió el módulo, figura 6.6. Luego de centrar el tubo su borde es sellado al módulo por fuera con espuma

de poliuretano. Se coloca luego una nueva capa de arena sobre el módulo, por protección. Acto seguido la retroexcavadora llena el pozo nuevamente hasta el nivel del suelo.

Figura 6.6: *Colocación del tubo de acceso para la electrónica. Izquierda: descenso del tubo al pozo. Derecha: tubo emplazado y a punto de ser cubierto de tierra.*

Figura 6.7: *Tubo de acceso para la electrónica, puede observarse la colocación de las bolsas con tierra que mantienen un blindaje uniforme.*

Una vez que el módulo es tapado con tierra, se sella la unión interna de éste con el tubo de acceso utilizando pegamento Plexus™ MA 310 [83] que suelda el PVC del tubo con el del módulo. Cuando el tubo de acceso se encuentra sellado se procede a colocar la electrónica.

La figura 6.7 muestra el procedimiento para la colocación del blindaje dentro del tubo. Con el pozo ya rellenado y el módulo tapado por completo, se coloca el domo de PVC de protección de la electrónica. Se colocan cuatro cuartos de cilindros de poliestireno expandido (EPS) con un agujero en el centro que aloja la cúpula que contiene a la electrónica. Por seguridad, la cúpula es cubierta por una plancha de PVC rígido que la mantendrá alejada de esfuerzos. Luego se rellenan tres bolsas con parte de la tierra obtenida del cavado del pozo y se colocan de a una dentro del tubo de servicio.

6.3.2 Sistema de alimentación

Dada la gran cantidad de detectores, el sistema de contadores de muones de AMIGA deberá ser autónomo. Para esto se instaló un sistema de paneles solares junto con las respectivas baterías para la alimentación de todo el sistema electrónico enterrado y en la superficie. En la figura 6.8 (arriba izq.) puede apreciarse el panel solar en su soporte, que es de acero galvanizado con una base cementada.

Figura 6.8: *Panel solar (arriba izq.); caja de baterías de AMIGA (arriba der.); cajas de baterías cerradas en una estación SD (abajo izq.); regulador solar fotovoltaico para las baterías (abajo der.).*

Los paneles solares son de marca Pevafersa™ modelo IP220, fabricados en base a celdas fotovoltaicas de silicio policristalino de alta eficiencia. Estos paneles entregan una potencia máxima de 220 ($^{+3}_{-2}$ %) Wp y una tensión máxima de 1000 V. Sus dimensiones son 1641 mm x 989 mm x 46 mm, con un peso de

23,5 kg y constan de 60 celdas. Para protegerlas de los agentes atmosféricos y aislarlas eléctricamente, las celdas son encapsuladas con material plástico EVA (etil-vinil-acetato) estable a la radiación ultravioleta. El frente expuesto al sol es de vidrio templado de alta transparencia de 4 mm de espesor, que le otorga una mayor resistencia al impacto. La cara posterior es de TEDLAR, una lámina plástica compuesta de elevada resistencia mecánica y eléctrica. Tiene una temperatura de trabajo que va de los -45°C hasta los 85°C [84]. El marco de aluminio anodizado asegura la rigidez estructural y facilita su instalación. La caja de conexiones fijada a la cara posterior permite la interconexión con los otros componentes del sistema.

Las baterías de marca Moura Clean™ son de 12 V y tienen una capacidad máxima de 165 A/h a 25°C durante 100 horas. Son de descarga profunda, o sea que tienen una mayor duración ya que permiten mantener la carga nominal durante más tiempo utilizando toda la capacidad de la batería. Para alojar las baterías, el regulador del panel solar y conexiones del contador de muones se adaptó una serie de caja de baterías (battery boxes) del arreglo de ingeniería original de los SD de Auger. Además se implementó un switch para apagar y prender los detectores enterrados en caso de ser necesario. En la figura 6.8 arriba derecha se muestra una de las cajas de baterías de AMIGA conectada a la del correspondiente SD de Auger. Los cables que alimentan la electrónica de superficie se pasan a través de la estación SD como se hace para el propio tanque. En la misma figura, abajo izquierda se muestra el trabajo finalizado con ambas cajas cerradas (estación SD 'Heisenberg').

El regulador de tensión para el panel es de marca I.REP.SOL, VMS de 40 A. Tiene alarmas para la baja y alta tensión en las baterías, para el corto cicuito y sobrecarga; protección contra polaridad inversa en la batería; y un grado de estanqueidad IP32 que otorga una protección contra la entrada de agua a la caja de baterías. El regulador puede verse en funcionamiento en la figura 6.8 (abajo derecha). La figura 6.9 muestra un detector instalado junto con su sistema de alimentación. Puede verse la tapa provisoria del tubo de acceso.

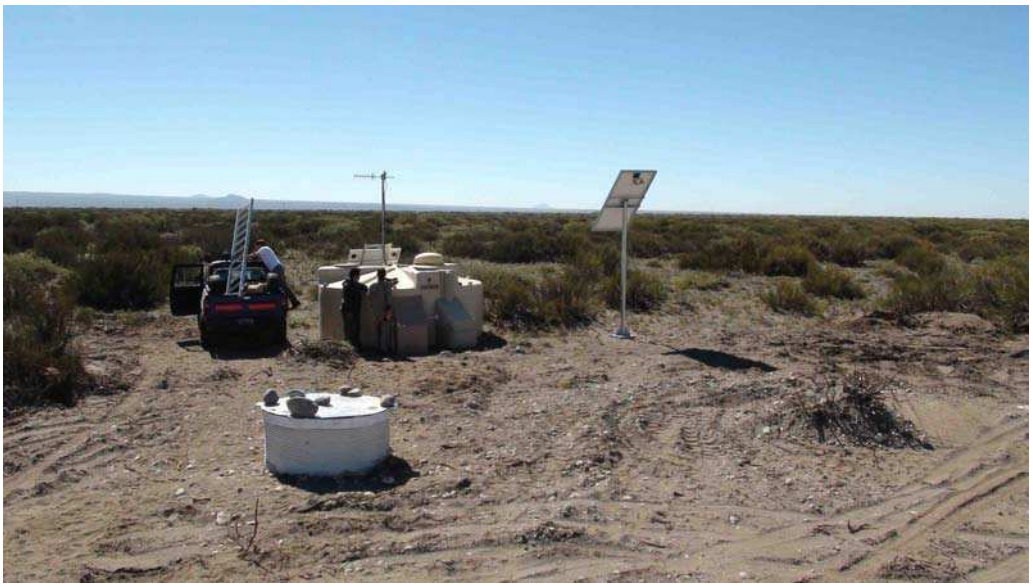

Figura 6.9: *Contador de muones instalado con su sistema de alimentación en la estación SD 'Hisenberg'.*

6.3.3 Electrónica de los DM de 10 m^2 y 5 m^2 en 'Corrientes'

En esta sección se muestran las distintas conexiones de electrónica que corresponden a los módulos de 5 m^2 y 10 m^2 que se instalaron junto a la estación 'Corrientes'. En la figura 6.10 pueden observarse las distintas partes de la electrónica. Los módulos de 5 y 10 m^2 están marcados con sus partes, junto con el cableado hacia el tanque y una caja de conexión enterrada que nuclea los dos grupos de cables provenientes de los módulos hacia el domo que contiene la electrónica de superficie.

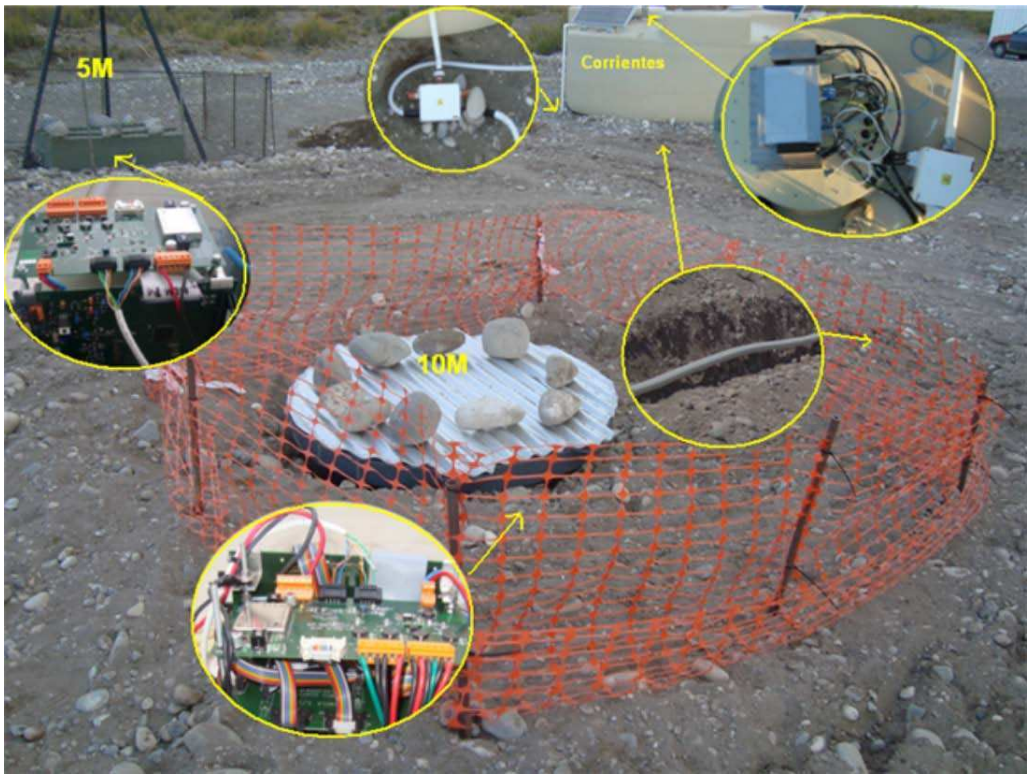

Figura 6.10: *Electrónica y conexiones para los dos primeros módulos instalados. En primer plano aparece la tapa provisoria del tubo de acceso del módulo de 10 m^2 con su electrónica. Arriba a la izquierda aparece el módulo de 5 m^2 y a la derecha la estación de superficie con las conexiones.*

La electrónica de AMIGA está dividida en cuatro partes: AMIGA *box*, *Power Distributor* (PD), módulo de 5 m^2 ('Armadillo') y módulo de 10 m^2 ('Topo'). Cada una de estas partes tiene su propia conexión a tierra, aislada entre sí. La batería del tanque alimenta a la *Local Station* y a la AMIGA *box*. La batería de AMIGA alimenta al PD, además tiene un switch para cada módulo y cada uno de estos tiene, a su vez un aislante DC-DC a la entrada. La AMIGA *box* y *PD* están dentro del domo del tanque.

La figura 6.11 muestra como son las conexiones entre los módulos enterrados y el domo sobre el tanque. Las líneas negras representan los cables de la Radio de AMIGA (conexión RS-232) con +12V de la *Local Station*, las rojas y azules la alimentación para el módulo de 5 m^2 y 10 m^2 respectivamente. Las lineas verdes representan la conexión a tierra.

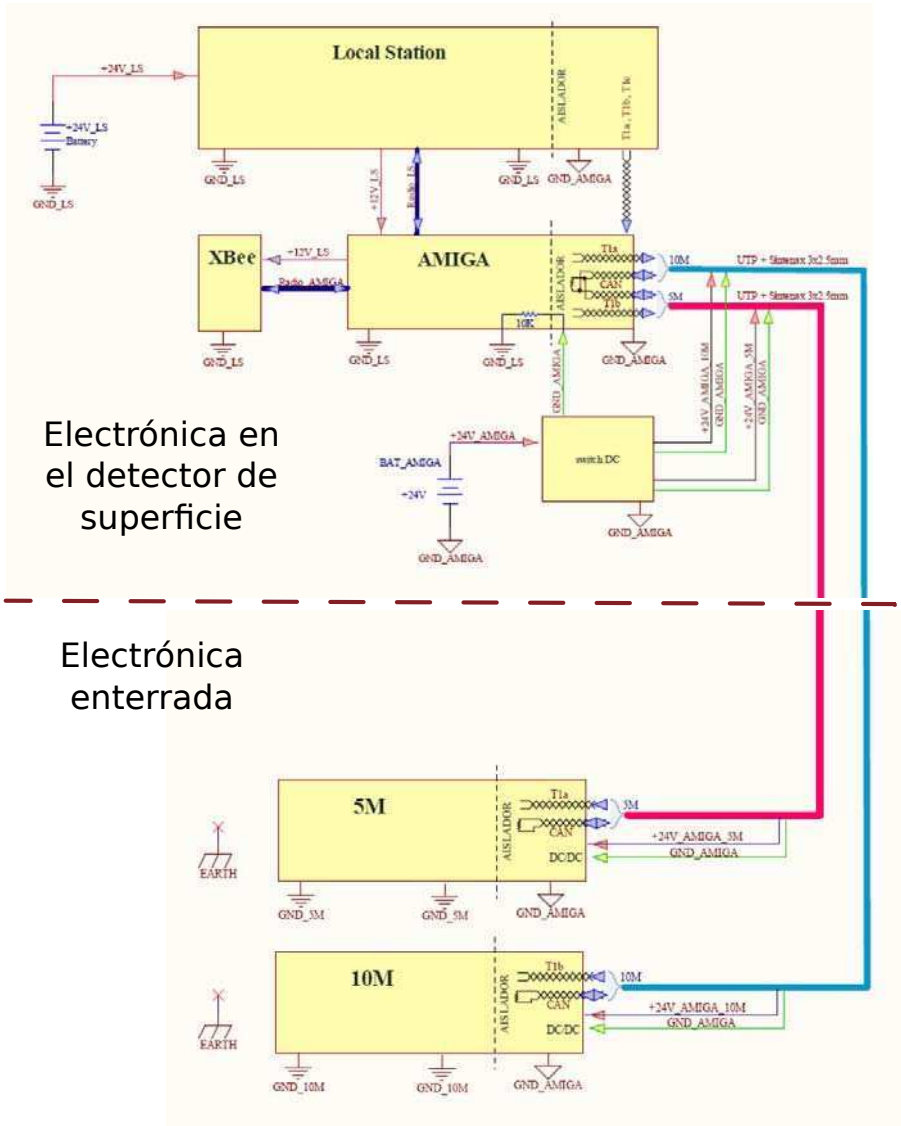

Figura 6.11: *Esquema de las conexiones para la electrónica de los DMs con los SDs.*

La AMIGA *box* contiene una *Single Board Computer* (SBC), un módulo CAN y un regulador de 3,3 V. Una SBC es una computadora completa en un sólo circuíto, el diseño se centra en un sólo microprocesador con la RAM, y todas las demás características de un computador funcional en una sola tarjeta que suele ser de tamaño reducido y que tiene todo lo que necesita en la placa base [85]. El CAN (Controller Area Network) bus es un protocolo de comunicaciones serie pero se está planeado migrar a una conexión Ethernet por que ofrece otras ventajas.

Las conexiones del *Front Panel* se dividen en:

i - **LS RADIO** La comunicación de datos entre la Local Stations y la box esta dada por este conector, además se usa para alimentar la electrónica en el tanque.

ii - **Radio AMIGA** La comunicación de los datos hacia el observatorio se

realiza mediante este conector, utilizando la radio *XBee*.

iii - **T1LS** La señal T1 entra a través de este conector. Hay tres señales de LVDS (T1a, T1b, T1c) todas igual a un T1 (el mismo T1 de la SD, ver capítulo 3). Además se usa para enviar una linea de alimentación aislada para los drivers ADUM6400 LS y LVDS.

iv - **GND AMIGA** Un conector DIM es usado para la tierra (GND) de la batería de AMIGA que actúa como referencia para los circuítos aislados. Es importante hacer notar que las tierras de la LS y de AMIGA están conectadas a través de una resistencia de 10 $k\Omega$.

v - **5 m^2** Los datos son enviados y recibidos a través de este conector para el módulo enterrado de 5 m^2. El T1 usa uno de los cuatro pares trenzados para el UTP. Otro de los pares es usado para el CAN y los otros dos están conectados a la tierra de AMIGA (GNDAMIGA).

vi - **10 m^2** Los datos del módulo de 10 m^2 son enviados y recibidos a través de este conector usando el módulo de 10 m^2. El T1 usa uno de los cuatro pares trenzados del UTP. Otro es utilizado para el CAN y los dos están conectados a la tierra de AMIGA (GNDAMIGA).

6.4 Resultados de los detectores en el campo

Si bien el detector de muones en este momento está todavía en fase de desarrollo, la *Celda Unitaria*, se prevé que esté terminada a principios de 2014. La misma estará compuesta por 7 contadores de 30 m^2 (6 en los vértices del hexágono y uno en el medio). Como ya se explicó, cada contador estará compuesto por dos módulos de 10 m^2 y dos de 5 m^2, y estará asociado a un detector de superficie. En febrero de 2012 habrá 7 detectores instalados, como en la figura 4.7.

A pesar de tener el detector de muones un modo interno de disparo para operación, monitoreo y autocalibración, estos detectores están pensados para funcionar con el disparo de la estación de superficie vecina [81]. La reconstrucción de la geometría y energía del primario es realizada por el arreglo de superficie (ver capítulo 4). Las estaciones de superficie tienen dos modos de disparo independientes [86], uno basado en la discriminación por umbral (TH-T1) y otro donde la señal sobre un umbral más bajo debe mantenerse por encima de este por más de 325 ns (ToT-T1). La tasa de disparo que satisface la condición TH-T1 es de $\sim$ 100 Hz, mientras para ToT-T1 es $\sim$2 Hz. Una vez que el DM es disparado graba la señal digital de cada uno de las 64 varillas centelladoras en una memoria local. Cada señal tiene 768 muestras lógicas y se pueden almacenar más de 1024 eventos.

6.4.1 Comparación de simulación con los primeros datos

Para los primeros cuatro DMs instalados en el campo, se realiza la toma de datos utilizando el modo de disparo interno. Este modo es activado cuando *n* o más canales muestran señales en coincidencia. El desarrollo de software para el FPGA a 320 MHz está finalizando, por lo que las mediciones preliminares fueron tomadas a 80 MHZ.

Es muy común encontrar una estructura de 'agrupamiento' (o *clustering*) que muestra a un grupo de varillas cercanas disparándose simultáneamente. En la figura 6.12 se ven datos y simulaciones requiriendo 8 varillas, *n*=8, en el disparo interno, IT8. Dado que es muy poco probable que múltiples varillas centelladoras sean disparadas simultáneamente por muones de fondo, los eventos tipo IT8 serán generados por pequeñas lluvias. La baja tasa de estos eventos (∼0,1 Hz) es consistente con esta idea. Para tener una mejor comprensión de la estructura de los IT8 se simularon EAS utilizando el programa AIRES [87] con energías entre $10^{14,5}$ y 10^{16} eV, que fueron propagadas bajo el suelo y simuladas en el detector. En la figura 6.12 se muestra un histograma de eventos IT8 de uno de los contadores enterrados, y superpuesto al mismo las mencionadas simulaciones [81]. Dado que la mayor parte de los eventos vienen agrupados, se espera que las barras centelladores centrales a cada lado del DM participan en más eventos que las de los lados. Esto explica la estructura de doble loma del histograma. Cada banda corresponde a un lado del DM con sus 32 centelladores.

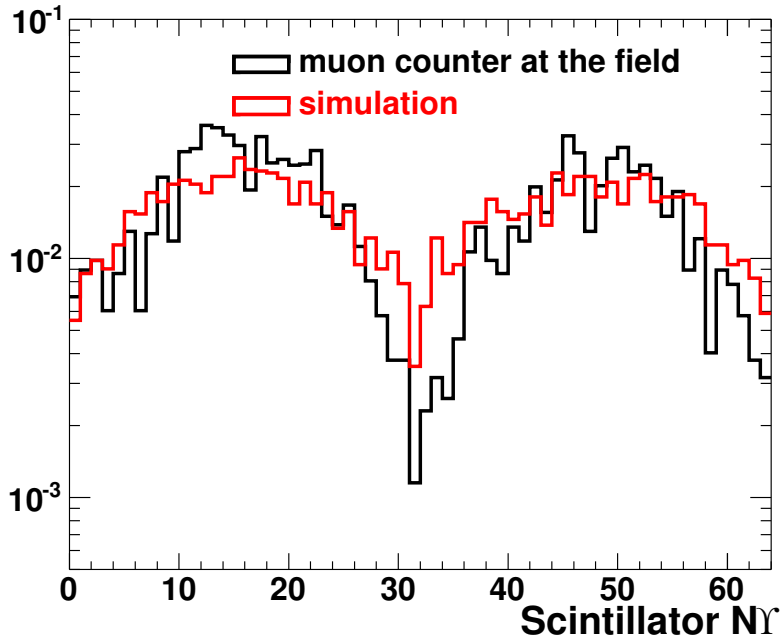

Figura 6.12: *Histograma normalizado del intervalo temporal que corresponde al momento del disparo, de eventos IT8 de uno de los contadores enterrados (en negro). La estructura de doble loma es la esperada por eventos que vienen agrupados (clustering). El histograma normalizado de eventos simulados fue construido generando EAS con energías entre* $10^{14,5}$ *eV y* 10^{16} *eV, propagadas bajo el suelo y simulando el detector.*

La estructura temporal de los datos en el campo fue además, comparada con aquella producida por señales de muon adquiridas en el laboratorio. En la figura 6.13 se muestra esta comparación. El intervalo de 12.5 ns corresponde a un *sampling rate* de 80 MHz.

Ambos histogramas (figuras 6.12 y 6.13) muestran un muy buen acuerdo tanto en el número de muones detectados como en el perfil temporal del tren de pulsos generados por un muon, validando el funcionamiento del contador en el Observatorio.

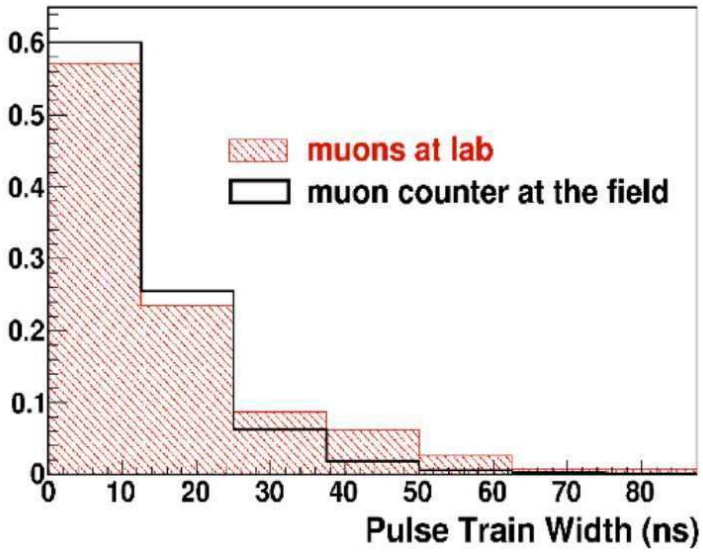

Figura 6.13: *Histograma normalizado del ancho temporal para datos de un DM (en negro) y señales de muon medidas en el laboratorio (rojo).*

6.5 Conclusiones del capítulo

En este capítulo se han repasado las características más importantes respecto al diseño, construcción e instalación de los contadores de muones para AMIGA.

Inicialmente se presentó un estudio del suelo del sitio donde se instalarán los contadores que servirá de blindaje para estos. El suelo mostró ser seco hasta 20 m de profundidad y con una densidad promedio de 2,38 g/cm^2. Esto lleva a tener una profundidad de 2,3 m para el pozo donde irán enterrados los detectores. Los niveles de densidad aseguran una buena estabilidad para la excavación y poca deformación ante esfuerzos mecánicos, posibilitando la realización de pozos relativamente poco profundos para el blindaje.

Se muestran, luego, los parámetros más importantes del diseño del contador de muones. Teniendo en cuenta el área de colección y la segmentación se llegó a una definición del módulo, cuatro de ellos formarán el detector en la CU. Se eligió el plástico centellador como forma de estudiar las partículas cargadas ya que

permiten la segmentación y el transporte de luz mediante fibras ópticas hasta el PMT, con un decaimiento medido. Se armó el módulo en un soporte de PVC que otorga la rigidez estructural necesaria para el transporte e instalación bajo una importante columna de tierra. El conjunto del detector se encuentra totalmente fabricado en los laboratorios de ITeDA. Se realizó una construcción modular que permite el manejo cómodo del módulo, y con el conjunto electrónica + PMT en el centro, el acceso para mantenimiento y/o reemplazo está garantizado.

La instalación y puesta en funcionamiento de los detectores es un tema de significativa importancia en esta etapa de investigación y desarrollo (está íntimamente ligada a la construcción de módulos). AMIGA es un experimento que se encuentra organizado en diversas subtareas, una de las cuales es ésta de la cual me encuentro a cargo. En base a las pruebas realizadas con el prototipo enterrado en ITeDA se avanzó hacia el diseño final de los módulos de la CU, descritos en este capítulo. Se trabajó en el sistema de transporte de los módulos hasta Malargüe y luego hasta el campo. Se planeó la instalación con la retroexcavadora, arneses, aparejo, sistema de alimentación fotovoltaico y su enclavamiento, cableado y conexiones, posicionamiento de la electrónica. También la instalación y sellado del tubo de servicios. Los resultados experimentales de un módulo en el campo, histogramas de número de eventos IT8 y de estructura temporal, fueron contrastados satisfactoriamente en ITeDA con simulaciones y con una caja negra midiendo muones, respectivamente.

Notar que el primer módulo de 5 m^2 fue instalado en noviembre de 2009 y funciona actualmente en perfectas condiciones, dando pruebas de la validez del diseño del módulo y de la instalación.

7 Estudio de los primeros datos del infill

I have no data yet. It is a capital mistake to theorise before one has data. Insensibly one begins to twist facts to suit theories instead of theories to suit facts. But...

Sherlock Holmes, en "A scandal in Bohemia"

El arreglo de superficie del Observatorio Auger tiene eficiencia de colección de eventos del 100 % para energías por encima de 3×10^{18} eV y en el modo híbrido este rango se extiende hasta 10^{18} eV. Este límite no resulta suficiente para completar un estudio de la zona del espectro de la segunda rodilla y el tobillo y se concibieron entonces dos extensiones que podrían lograr este objetivo: HEAT [48] y AMIGA [63–66, 79], con los últimos resultados mostrados en [88]. Ambas tuvieron sus reseñas en los capítulos 3 y 4, respectivamente.

Para estas extensiones es necesaria solo una pequeña área de detección, dado que el flujo de rayos cósmicos incrementa rápidamente a medida que la energía desciende. Por otro lado, los detectores tienen que ser emplazados a distancias más cortas formando un arreglo más denso ya que al bajar la energía disminuye el desarrollo lateral de la lluvia en el suelo.

Desde Agosto de 2007, el infill dentro del área Observatorio Pierre Auger ha crecido tanto en tamaño y como en la estadística de los eventos colectados. Esta extensión propuesta en AMIGA, otorga una excelente oportunidad para continuar el estudio de rayos cósmicos en más de una década hacia abajo en energía respecto del arreglo principal de Auger.

En este capítulo se mostrará una caracterización del infill realizada a poco de comenzar con la toma de datos. Inicialmente se empezó con la comprensión de su funcionamiento dentro del detector estándar de superficie de Auger. Para esto se realizó un estudio de las incertezas de las mediciones del infill comparándolas con el arreglo más grande, modificando la reconstrucción estándar y adaptándola a las nuevas distancias y condiciones de disparo de la lluvia de partículas.

En esta primera parte se utilizó el software **CDAS** [89] que fue el primer programa integral que se generó para estudiar los eventos y visualizarlos. La reconstrucción de estos eventos era generada mediante un programa llamado *Herald* cuya salida en formato texto permite analizar todas las variables respecto a la lluvia de partículas y al rayo cósmico primario.

7.1 Caracterización del infill

Utilizando datos del detector de superficie y del arreglo infill del Observatorio Auger se realizó un estudio para evaluar las incertezas en la reconstrucción de eventos registrados por el primero, validando el proceso de reconstrucción para ambos arreglos de detectores. La intención de este trabajo es realizar una comparación entre la reconstrucción de eventos con el infill, utilizando toda la información que un arreglo más denso que el principal puede otorgar y contrastarla con el mismo conjunto de eventos reconstruidos utilizando solo las estaciones SD del arreglo principal [90].

Se calcularon las diferencias en la reconstrucción de lluvias en: ángulos cenital y espacial, posición del baricentro y parámetro $S(1000)$. Este último parámetro es el estimador de la energía del rayo cósmico primario y la distancia óptima a donde evaluarlo (1000 m para el arreglo principal) para el arreglo infill será calculada en el capítulo siguiente.

Al momento de realizar este análisis el infill contaba con 35 estaciones, siendo 12 de ellas ya parte del arreglo principal de Auger. Las 23 estaciones restantes fueron agregadas cubriendo así un área de 11,7 km^2. Esto resulta en 15 hexágonos activos sobre una posibilidad de 37 con todo el infill instalado y funcionando.

La figura 7.1 muestra la disposición de las estaciones del infill al momento de realizado este análisis, dentro de la grilla del Observatorio Auger.

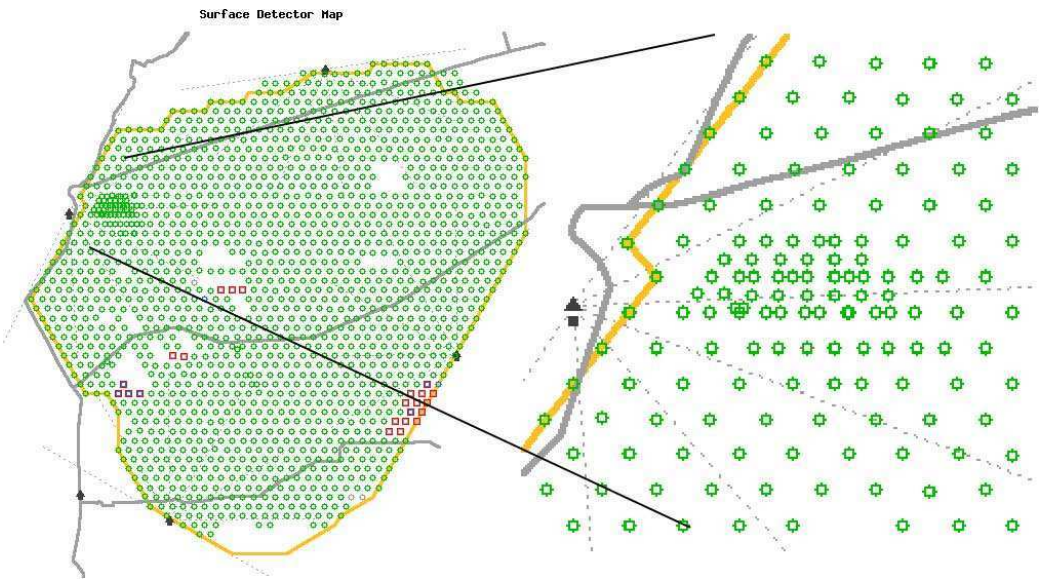

Figura 7.1: *El infill con una separación de 750 m, inmerso en el arreglo regular de 1500 m.*

7.1.1 Selección de eventos

Los eventos del arreglo principal de Auger (de ahora en más Auger Regular, AR, para distinguirlos de los del arreglo infill, IR) son tomados de la base de datos oficial [91]. Se seleccionaron eventos con:

- Ángulo cenital menor a sesenta grados ($\theta < 60°$).

- Evento con disparo T5 (ver capítulo 3): 6 estaciones operando alrededor de la que tiene máxima señal, modificado para la geometría del infill.

- Estimación y reconstrucción compatibles que requiere que el baricentro de la lluvia estimado inicialmente sea compatible con el reconstruido y que el ángulo espacial estimado y reconstruido sea menor a 15°.

Se agregaron al programa CDAS[89] las estaciones pertenecientes al infill, que luego son removidas para el análisis estándar de AR. Se incluyó otro criterio de selección de eventos: la estación con la máxima señal debe ser una de las 15 estaciones internas (que no se encuentre en el borde) del IR. En la figura 7.2 se grafica las posiciones del *core* para eventos que cumplen este criterio. Las mismas están distribuidas dentro de los hexágonos interiores con mayores densidades cerca de aquellos hexágonos inicialmente instalados.

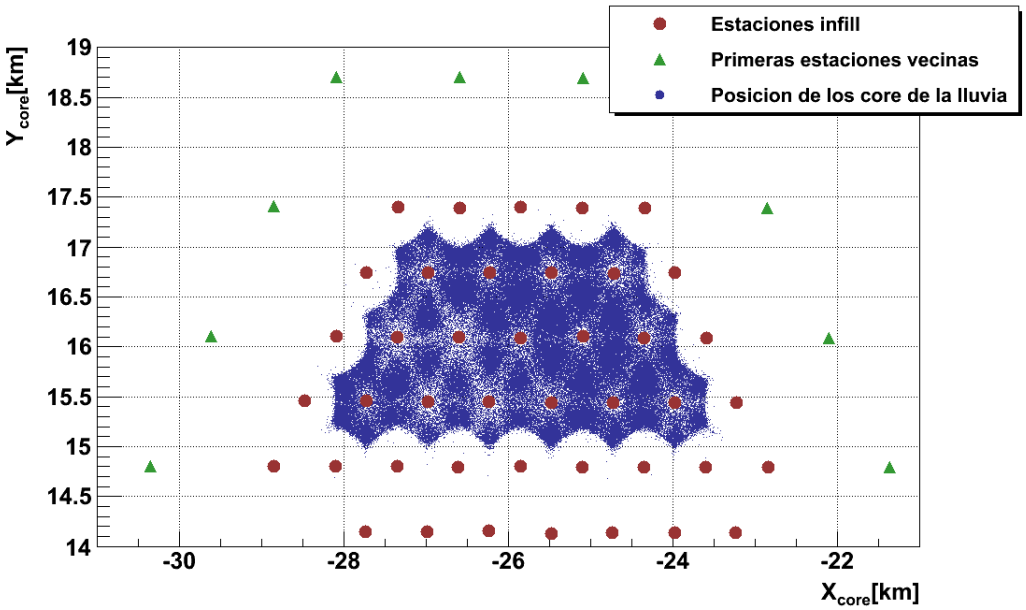

Figura 7.2: *Posiciones de los baricentros de los eventos dentro del infill (puntos azules), superpuesto a un mapa del mismo. Las estaciones pertenecientes al infill están representadas en círculos rojos y los primeros vecinos en triángulos verdes.*

En la figura 7.3 se grafica el número de estaciones interviniente en la reconstrucción. Puede observarse que para AR ∼90 % de los eventos son de 3 estaciones sobre los 1122 eventos reconstruidos con ambos detectores a la vez. En todos estos eventos pertenecientes al infill participan 6 o más estaciones y el 89 % tienen 7 o más con el máximo del histograma en 8 estaciones. Se tiene más información sobre la misma lluvia, permitiendo un estudio sobre las incertezas sistemáticas del AR.

En la figura 7.4 se observa el número de estaciones del AR versus del IR. La mayoría de los eventos que pueden ser reconstruidos utilizando ambos arreglos

a la vez son de baja energía, así que aún teniendo 10 o más estaciones con el IR, pueden ser de solo 3 para AR.

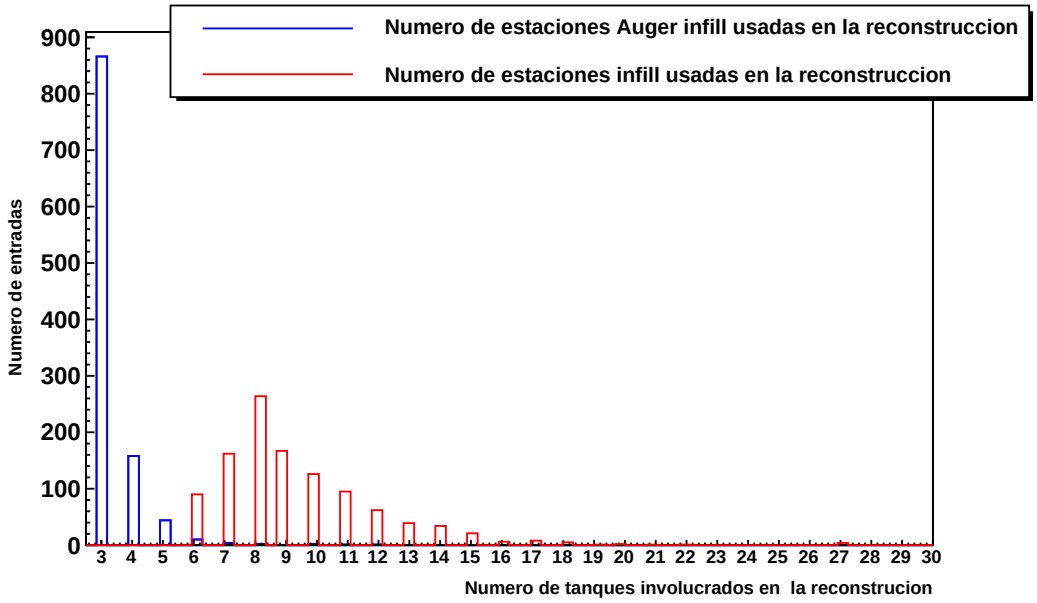

Figura 7.3: *Número de estaciones involucradas en la reconstrucción para el mismo evento registrado por el infill y el arreglo de superficie de Auger. El 90 % son de 3 estaciones para AR pero el infill tiene 7 o más para el 89 %.*

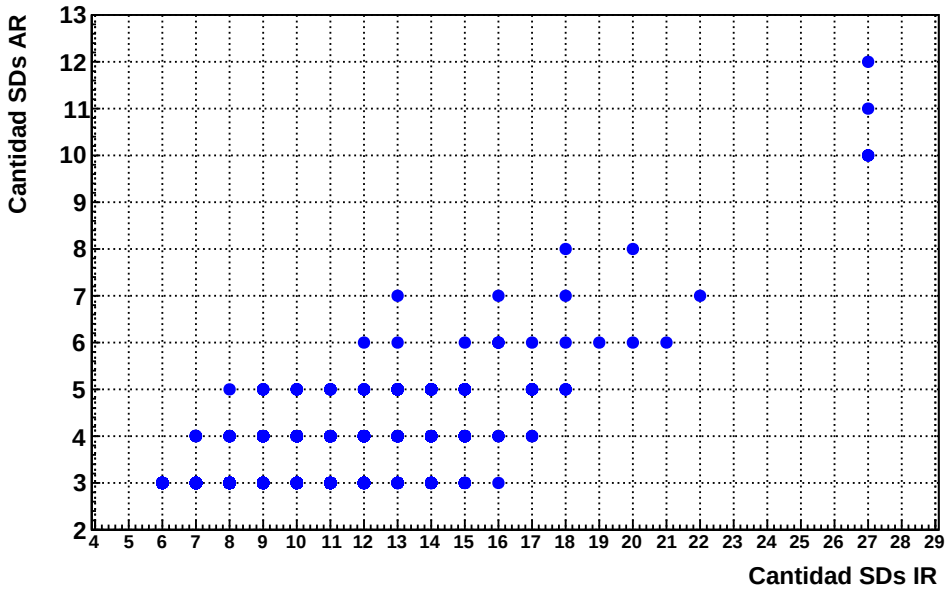

Figura 7.4: *Número de estaciones del SD involucradas en la reconstrucción de AR vs. los de IR para el mismo conjunto de eventos.*

En este capítulo se realizará una selección de eventos utilizando el número de estaciones involucradas en la reconstrucción. Dado que al momento de realizar este trabajo no se disponía de una calibración en energía (ver capítulo 8) para

el rango de operaciones del IR. Se toma entonces el número de estaciones pues es una medida del tamaño de la lluvia, por lo tanto de la energía del primario que la causó. Se realiza entonces una selección distinguiendo entre:

i - 3 o más estaciones AR mas 3 o más estaciones IR[1] que llamamos 3+3.

ii - 3 o más estaciones AR mas 7 o más estaciones IR[2] que llamamos 3+7.

Para la selección 3+3 el número promedio de estaciones IR resultó 9,3 y para AR 3,3. Utilizando 3+7 el promedio resulta en 12 y 3,7 respectivamente. Estos números son relevantes pues los estudios con AR pueden realizarse a partir de 3 ($\sim$ 3,3) estaciones aunque compunmente se utilizan 4 ($\sim$ 3,7) para mejorar la calidad de la reconstrucción.

El número total de eventos hasta el 15 de Mayo de 2009 es 114062 para el IR solamente; de estos 1122 son reconstruidos por el programa Herald [91]. Solamente 1088 eventos sobreviven a la selección 3+3 y 369 a la 3+7.

7.2 Reconstrucción geométrica con la selección 3+3

7.2.1 Diferencia en el ángulo cenital

Dado que el procedimiento de reconstrucción geométrica está principalmente relacionado con el cálculo de los tiempos de arribo de las partículas al detector, se decidió empezar la comparación de los dos arreglos analizando las diferencias en el ángulo cenital θ. Esta diferencia fue calculada utilizando la ecuación 7.1.

$$\Delta\theta = \left(\frac{\theta_I - \theta_{AR}}{\sqrt{V[\theta_I] + V[\theta_{AR}]}} \right) \tag{7.1}$$

Aquí θ_I y θ_{AR} corresponden al ángulo cenital del IR y de AR respectivamente; V[θ_I] y V[θ_{AR}] a las varianzas de cada ángulo. Ambos (θ y V[θ]) se obtienen en la reconstrucción estándar utilizando Herald. Se obtuvo el gráfico que se muestra en la figura 7.5 junto al ajuste gaussiano.

En la tabla 7.1 se muestran los parámetros que provienen de este ajuste.

El valor medio es -0,03 $\pm$ 0.03, mostrando que no hay un sesgo entre estas cantidades, y σ = 1.02 $\pm$ 0.04. Esta dispersión resulta la esperada para estos valores, según [92], reflejando una buena compatibilidad entre la reconstrucción utilizando ambos detectores.

1. Implica al menos 6 estaciones del IR.
2. Implica al menos 10 estaciones del IR. Simulaciones muestran que una huella del tamaño de 10 estaciones para el IR se correlaciona a un primario con energía de $\sim 10^{18}$ eV [66].

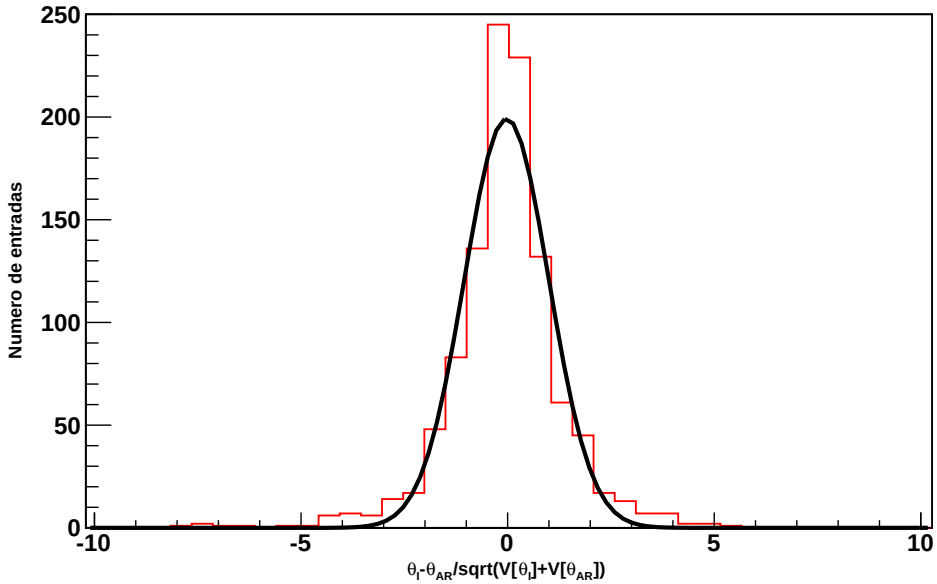

Figura 7.5: *$\Delta\theta$ para eventos reconstruidos con y sin las estaciones del infill.*

	Valor medio	Error	σ	Error
$\Delta\theta$	-0.03	0.03	1.02	0.04

Tabla 7.1: *Valor medio y dispersión (σ) del ajuste de la distribución de $\Delta\theta$ ajustada con la ecuación 7.1.*

7.2.2 Ángulo espacial ψ

El ángulo espacial ψ es el ángulo subtendido entre las direcciones de arribo reconstruidas de dos formas diferentes. En particular, la resolución angular para el arreglo principal se calcula utilizando el ángulo espacial con eventos que caen en una zona que tiene un arreglo de detectores llamados 'dobletes'. Estos dobletes son dos estaciones de superficie independientes que ocupan la misma posición en el arreglo, en este caso se utiliza una reconstrucción con una grilla y luego con su doble obteniendo así la reconstrucción de un mismo evento dos veces con detectores independientes.

Aquí se compararon las reconstrucciones de eventos con detectores del infill y sin ellos. Debido a que el número de estaciones es distinto se espera una mejor resolución angular para el infill.

Este calculo fue realizado utilizando la ecuación 7.2 que proviene del producto escalar entre los radiovectores $\widehat{r}_{IR} \cdot \widehat{r}_{AR} = \cos\psi$:

$$\psi = acos\left(\cos(\theta_{IR}) * \cos(\theta_{AR}) + \sin(\theta_{IR}) * \sin(\theta_{AR}) * \cos(\phi_{IR} - \phi_{AR})\right) \tag{7.2}$$

Donde $\widehat{r}_{IR}$ marca la dirección de arribo reconstruida con el infill y $\widehat{r}_{AR}$ con AR.

Utilizando las dos selecciones en número de estaciones se realizaron los histogramas que se muestran en la figura 7.6. La 3+3 corresponde al histograma vacío y la 3+7 al lleno. La forma de estimar una diferencia es realizar un corte al 68 % de los eventos en los histogramas (i.e. 1 σ). Este limite está marcado en lineas rojas, continua y punteada para 3+3 y 3+7 respectivamente, en la figura 7.6.

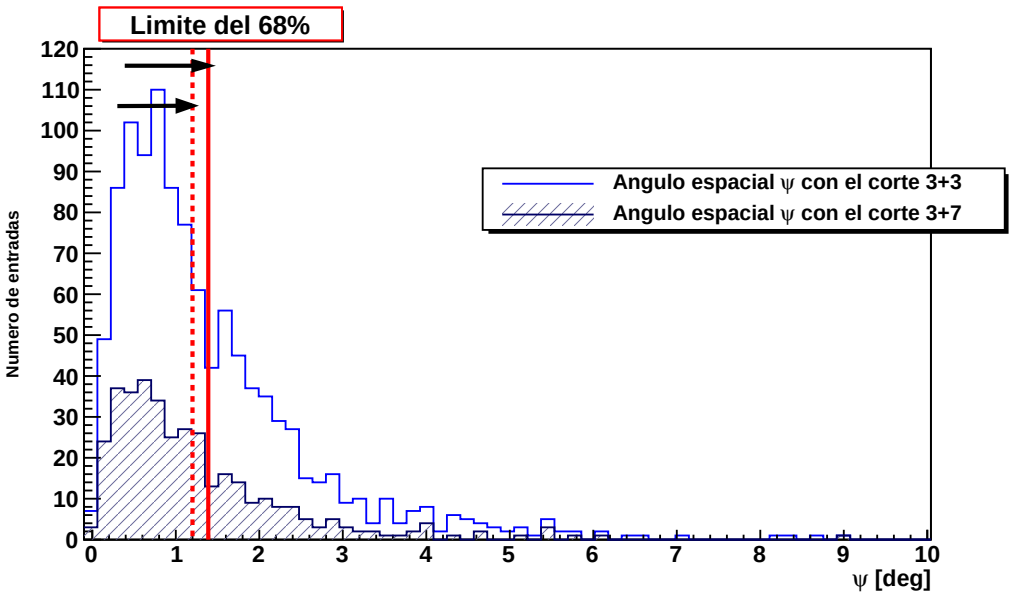

Figura 7.6: *Ángulo espacial ψ calculado con la selección 3+3 (vacío) y 3+7 (lleno), las líneas rojas muestran el corte en el 68 % de los eventos (llena para 3+3 y punteada para 3+7).*

Para caracterizar esta distribución se realizó un ajuste con la función de Rayleigh apropiada para una distribución de un escalar proveniente de dos cantidades vectoriales. Si bien en este caso una de las hipótesis de trabajo de esta función no se cumple, ya que los dos vectores no son independientes pues tienen estaciones de detección en común, el ajuste resultó una muy buena aproximación. En el apéndice A) se muestran las distribuciones de ψ ajustadas con la función de Rayleigh para ambos casos, los resultados de estos ajustes se muestran a continuación en la tabla 7.2. Aquí pueden observarse los parámetros obtenidos del ajuste y los calculados a partir de estos. El parámetro σ y su error fueron obtenidos mediante la ecuación A.1) que permite obtener el valor medio y de ahí el máximo, como se muestra en el ápendice A relaciones de A.3 a A.6. La última columna muestra el ángulo espacial por debajo del 68 % de los eventos contando directamente los eventos.

Se debe hacer notar que esta distribución sea coherente con la de Rayleigh convalida el significado físico de los ángulos reconstruidos para el infill.

El 68 % de los eventos para la selección 3+3 cae por debajo de 1,5°. Por otro lado la resolución angular del arreglo principal de Auger para eventos con 3 estaciones es de 2°[93]. La selección que se hizo aquí corresponde a eventos con 3 o más estaciones para Auger, lo que podría hacer difícil llegar a una conclusión clara, pero como la figura 7.3 muestra que el 90 % de los eventos aquí empleados

son de 3 estaciones para AR entonces se puede utilizar para comparar el valor de resolución angular que es de ∼2° para ángulos cenitales entre 10° y 40° [93][3]. Por otro lado la falta de estadística en este estadio no permite realizar una separación en bandas de ángulo cenital que mostraría la resolución para número de estaciones individuales para AR, lo que mejoraría la comparación. Se puede decir entonces que la diferencia angular entre las dos reconstrucciones es menor que la resolución angular para 3 estaciones, consistente con que el infill muestrea mejor las lluvias de bajas energías.

El ajuste con la función de Rayleigh, arroja un valor medio de ∼1,14° con un máximo de 0,91 ± 0,3 °. El *verdadero máximo*, o sea el pico de la distribución es de (0,8°), estos difieren en $\sim 10\,\%$. Para 3+7 estos valores son de ∼0,68 ° y ∼0,65 °, respectivamente o sea, una diferencia menor al 5 %. Estos acuerdos fortalecen el uso de la función de Rayleigh.

El histograma lleno en la figura 7.6 (corte 3+7) muestra que el 68 % de los eventos caen por debajo de 1,3°. Como se mencionó en la sección 7.1.1 el número de estaciones promedio involucradas en la reconstrucción para el corte 3+7 es 3,7, cercano al número mínimo de 4 estaciones de superficie generalmente usadas para la reconstrucción del AR. Con el AR se obtuvo 1,4° [93] en resolución angular, coherente con los resultados de este trabajo.

En esta sección hemos visto que la diferencia en la determinación de la dirección de arribo con el IR es del orden de la resolución angular del AR para 3 y 4 estaciones. O sea que un evento con las mismas estaciones del AR más las del IR produciría un cambio muy significativo en la determinación de la dirección de arribo. Notar que estos resultados son coherentes con asumir una resolución angular significativamente superior con el IR tal que comparar AR en contra de él o del valor real, arroja resultados similares.

	σ	Error	Valor medio	Max.	*Max. verdadero*	68 %
ψ [°] (3+3)	0,91	0,03	1,14	0,91	0,8	1,5
ψ [°] (3+7)	0,68	0,04	0,86	0,68	0,65	1,3

Tabla 7.2: *Valor medio y sigma del ángulo espacial ψ en grados, de eventos reconstruidos con y sin las estaciones agregadas, con los cortes 3+3 y 3+7.*

7.2.3 Diferencia en la posición del core

La posición del baricentro de la lluvia, o posición del *core*, es otro de los parámetros importantes que se utilizó para comparar las reconstrucciones y dado que esta cantidad es un escalar que resulta del módulo cuadrado de la resta de los vectores posición (ecuación 7.3), se utilizó el mismo ajuste con la función de Rayleigh que en la sección anterior.

$$\Delta Core = \sqrt{(x_{IR} - x_{AR})^2 + (y_{IR} - y_{AR})^2} \tag{7.3}$$

3. El análisis de la resolución angular separando en bandas de ángulo cenital fue realizado más adelante con más estadística utilizando la reconstrucción con el offline, este se muestra en el capítulo 9

La figura 7.7 muestra ambas distribuciones con la selección en número de estaciones 3+3 y 3+7, histograma vacío y lleno, respectivamente. Aquí también se utilizó el límite del 68 % de los eventos, marcado con línea roja, continua para 3+3 y punteada para 3+7.

Los resultados de los ajustes se muestran en la tabla 7.3.

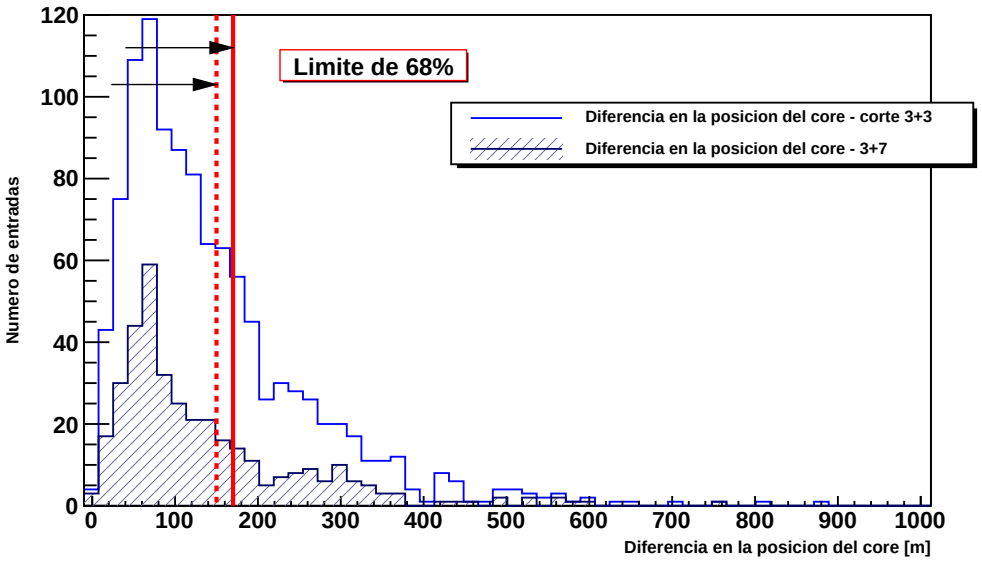

Figura 7.7: *Diferencia en la posición del core utilizando los cortes 3+3 (histograma vacío) y 3+7 (histograma lleno), con las líneas rojas mostrando el corte en el 68 % de los eventos (llena para 3+3 y punteada para 3+7).*

Utilizando la selección 3+3 el 68 % de los eventos cae en 170 m y el valor medio de la distribución es de 119 m. La diferencia entre el máximo calculado utilizando el ajuste y el *máximo verdadero* resulta en más del 25 %, siendo estos valores 95 m y 70 m, respectivamente.

Para la selección 3+7, la incerteza disminuye ya que el valor medio de la distribución es ∼89 m, y el 68 % de los eventos es ∼150 m, ver tabla 7.3. Estos eventos no muestran diferencia en el cálculo del máximo utilizando el ajuste con la distribución de Rayleigh (71 m) y la posición del *máximo verdadero* (70 m).

	σ	Error	Valor medio	Max.	*Max. verdadero*	68 %
R_{core} [m] (3+3)	95	3	119	95	70	170
R_{core} [m] (3+7)	71	4	89	71	70	150

Tabla 7.3: *Valor medio y sigma para la diferencia en la posición del* core *reconstruida con las estaciones agregadas para el infill y sin ellas, en metros, figura 7.7*

La incerteza para la posición del *core* fue calculada anteriormente para el arreglo principal en [94]. Haciendo una extrapolación de estos valores hacia bajas energías, se obtiene una incerteza de ∼280 m, para eventos con energía $\sim 10^{17,5}$ eV y para eventos que se encuentran por arriba de 10^{18} eV, esta incerteza

resulta en ∼140 m. Ambas incertezas puede ser comparadas con los valores obtenidos para los cortes 3+3 y 3+7 respectivamente, ya que recordando que las simulaciones para un arreglo de detectores como el infill arrojan un valor de 10^{18} eV cuando se disparan 10 estaciones [66].

Los valores medios de las distribuciones ajustadas por la función de Rayleigh, en cada caso se presentan en la tabla 7.3, y son de 119 m para el corte 3+3 y 89 m para el 3+7. Además el acuerdo entre los máximos en ambos casos para el máximo de la distribución muestran la bondad del ajuste con la función de Rayleigh. En ambos casos el acuerdo con el ajuste de la distribución de Rayleigh convalida el significado físico de las variables X_{core} e Y_{core} calculadas utilizando la nueva reconstrucción para el infill.

Entonces se podrían obtener las mismas conclusiones que en la sección anterior respecto a la diferencia angular. Aquí se ha visto que la diferencia en la determinación de la posición del core con el IR es menor al del AR para 3 estaciones. O sea que un evento con las mismas estaciones del AR más las del IR produciría un cambio muy significativo en la determinación de la posición del core.

7.3 Comparación del estimador de la energía $S(1000)$

En el momento de escribirse este capítulo el estimador de energía para distancias del IR estaba por ser determinado. Se usó el estimador para el arreglo principal, $S(1000)$, siendo entonces una cota superior a lo esperable del IR. La figura 7.8 muestra ambos histogramas para esta diferencia con ambas selecciones en número de estaciones. El histograma vacío y el lleno corresponden al corte 3+3 y 3+7, respectivamente.

Ambos histogramas muestran un valor medio que es prácticamente cero, lo cual es un excelente resultado, no hay una incerteza sistemática en AR con un número reducido de estaciones con señal. La dispersión del histograma vacío es de ∼22 %, mientras que la del lleno es del ∼17 %.

En este caso se realizó el mismo ejercicio que para la diferencia en la posición del *core*, realizando una extrapolación de las incertezas en el $S(1000)$. Incluso teniendo en cuenta que este valor tiene grandes fluctuaciones a bajas energías, se ha obtenido utilizando el análisis de [94] un valor para la incerteza de ∼30 %.

Para la selección 3+3, histograma vacío se observa un sesgo favoreciendo valores en la región donde el $S(1000)$ para AR es más grande. Esto podría deberse a un efecto del nivel de disparo: cuando hay eventos que disparan 3 estaciones uno de ellos puede tener una fluctuación que lo promueve a un T2, entonces el evento es registrado. Como esto sucede sólo si la fluctuación es positiva, mostrará una señal mayor que la real dando un valor más grande para el $S(1000)$. Esto puede corregirse usando las estaciones del infill, ya que la estación con la fluctuación tendrá menor peso entre las demás a la hora de estimar la LDF.

Para eventos más energéticos, selección 3+7, histograma lleno, la dispersión

resulta menor al 17 %, y la incerteza de los eventos de AR extrapolada es de ∼20 %. Con este corte se obtiene una mejor idea de la incerteza en el $S(1000)$ para eventos que tienen 7 estaciones agregadas, o sea, la región donde el arreglo principal tiene un valor de energías alrededor de 10^{18} eV. Por otro lado, aquí se observa una estadística muy baja, lo que dificulta el análisis de estos eventos.

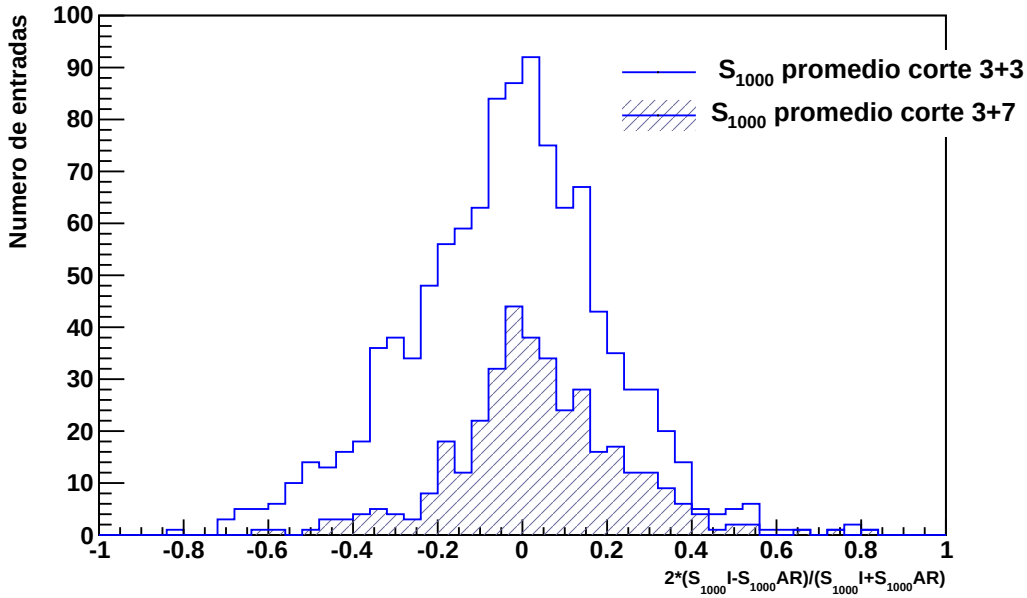

Figura 7.8: *Diferencia en el estimador de la energía $S(1000)$ entre valores obtenidos con IR y AR, dividido por el promedio. Histograma vacío con la selección 3+3 y lleno con 3+7.*

$S(1000)$ IR vs. $S(1000)$ AR

La comparación entre $S(1000)$ obtenido con IR y con AR para todos los eventos sin discriminar en cantidad de estaciones que participan en el evento, se muestra en la figura 7.9, superior, donde se colocó la función identidad para guiar el ojo. Se pueden notar aquí varios eventos con una gran diferencia en el valor de $S(1000)$, que resultan mal reconstruidos por tener menos de 3 estaciones en el evento.

Realizando el corte en 3+3, se obtiene la figura 7.9, en el medio, donde todos estos eventos con una diferencia muy grande ya no se encuentran. También es de notar que para eventos de valor de señal relativamente chico (∼ 2 VEM), AR sobre estima el $S(1000)$, de vuelta se puede apreciar el mismo sesgo observado en la figura 7.8, explicado por el efecto de disparo que se mencionó anteriormente.

La figura 7.9 con la selección 3+7 muestra que el sesgo observado en $S(1000)$ ya no está presente y los eventos se distribuyen alrededor de la recta identidad.

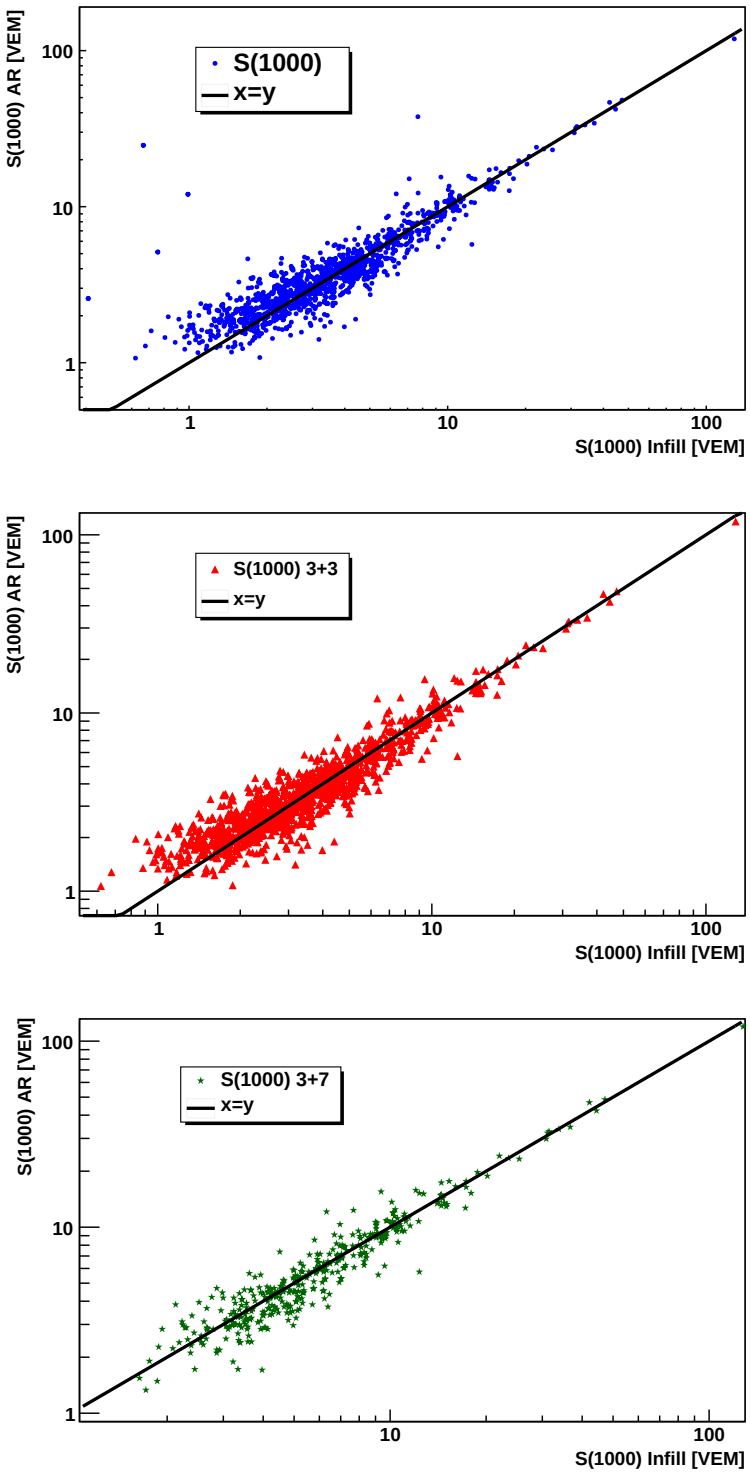

Figura 7.9: *Comparación de valores de $S(1000)$ usando IR y AR. Puede observarse como con las distintas selecciones estos valores tienden a ser más parecidos a los reconstruidos con el infill, a número de estaciones crecientes. Las líneas negras marcan la función identidad y son para guiar al ojo.*

7.4 Estudio del estimador de la energía para los primeros datos del infill

Entender el comportamiento de un detector de superficie en función del número de estaciones disparadas por evento es una de las herramientas para comprender la eficiencia de reconstrucción de estos eventos. El objetivo principal de esta parte, es completar el estudio de los primeros datos del infill de forma tal de comparar con simulaciones realizadas previamente y que se puede observar en [66]. Por lo que en esta sección se utilizó una calibración en energía preliminar del infill, que recaía sobre un estimador de energía, S(600), utilizando una distancia óptima de 600 m. En particular, se analizó el número de estaciones disparadas con un enfoque hacia la comparación del número de estaciones disparadas y la incerteza en el estimador de la energía.

7.4.1 Número de estaciones en función de la energía

La figura 7.10, izquierda, muestra el número de estaciones disparadas en función de la energía del evento para eventos que fueron reconstruidos con el infill (en círculos azules) y con el arreglo principal de Auger (cuadrados rojos). Aquí puede observarse que el área de la huella que deja la lluvia crece con la energía, dado que el número de estaciones que participan en un evento crece en función de la energía de la lluvia de partículas reconstruida.

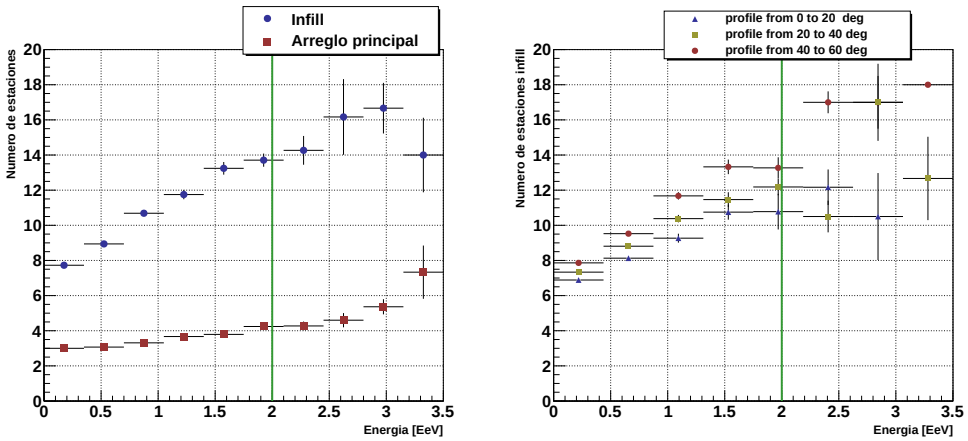

Figura 7.10: *Número de estaciones que participan del evento en función de la energía. Izquierda: la comparación entre IR y AR, muestra el mayor número de estaciones disponible para el más denso. Derecha: número de estaciones en función de la energía para IR en bandas angulares. En ambos casos puede observarse el limite de 2 EeV, a partir del cual se observa una gran dispersión en el número de estaciones con señal.*

Como es de esperar, para los mismos eventos, el arreglo más denso contiene un número mayor de estaciones disparadas creciendo mucho más rápidamente en función de la energía.

Dado que el infill no poseía todos sus detectores emplazados, el número de estaciones capaces de disparar (número de estaciones que, de echo, existían

como infill en ese momento) era menor a 15[4], lo que se ve reflejado en la gran dispersión en el número de estaciones disparadas de los eventos reconstruidos a partir de 2 EeV, valor marcado en linea vertical verde. Estos resultados se encuentran en completo acuerdo con simulaciones [66] realizadas para comparar arreglos con diferentes distancias entre detectores.

Por otro lado, la figura 7.10, derecha, muestra la evolución del número de estaciones separando los eventos en distintas bandas angulares. Se eligieron intervalos en el ángulo cenital θ separados en 20°. Como se puede observar la gran dispersión a partir de 2 EeV se mantiene, mostrando que ésta no depende del ángulo cenital de la lluvia.

7.4.2 Estudio del S(600)

La incerteza que se calcula para la energía incluye un factor que depende fuertemente de la incerteza en el estimador utilizado. Dado que la señal a distancia óptima obtenida del ajuste de la LDF resulta ser el estimador de la energía utilizado tanto para AR como para IR, el estudio de su incerteza resulta, a su vez importante. Este estudio está directamente correlacionado con el de la distancia óptima a la cual se obtiene la señal, R_{opt} que a su vez tiene una relación directa con la distancia entre detectores. El PAO, con una grilla de detectores separados a 1500 m y energías por arriba de $\sim$3$\times$18 eV utiliza R_{opt} = 1000 m. Esto fue demostrado en [95] y calculado luego en [36]. En el caso del infill, para el análisis de los primero datos, se comenzó con R_{opt} = 600 m, valor que cambiará más adelante, como se explica en el capítulo 8.

En la figura 7.11 se muestra $\frac{\sigma_{S(r)}}{S(r)}$, donde $\sigma_{(S(r))}$ es la dispersión de la distribución del S(r) obtenido en la reconstrucción, tanto para el IR (donde r = 600 m) como para AR (r = 1000 m) utilizando el mismo conjunto de eventos.

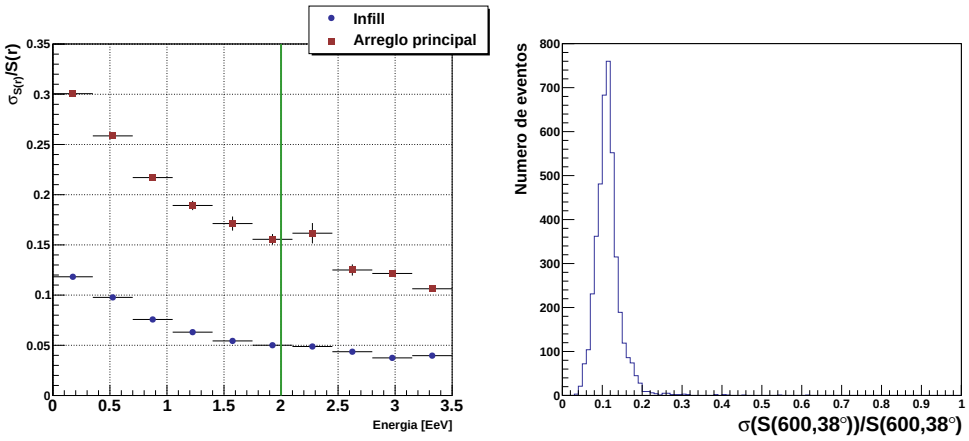

Figura 7.11: *Izquierda: resolución en el parámetro S(600) para IR y AR. Derecha: histograma de resolución para eventos sólo del infill, puede observarse una baja dispersión de eventos alrededor de la media de 11,4 %.*

La figura del lado izquierdo muestra esta cantidad en función de la energía, donde puede observarse para bajas energías que AR tiene una variación del

4. Puede suceder que se disparen más de 15 estaciones, ya que las de AR que rodean el infill están activas y se tuvieron en cuenta para la reconstrucción del evento.

30 % al 15 % mientras que para el infill varia del 12 % al 5 %, mostrando como el cambio en la distancia óptima resulta en un mejor estimador de la energía para eventos de energía menor a 2 EeV.

La precisión en S(R_{opt}) depende de la resolución del detector y de sus fluctuaciones. Además esta precisión tiene una fuerte dependencia de las fluctuaciones lluvia a lluvia. Éstas son intrínsecas al desarrollo de las mismas y no pueden ser eliminadas, así como la precisión en el cálculo de la dirección de la lluvia y la posición del core.

Por otro lado, en la figura 7.11, derecha se observa un histograma de la resolución para eventos colectados solamente por el infill, donde esta distribución tiene un valor medio de 11,4 % y una baja dispersión, del 3,4 %, valores que están en acuerdo con los que se proporcionan para AR [96].

7.5 Conclusiones del capítulo

La mayor parte del trabajo presentado en este capítulo fue realizado en la *Università degli studi di Torino*. Al momento de realizar dicho estudio solo la mitad del infill se encontraba instalado y adquiriendo datos. La reconstrucción de los eventos fue realizada de manera similar a la del arreglo principal de Auger con los cambios pertinentes debidos al menor espaciamiento entre detectores de superficie [90].

La comparación entre el infill y el arreglo regular de Auger fue hecha contrastando los parámetros más importantes de la reconstrucción de las cascadas de partículas. Se aplicó una selección en el número de estaciones que participan en la reconstrucción de los eventos (ya que esta correlacionado con la energía) para entender las diferencias entre ambas reconstrucciones. Se realizó una selección en 3 estaciones o más del AR y 3 o más agregadas (al menos 6 para el IR) y otra en 3 o más de AR y 7 o más agregadas (al menos 10 estaciones del IR), aquí debe notarse que para 10 estaciones del IR disparadas las simulaciones arrojan un valor de energía de los eventos de $\sim$1 EeV [66].

Ambas reconstrucciones resultan consistentes observando la diferencia en el ángulo cenital, donde el valor medio resultó cero y el sigma de 1,02 $\pm$ 0,04 mostrando la dispersión esperada para este tipo de distribuciones.

En cuanto al ángulo espacial, ψ, la diferencia entre los valores de la reconstrucción fue de 1,5° con el límite del 68 %, utilizando la selección 3+3, que resulta un valor menor a los 2° de AR, para 3 estaciones. Estas dos resultan comparables ya que el 90 % de los eventos en la selección 3+3 resultan ser eventos de 3 estaciones para AR. La diferencia angular con la selección 3+7 fue de 1,3° resultando comparable con el valor de AR para 4 estaciones que es 1,4°. Estos eventos tienen un valor medio de estaciones con señal cercano a las 4 estaciones, dando la comparación de reconstrucciones confianza en un mejoramiento sustantivo con IR. La distribución de la diferencia en la posición del *core* fue calculada y el limite al 68 % de los eventos da un valor de 170

m, utilizando la selección 3+3 y 150 m para 3+7. Teniendo en cuenta que la incerteza extrapolada para eventos de baja energía de AR es de $\sim$280 m para eventos por abajo de 1 EeV, y $\sim$140 m para eventos de 1 EeV, resulta una estimación razonable de la incerteza. Para ambas distribuciones, la diferencia angular y posición del core, la correspondencia con una función de Rayleigh convalida el significado físico de los parámetros reconstruidos para el nuevo arreglo. Para esto se debe recordar que ambas distribuciones corresponden a un escalar que proviene de conjugar dos cantidades vectoriales, característica de la distribución de Rayleigh.

También se comparó la señal a 1000 m del *core* para ambas reconstrucciones, obteniendo una dispersión para estas distribuciones de 22 % utilizando la selección 3+3 y 17 % con 3+7. Los datos muestran un sesgo en la distribución con el corte 3+3 que puede explicarse por un efecto del disparo de los eventos producido por fluctuaciones positivas en las señales de las estaciones disparadas. El resultado obtenido con la selección 3+7 tiene muy baja estadística para hacer alguna afirmación.

Por otro lado, para cerrar la evaluación de los primeros datos obtenidos con el arreglo infill, se realizó un cálculo del número de estaciones en función de la energía y de la resolución en el parámetro que da lugar al estimador de la energía, S(r). Para esto se utilizó una calibración en energía preliminar. Ambos estudios muestran la capacidad del infill para reconstruir eventos de baja energía, mostrando un mejor muestreo para registrar lluvias de bajas energías y, a su vez, como S(600) resulta un parámetro mucho más adecuado en cuanto a su incerteza, con R_{opt}= 600 m, respecto a los 1000 m utilizados en el arreglo principal.

Este trabajo es uno de los primeros que involucra al infill de AMIGA del Observatorio Pierre Auger. Donde se establecieron los elementos para el análisis, de los parámetros más relevantes para el estudio de lluvias cósmicas a energías de 2×10^{17} eV.

8 Espectro de energías de rayos cósmicos medido con el infill

[...] lo que interesan son hechos; las palabras que no conuerden con los hechos no tienen importancia.

Ernesto Guevara, en "Diario del Che en Bolivia", anotación del 25 de marzo de 1967.

El infill está pensado para operar en un rango de energías por debajo del PAO brindando la oportunidad de estudiar la composición de masa del cósmico primario (en conjunción con HEAT y los contadores de muones), ayudar a discriminar si las fuentes a estas energías son galácticas o extragalácticas y en cual energía ocurre la transición. Permite también estudiar anisotropías de gran escala.

La ampliación del espectro en un orden de magnitud en energía permite completar el estudio de la zona del tobillo, imprescindible para comprender cualquier variación en masa que pudiera allí suscitarse. Habilita también la instalación de un infill más denso para el estudio de la segunda rodilla, la yuxtaposición con KASCADE-Grande y con resultados de la interacción protón-protón por ATLAS y CMS en el LHC a $\sim 10^{17}$ eV.

Este capítulo muestra el estado del arte de la reconstrucción y el análisis de los parámetros más importantes del espectro de energías del infill [97]. Se busca obtener una reconstrucción que dé clara cuenta de las capacidades del infill utilizando todas las herramientas disponibles. A tal fin se codificaron las herramientas a utilizar en el entorno *Auger Offline Software* [98], el software oficial de reconstrucción del PAO. El detalle de la adaptación de los módulos del *Offline* para la reconstrucción de los eventos del infill se muestran en el apéndice B.

El periodo de datos utilizados en este análisis va desde Agosto de 2007 hasta Abril de 2011. Se utilizaron los filtros de eventos usuales para el arreglo de superficie:

- ▷ $\theta \leq 55°$ (se mostrará que el infill no es efectivo para reconstruir eventos en la banda 55°-60°)
- ▷ Condición de disparo 6T5

- ▷ Función de distribución lateral reconstruida
- ▷ $S(r) > 0$
- ▷ Se excluyeron los *Bad periods* (periodos en que el arreglo no funcionaba por alguna razón) calculados *ad hoc*.

Además se realizó una distinción entre eventos que contenían una o más estaciones cuya señal integrada medida por los PMTs se encuentra saturada[1]

Este capítulo está organizado de la siguiente manera: inicialmente se muestra el análisis de los parámetros más importantes relacionados con la reconstrucción, en la sección 8.1 se incluye la parametrización de la pendiente de la LDF, β y la corrección a segundo orden γ. En la sección 8.2 se detalla el cálculo de la distancia óptima R_{opt} a la cual tomar la señal que dará lugar al estimador de energía. Luego se calculó la resolución para S(R_{opt}) en la sección 8.3 y en la sección 8.4 se evaluó la eficiencia de disparo para eventos simulados en una grilla con la separación del infill.

Establecida la distancia óptima se relaciona el valor de la señal a esta distancia con la energía calorimétrica medida con el detector de fluorescencia, calibrando así al arreglo de superficie con el detector de fluorescencia con eventos híbridos. Si bien la cantidad de eventos disponibles para realizar la curva de calibración con esta técnica es mucho menor que para el arreglo principal, todavía se lograron obtener algunos eventos provenientes del telescopio de Coihueco que es el que observa sobre al área del infill.

En la sección 8.5 se muestra el calculo de la curva de atenuación atmosférica (CIC), utilizando θ =35° como ángulo de referencia y la calibración en energía para el rango del infill se ve en la sección 8.7 junto a la diferencia fraccional en energía.

La sección 8.8 muestra el espectro de energías del infill, y el ajuste para obtener la pendiente. Este trabajo fue realizado con la adaptación del *Offline* para el infill. Por último, la sección 8.9 muestra las conclusiones.

8.1 Estudio de la pendiente de la LDF

La función de distribución lateral (Lateral Distribution Function, LDF) fue descrita en el capítulo 2 y su importancia a la hora de realizar la calibración en energía en el capítulo 3. Experimentalmente es un ajuste que se realiza sobre los valores de señal medidos por las estaciones de superficie para un dado evento.

1. Una estación se considera saturada cuando el valor de señal medido por la energía depositada de las partículas en el agua supera el nivel de saturación de los tres PMT de la estación. Generalmente se aplican distintos métodos para recuperar el valor de esta señal a su valor "verdadero", lo que no siempre redunda en una buena reconstrucción del evento.

La figura 8.1 muestra como se ajusta a partir de las estaciones con señal que se ven en el mapa de la izquierda. Este ajuste es realizado sobre un gráfico de señal (en VEMs) en función de la distancia al eje de la lluvia. La cruz roja marca el valor de S(R_{opt}) que es el parámetro que se utilizará para el calculo de la energía. En el lado izquierdo de la figura 8.1 se observa un mapa del arreglo de detectores con las estaciones disparadas en distintos colores y tamaño de círculo según la intensidad de la señal. En gris se observan las estaciones que son descartadas del evento por distintos motivos. La figura de la derecha muestra como es el ajuste a la LDF estando las estaciones con señal en colores y las descartadas con un marcador vacío. Las estaciones silenciosas se encuentran marcadas utilizando un triángulo, estas son estaciones que participan en la reconstrucción del evento pero su señal es tomada estadísticamente por ser ésta muy baja.

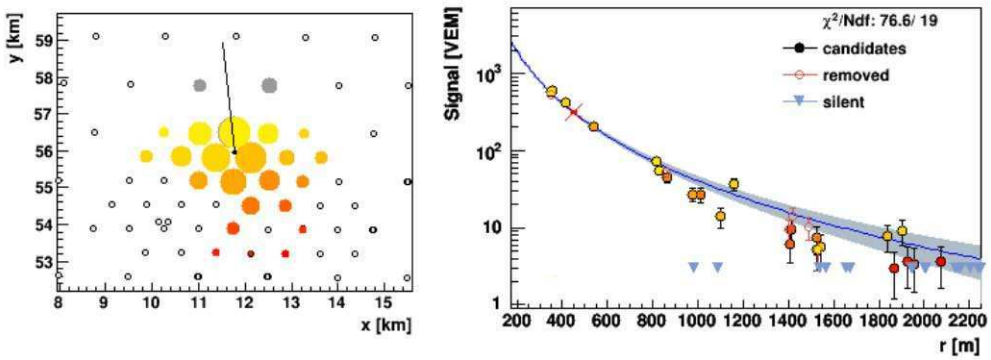

Figura 8.1: *Izquierda: mapa de estaciones disparadas para un evento sobre el infill, cada circunferencia vacía representa un detector, el color y el tamaño de los círculos llenos refleja la intensidad de la señal en la estación disparada. Derecha: se observa el ajuste de la LDF.*

En la ecuación 8.1, puede observarse la forma funcional de la LDF utilizada ya con el parámetro óptimo fijado en 450 m. Las pendientes β y γ junto con el parámetro S(R_{opt}) se obtienen de ajustes a la LDF.

$$S(r) = S(450) \times \left(\frac{r}{450}\right)^{\beta} \times \left(\frac{r+700}{450+700}\right)^{\beta+\gamma} \tag{8.1}$$

Los parámetros β y γ se obtienen ajustando las LDFs para eventos con 4 estaciones o más usando la ecuación 8.1. Una vez fijados estos valores, se utilizan en la reconstrucción de todos los eventos.

β y γ dependen del ángulo cenital de la lluvia (θ), en particular de la secante del mismo. Por eso se propuso inicialmente el ajuste que se observa en la sección 8.1.1, para β y en la 8.1.3 para γ.

Más adelante se utilizó la opción de corregir la función para β mediante la ecuación 8.3, que incluye una corrección utilizando el logaritmo de la señal a distancia óptima ($\log_{10} S(R_{opt})$) y un término cuadrático en la secante. Esto hace que se tenga que realizar un ajuste en dos dimensiones que se observa en la sección 8.1.2. En el apéndice C se muestran las proyecciones en las dos

superficies de nivel que muestran cuantitativamente la bondad del ajuste en dos dimensiones.

Como se observa en la ecuación 8.1 γ representa una corrección de segundo orden. Se ha incluido aquí una parametrización de γ en función de $\sec\theta$. Para entender como se comportan estos parámetros se realizó un análisis graficando la LDF de la ecuación 8.1 con el valor obtenido de γ y sin él para distintos valores del ángulo cenital. Se observó que para la distancia a la que se toma el estimador de la energía, 450 m, la suma de γ no afecta a la función, por lo que finalmente se tomó $\gamma = 0$.

8.1.1 Parametrización de β respecto de $\sec(\theta)$

El primer paso fue realizar la parametrización respecto a la secante del ángulo cenital (ecuación 8.2) como se ve en la figura 8.2. El resultado para los eventos del infill que pueden ser reconstruidos, se muestra en la tabla 8.1.

$$\beta = a + b\sec(\theta) \tag{8.2}$$

El algoritmo implementado en *Offline* selecciona automáticamente los eventos que permiten un ajuste de β. Estos eventos son de alta multiplicidad. Una vez realizado este ajuste el valor calculado de la pendiente se utiliza para la reconstrucción de todos los eventos.

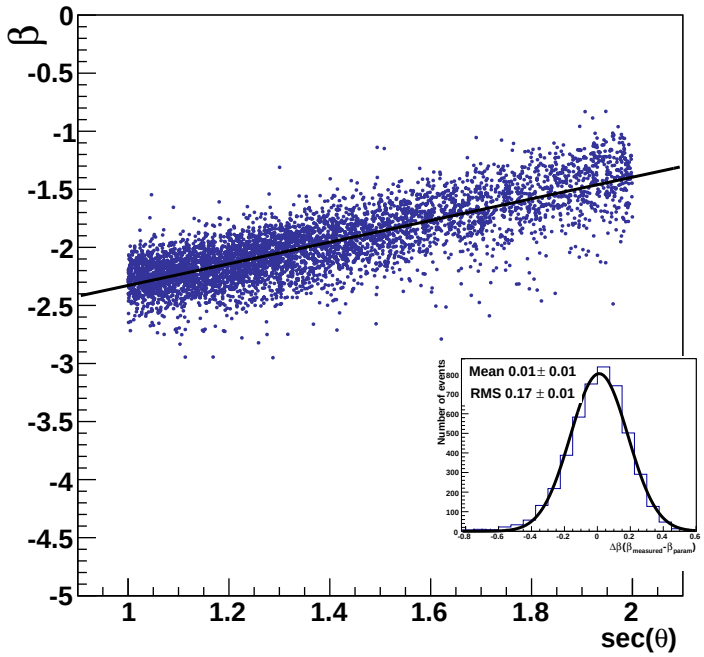

Figura 8.2: *Parametrización de beta para eventos reconstruidos utilizando beta libre; se muestra el ajuste lineal en* $\sec(\theta)$*. La figura interior muestra la diferencia entre los eventos con beta libre y la parametrización.*

El gráfico interior de la figura 8.2 muestra la diferencia fraccional entre los valores calculados con la parametrización y los valores reales utilizados para

obtenerla (residuos). Se puede observar que la distribución de la diferencia está centrada en cero con una dispersión del 17 %.

$\beta\,(\sec\theta)$	
a	b
-3.26 ± 0.01	0.93 ± 0.01

Tabla 8.1: *a y b provenientes de la pendiente de la LDF, β como parámetro libre, ajustada usando al ecuación (8.2); las incertezas que se muestran provienen del ajuste.*

8.1.2 Parametrización de β respecto de $\sec(\theta)$, corrección por $\log_{10}(S)$

Originalmente el PAO realizó la parametrización de β como en la sección anterior, sólo con la $\sec\theta$. Con la acumulación de eventos se observó un corrimiento de los valores que dependía del tamaño de la señal, S(R_{opt}). Debido a esto se realizó una corrección utilizando una función que además de agregar un término cuadrático en $\sec\theta$ agrega uno en $\log_{10} S$, ver ecuación 8.3.

$$\beta = p_0 + p_1 \log_{10} S_{450} + (p_2 + p_3 \log_{10} S_{450}) \sec\theta + (p_4 + p_5 \log_{10} S_{450}) \sec^2\theta \quad (8.3)$$

Distintas vistas de este ajuste se ven en la figura 8.3, donde se aprecia la variación de β en función de la $\sec\theta$ y de $\log_{10} S(450)$. Los valores de los parámetros obtenidos en este ajuste se listan en la en la tabla 8.2.

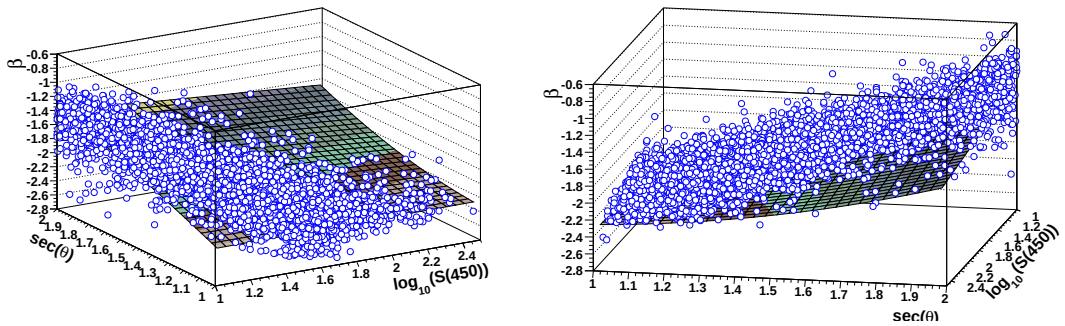

Figura 8.3: *Parametrización de beta, se observa la superficie que representa al ajuste en 2 dimensiones de β en $\sec(\theta)$ y $\log_{10} S_{450}$.*

$\beta\,(\sec\theta; \log_{10} S_{450})$		
p_0	p_1	p_2
-4.46 ± 0.01	1.30 ± 0.06	2.92 ± 0.08
p_3	p_4	p_5
-1.95 ± 0.05	-0.64 ± 0.04	0.61 ± 0.03

Tabla 8.2: *Parámetros obtenidos del ajuste de β libre, usando al ecuación (8.3).*

Este proceso se realizó iterativamente: con los primeros parámetros obtenidos del ajuste utilizando β fijo se obtuvo R_{opt} (como se muestra en la sección siguiente) y $S(R_{opt})$. Estos parámetros se colocan de vuelta en el programa y se vuelven a reconstruir los eventos para calcular nuevamente β.

En el apéndice C se muestran las proyecciones en $\sec\theta$ y $\log_{10}(S(450))$ que dan cuenta de cómo influencia cada uno de estos parámetros al ajuste realizado.

8.1.3 Parametrización de γ

En este paso se realizó la parametrización del parámetro γ, corrección a segundo orden de la pendiente de la LDF. Al igual que para β se ajustó respecto a la secante del ángulo cenital (ecuación 8.4).

$$\gamma = a_\gamma + b_\gamma \sec\theta \tag{8.4}$$

El gráfico de la figura 8.4 muestra el ajuste de los valores obtenido para γ libre y en la tabla 8.3 se muestran los valores obtenidos de esta parametrización.

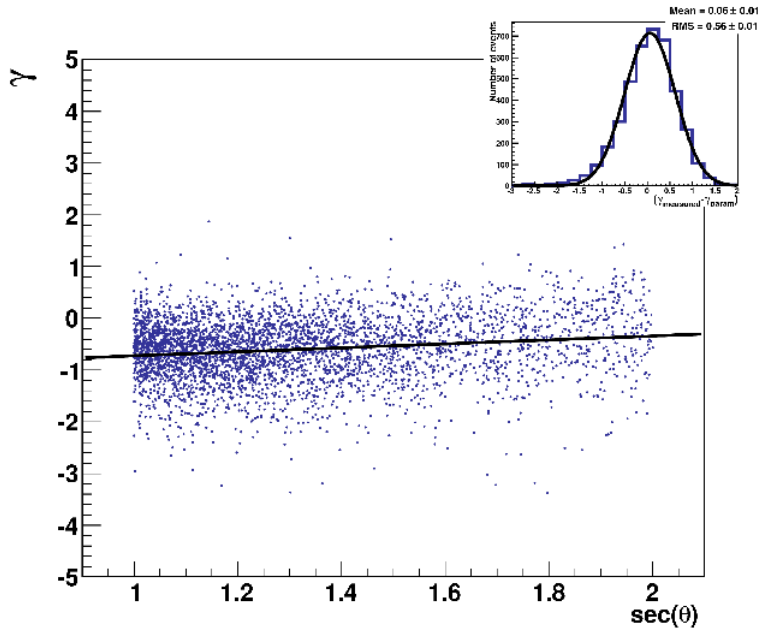

Figura 8.4: *Parametrización de γ, donde se muestra el ajuste en $\sec(\theta)$. La figura interior muestra la diferencia entre los eventos con γ libre y la parametrización.*

$\gamma\,(\sec\theta)$	
a_γ	b_γ
-1.10 ± 0.05	0.38 ± 0.04

Tabla 8.3: *a_γ y b_γ provenientes del ajuste de γ como parámetro libre ajustada usando al ecuación (8.4); las incertezas que se muestran provienen del ajuste.*

Dado que γ es una corrección a segundo orden, se realizaron gráficos de la función que se muestra en la ecuación 8.1 con y sin este parámetro para entender

como afecta a la reconstrucción. Como ejemplo se muestran los gráficos en la figura 8.5 donde se utilizaron los valores obtenidos en las parametrización de β y γ en función de $\sec\theta$. Dado que el infill es eficiente al 100 % para ángulos entre θ= 0° y θ= 55°, se muestran dos valores angulares cercanos a los extremos, θ= 15° y θ= 45°.
En estas figuras se observa la LDF sumando γ y sin este parámetro, en rojo puede apreciarse la distancia de 450 m, que marca el lugar donde se tomará el estimador de la energía S(450), como se muestra en la sección siguiente. Para estas parametrizaciones y a esta distancia la LDF no se ve afectada por la adición de γ, por lo que puede aproximarse a cero para la reconstrucción de eventos del infill.

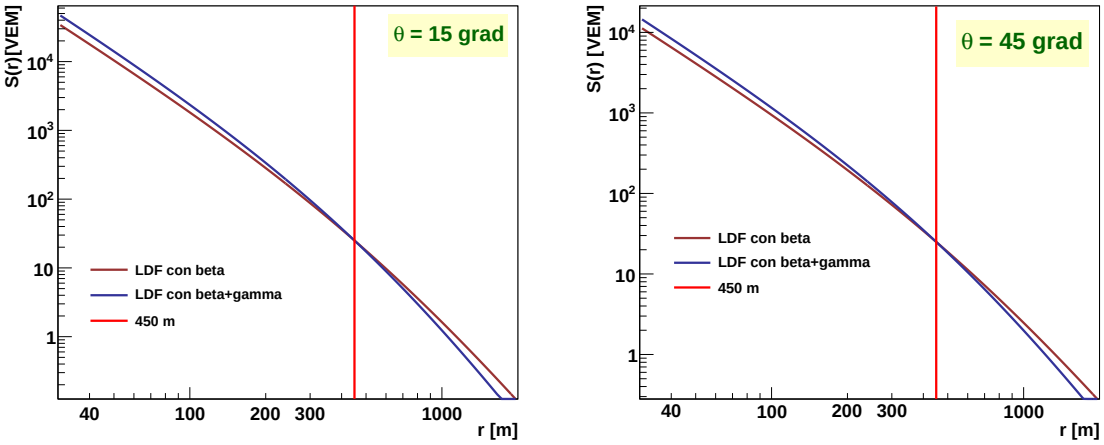

Figura 8.5: *Ejemplos de LDF tipo NKG con y sin la corrección de γ para la pendiente. Se observa como la función toma los mismos valores alrededor de la distancia de interés, 450 m, con y sin la corrección utilizando θ= 15° y θ= 45°.*

8.2 Distancia óptima: R_{opt}

La determinación de la energía de un rayo cósmico de altas energías utilizando un arreglo de superficie involucra muchos pasos. Dado que la señal del detector debe ser relacionada con la energía, se puede tomar la señal a cierta distancia del baricentro de la lluvia, que será una medida del tamaño de la misma, usando el ajuste de la LDF.

Hillas encontró [99–101] que existe una una distancia para la cual la incerteza en la señal del SD es mínima. Propuso entonces utilizar la señal a esa distancia en vez de la señal integrada sobre todas las distancias, una técnica que lleva a grandes fluctuaciones en la reconstrucción de la energía, y que era la utilizada hasta ese momento. La señal a una cierta distancia resulta entonces en el parámetro que será relacionado con la energía del rayo cósmico primario. En el Observatorio Pierre Auger la detección híbrida permite calibrar la señal obtenida

por el SD, utilizando la energía medida por el FD. Teniendo esto en cuenta la distancia a la que la señal es tomada debe ser elegida cuidadosamente.

Si bien en el capítulo anterior se tomó 600 m como distancia óptima, la razón es histórica (ver el trabajo en relación a la LDF con el detector Haverah Park [102]). Aquí se utiliza un método que la calcula y se encuentra basado en el trabajo de Newton y Watson [36], que usa un cálculo numérico en una base evento por evento y se encuentra ya implementado en el *Auger Offline Software* (en el módulo LDFFinderOG). Utilizando este método se evaluó la distribución de distancias óptimas para eventos del infill.

En la figura 8.6 se muestra el histograma de la distancia óptima evento por evento incluyendo todos los eventos (en negro) y los no saturados (en rojo). El valor más probable (MPV) resulta ser 450 m. La linea punteada azul, puesta en el valor de 450 m, se muestra para simplificar la visual alrededor de este valor.

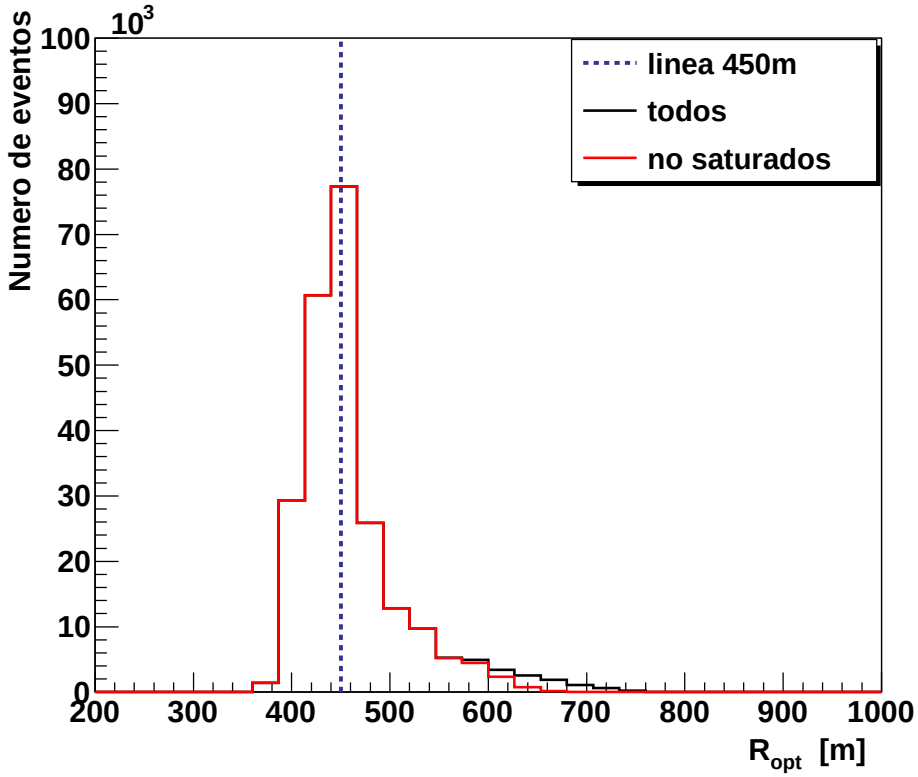

Figura 8.6: *Distancia óptima R_{opt} para el arreglo espaciado a 750 m (distancias del infill). La linea punteada azul marca los 450 m. El histograma en negro se observa cuando no se superpone al rojo.*

Como forma de estimar la incerteza asociada al parámetro R_{opt}, se tomó el ancho a mitad del máximo (Width at Half Maximum, WHM) ya que la distribución resultó asimétrica. Se obtuvo entonces un valor de $R_{opt} = (450^{+20}_{-30})m$.

La figura 8.7 muestra los valores de R_{opt} calculados realizando una selección en el número de estaciones disparadas en el evento. El objetivo aquí es entender como esta cantidad se comporta en función del tamaño de la lluvia.

Como puede observarse para 3, 4, 5 y 6 o más estaciones el comportamiento es

similar al gráfico anterior. Hay que hacer notar que la escala aquí es la misma que en la figura 8.6 para poder comprarlos. Nuevamente la linea azul punteada corresponde a los 450 m. Este resultado muestra que el MPV tiende a crecer a medida que más estaciones participan del evento. A pesar de esto se observa que las distintas distribuciones contienen sus respectivos MPV dentro del intervalo calculado para el R_{opt}, entre 420 m a 470 m, mostrando que es razonable la elección del valor de 450 m como la distancia óptima.

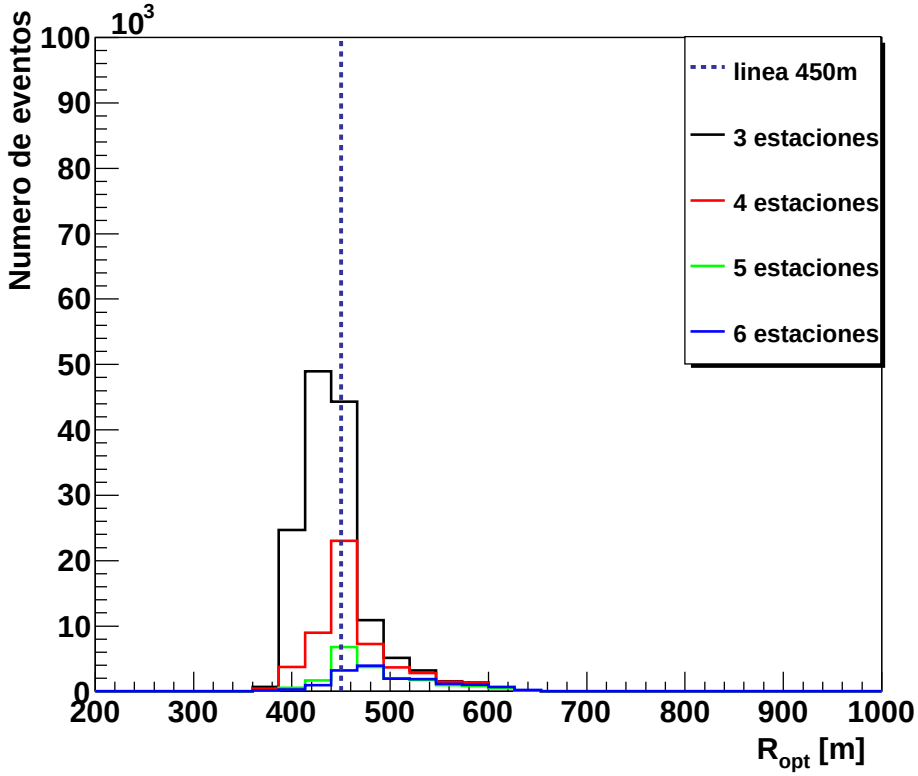

Figura 8.7: *Distancia óptima R_{opt} para eventos del infill, seleccionando en número de estaciones que participan en el evento, la linea azul punteada marca los 450 m.*

8.3 Resolución en $S(450)$

Para entender como la elección en el R_{opt} afecta la resolución en energía, se investigó la resolución en la señal tomada a esta distancia. Para esto se utilizó la incerteza en la reconstrucción, $\sigma\left(S\left(450\right)\right)$, del parámetro $S\left(450\right)$. Esto incluye la suma cuadrática de 3 contribuciones: la incerteza estadística, la fluctuación lluvia a lluvia y el error sistemático. La incerteza estadística proviene del tamaño finito del detector y el rango dinámico en la detección de las señales y la sistemática de fijar la pendiente de la LDF, β. La fluctuación lluvia a lluvia fue

asumida como del 10 % [103] en el rango de energías considerado.

La incerteza relativa o resolución se muestra en la figura 8.8 la curva negra muestra todos los eventos y la roja muestra solo aquellos que no contienen estaciones saturadas. Ambos histogramas son prácticamente iguales, y arrojan un valor medio de 22.2 % con un desvío estándar de 5.9 %.

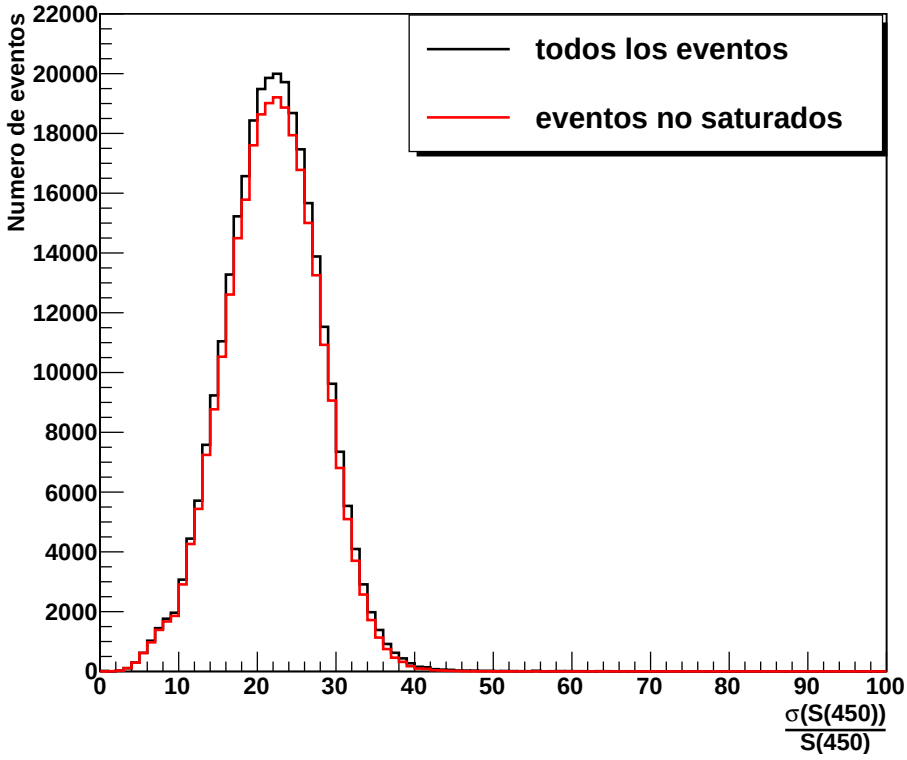

Figura 8.8: *Resolución de la señal usando 450 m como distancia óptima, se muestran todos los eventos en la curva negra y solamente los no saturados en rojo.*

Para poder entender como se comporta la resolución a medida que la energía del primario aumenta, se realizó una selección en el número de estaciones que participan en el evento que se observa en la figura 8.9. Como se espera, el valor medio de la resolución desciende con número de estaciones crecientes, otorgando una mejor resolución, ver tabla 8.4.

Es interesante recalcar que con 6 o más estaciones la resolución obtenida es, dentro de su incerteza, similar a la de las fluctuaciones lluvia a lluvia. Bajo esta óptica el infill de AMIGA es óptimo para obtener S(450) pues las fluctuaciones lluvia a lluvia estarán siempre presentes, son independientes del sistema de detección y acaecen fundamentalmente por las fluctuaciones en la profundidad atmosférica en donde sucede la primer interacción del rayo cósmico primario.

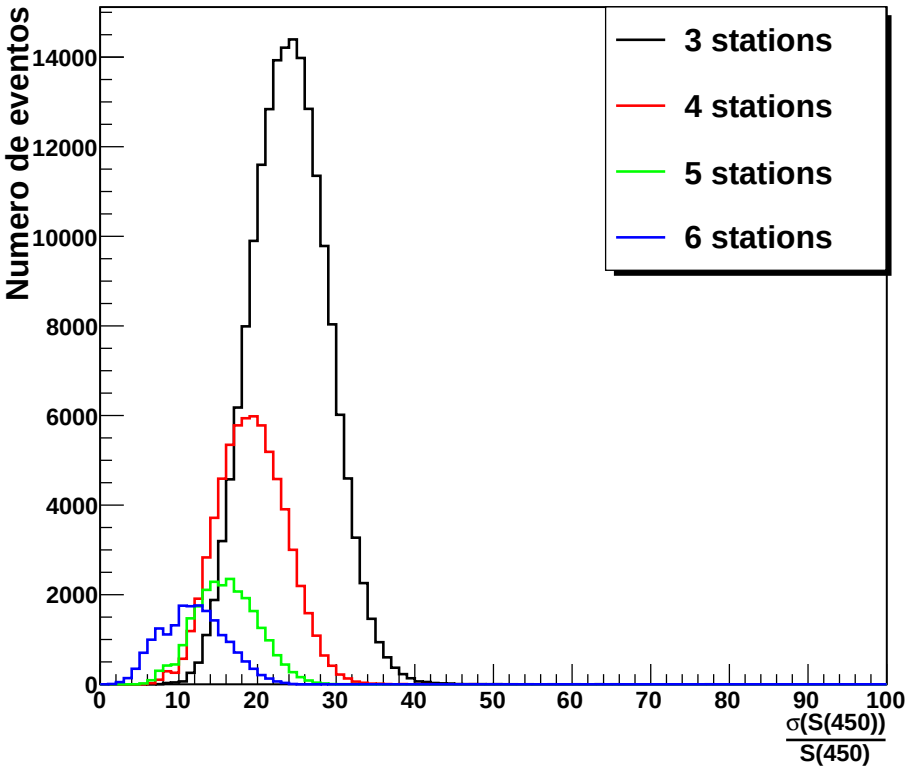

Figura 8.9: *Resolución de la señal usando 450 m como distancia óptima, resolución seleccionando en distinto número de estaciones que participan del evento.*

$\frac{\sigma(S(450))}{S(450)}$ [%]				
3 est.	4 est.	5 est.	6 est. o más	todas
24.71 ± 4.73	19.86 ± 4.26	16.82 ± 4.15	13.27 ± 4.15	22.21 ± 5.91

Tabla 8.4: *Valor medio y desviación estándar de la resolución en señal* ($\frac{\sigma(S(r))}{S(r)}$)*, para todos los eventos y la selección en número de estaciones involucradas en la reconstrucción del evento.*

8.4 Eficiencia de disparo

Para evaluar la eficiencia de disparo del infill y entender los límites de energía de los que se disponen, se realizaron simulaciones en una grilla de detectores de 750 m de separación. La razón de utilizar simulaciones radica en el hecho de que se disponen del total de eventos simulados y reconstruidos, y esto permite evaluar la eficiencia del arreglo ya que se conoce el número de eventos que se

inyecta y se puede contrastar con el número de eventos reconstruidos.

Para estas simulaciones se utilizaron lluvias generadas con el programa AIRES [87], por rayos cósmicos primarios de hierro y de protón. Se evaluaron distintos modelos hadrónicos (QGSJet II y Sybill 2.1), distintos ángulos cenitales (0°, 15°, 30° y 45°) y se simularon energías de primarios entre $\log_{10}(E/eV) = 17$ y 18.75, con un paso en 0.25.

Para la reconstrucción de eventos se utilizaron los mismos módulos modificados para el análisis de eventos reales con el *Offline*.

La eficiencia se calcula como la razón entre el número de eventos reconstruidos N_{Accep} y el número de eventos simulados N_{Tot}:

$$Eff = \frac{N_{Accep}}{N_{Tot}} \tag{8.5}$$

Para este conjunto de eventos simulados y reconstruidos se observó la eficiencia de disparo en distintos casos: la total, o sea, para todos los eventos; aquellos que cumplen la condición 6T5 (que la estación de máxima señal se encuentre rodeada de 6 estaciones en funcionamiento) y por último, eventos que tienen por lo menos una estación con señal saturada.

Primero se evaluó la eficiencia de disparo para todos los eventos reconstruidos como función de la energía, que puede verse en la figura 8.10. A partir de $\log_{10}(E/eV)$= 17.5 la eficiencia del detector resulta del 100 %, sin importar el modelo hadrónico ni el primario utilizado en la simulación para ángulos de 0°, 15° y 30°. Recién para $\theta = 45°$, la eficiencia resulta del 100 % para eventos con energía mayor a $\log_{10}(E/eV)$= 17.75, debido a la mayor atenuación atmosférica que tienen los eventos más inclinados.

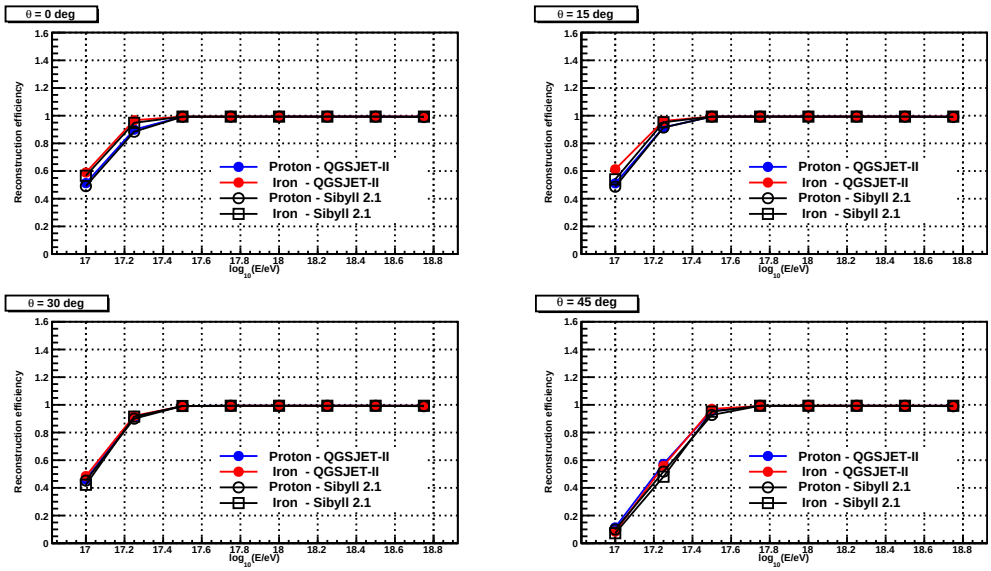

Figura 8.10: *Eficiencia de disparo para eventos simulados en una grilla con el espaciado y tamaño del infill. Puede observarse que a partir de* $\log_{10}(E/eV) = 17,5$ *la eficiencia es del 100 %. Para* $\theta = 45°$ *ocurre a* $\log_{10}(E/eV) = 17,75$.

Por otro lado, al evaluar la eficiencia de detección de los eventos que cumplen la condición 6T5 estricta, figura 8.11, puede observarse que se encuentra ∼92 % para energías por encima de $\log_{10}(E/eV)$= 17.5. La razón de que no se detecten el 100 % de estos eventos en simulaciones radica en que algunos eventos caen en el borde del arreglo por lo que no llegan a disparar el número de estaciones necesarias para obtener la condición 6T5.

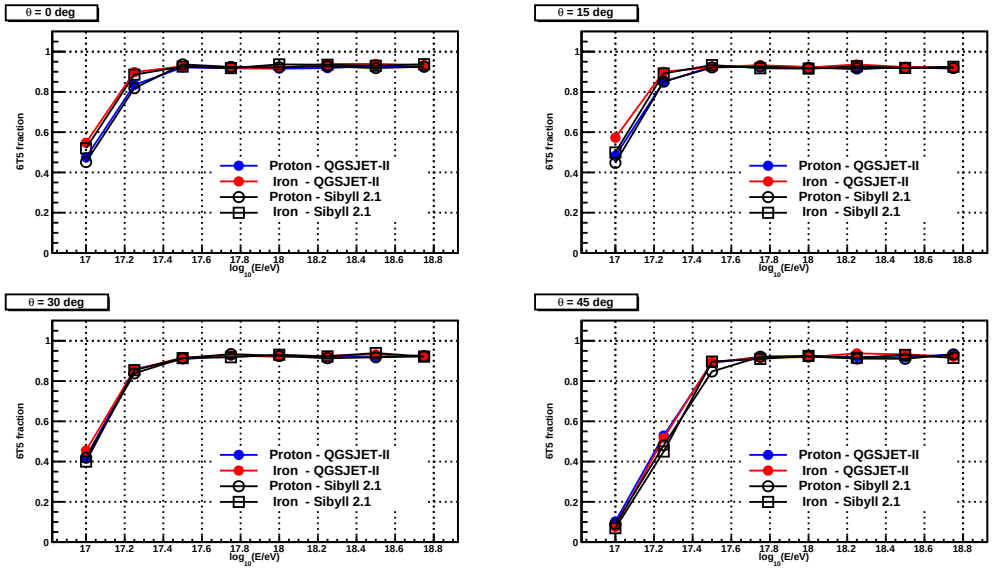

Figura 8.11: *Eficiencia de disparo para eventos que cumplen la condición 6T5 estricta para eventos simulados en una grilla con el espaciado y tamaño del infill. Puede observarse que a partir de* $\log_{10}(E/eV) = 17,5$ *la eficiencia es de* ∼ *92 %.*

En la figura 8.12 se presenta la fracción de eventos reconstruidos con al menos una estación saturada. Aquí puede observarse como la fracción de eventos crece desde el 0 % detectados para una energía de $\log_{10}(E/eV)$= 17 hasta un ∼ 50 % para la máxima energía simulada que es $\log_{10}(E/eV)$= 18.75. Este crecimiento puede notarse que es igual para todos los eventos en todos los ángulos, primarios y modelos hadrónicos. Este comportamiento es esperable dado la baja cantidad de eventos saturados que existen para bajas energías, número que va creciendo con la energía del primario.

Las características reflejadas en las simulaciones muestran que un arreglo como el del infill tiene su máxima eficiencia para energías por encima de $\sim 2\times10^{17}$ eV. Esto marca un límite, por lo menos en cuanto a las simulaciones, en el cual basarse, para tener una idea de la energía en la que el infill empieza a ser eficiente al 100 %. No es conveniente trabajar con sistemas de detección que no sean totalmente eficientes, ya que traen aparejado correcciones y/o errores sistemáticos tales como una dependencia en la composición química del rayo cósmico primario.

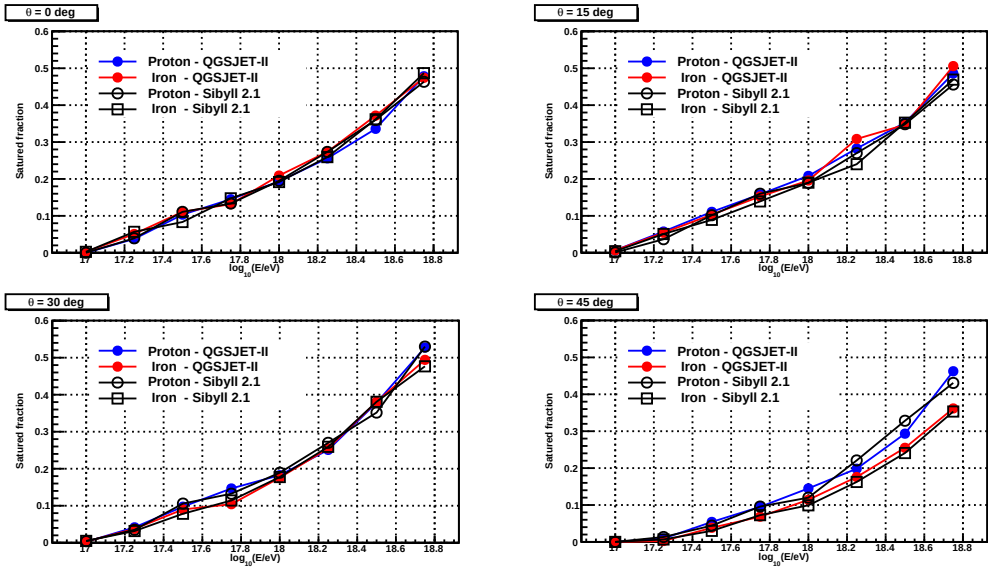

Figura 8.12: *Fracción de eventos reconstruidos que tienen por lo menos una estación saturada para eventos simulados en una grilla con el espaciado del infill. Puede observarse como crece la fracción de estos eventos desde 0 % detectados para* $\log_{10}(E/eV) = 17$ *a* $\sim$ *50 % para* $\log_{10}(E/eV) = 18,75$.

8.5 Corrección por atenuación atmosférica: curva de corte constante, CIC(θ)

Para un dado valor de energía, el $S(450)$ decrece con el ángulo cenital debido a la atenuación atmosférica de la cascada. Asumiendo un flujo isotrópico de rayos cósmicos, se puede construir una curva de atenuación utilizando el método de corte a intensidad constante (*Constant Intensity Cut*, CIC) [96]. En el capítulo 3 se muestra el CIC aplicado en el arreglo principal del PAO. Este método se utiliza para tener en cuenta el efecto de la atmósfera en los eventos y se implementa fijando un valor de intensidad constante que lleva a la forma:

$$CIC\,(\theta) = (1 + ax + bx^2) \tag{8.6}$$

donde $x = \cos^2\theta - \cos^2 35°$, para un corte particular en intensidad constante $S_{35°}\,(450)$. Los parámetros a y b dan cuenta de la dependencia con el ángulo cenital. Entonces la idea es convertir los valores de $S\,(450)$ como si hubieran llegado a un cierto ángulo cenital de referencia, que en este caso es $\theta = 35°$ distinto a los $\theta = 38°$ del PAO (para ver por que sucede esto ir al apéndice D), mediante la ecuación (8.7):

$$S_{35°}\,(450) = \frac{S\,(450)}{CIC\,(\theta)} \tag{8.7}$$

La curva CIC construida con eventos del infill se muestra en la figura 8.13. Ésta se arma utilizando los eventos con mayor valor de señal en ese intervalo angular.

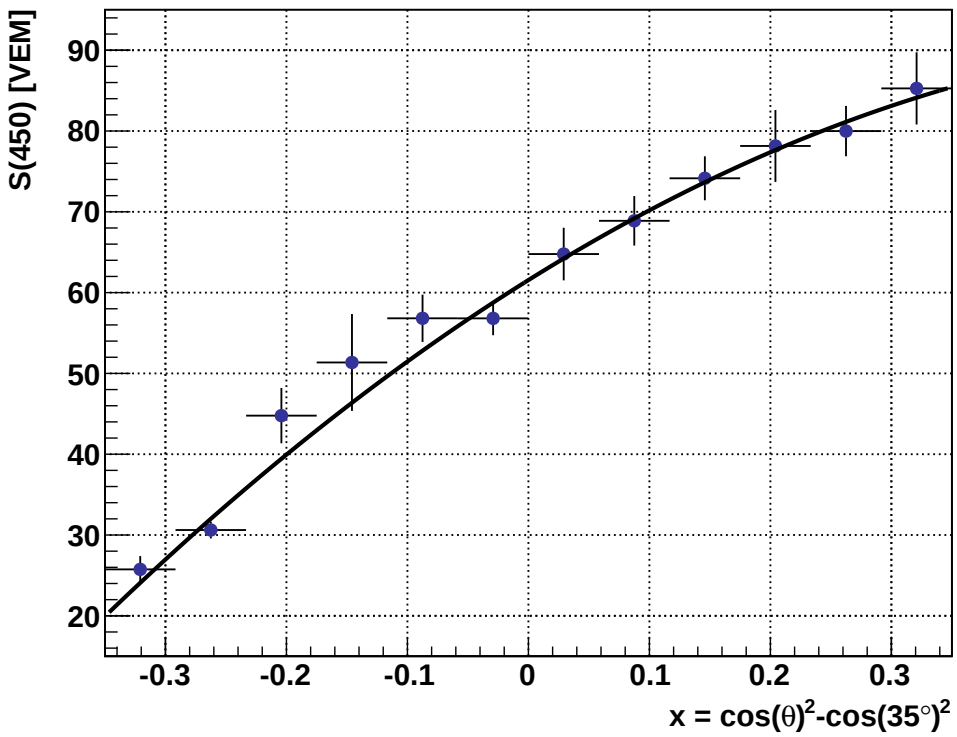

Figura 8.13: *Curva de atenuación CIC con eventos medidos con el infill.*

Para un corte a intensidad constante en 300 eventos (elegido para este análisis) el valor corresponde a $S_{35^\circ}(450) = (50{,}78 \pm 0{,}71)$ VEM y los parámetros resultan $a = 1{,}52 \pm 0{,}07$ and $b = -1{,}18 \pm 0{,}36$ donde se muestran solo las incertezas estadísticas (tabla 8.5).

Para el arreglo principal se obtiene en valor de $S_{38^\circ}(1000) = 47$ VEM [96]. Este cambio se debe, por un lado, a que el infill pierde eficiencia de colección para eventos que tienen ángulo cenital entre 55° y 60°. Esto se observó al realizar la curva de atenuación de 0° hasta 60°, donde se observó la diferencia entre el valor de S(450) para el ultimo punto en el gráfico, el que pertenece al intervalo entre 55° y 60°, una diferencia del 40 % respecto al ajuste realizado. Por eso la colaboración Auger llegó a un consenso y los distintos análisis que se realizan actualmente utilizando el infill se extienden de 0° a 55°.

Por otro lado, el corte en cantidad de eventos es distinto, ya que el arreglo principal se encuentra adquiriendo eventos desde el año 2004, hay suficiente estadística para tener más de 500 eventos por intervalo angular. Actualmente esto es imposible de realizar con el infill.

En el gráfico 8.14 se muestran las diferencias relativas, en porcentaje, entre el ajuste y el valor de la curva que se muestra en la figura 8.13. Como puede observarse, para la curva con eventos de 0° a 55°, hay solo un punto que llega al 11 % de diferencia entre su valor y el ajuste.

El cambio en el intervalo de ángulo cenital hace que la media de la distribución del mismo se corra hacia valores más chicos. En este caso $\theta = 35°$. Esto se demuestra en el apéndice D, y es la razón por la que curva de atenuación está centrada en este valor y no $38°$, como para el arreglo principal.

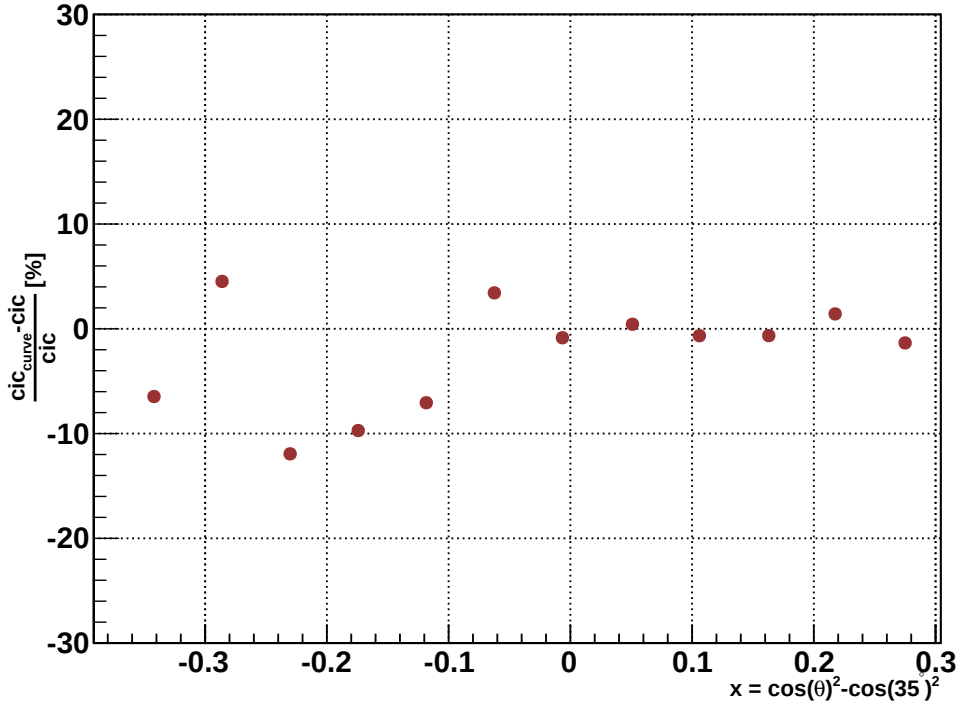

Figura 8.14: *Diferencia entre cada punto de la curva de atenuación y el ajuste realizado, se observa que solo una es del 11 %, sobrepasando el 10 %.*

CIC		
$S_{35°}(450)$ [VEM]	a	b
61.55 ± 1.22	1.52 ± 0.07	-1.18 ± 0.36

Tabla 8.5: *Parámetros obtenidos del ajuste de la curva de atenuación atmosférica.*

Corrección con la curva CIC

La curva CIC permite corregir la atenuación atmosférica, para entender como se produce este efecto estudiamos los eventos en función de la señal que es medida a 450 m del eje de la lluvia. En la figura 8.15 se muestra el histograma de $S(450)$ en bandas de flujo constante ($cos^2\theta$).

En la figura del lado izquierdo puede apreciarse el corte en 300 eventos por intervalo realizado para el CIC, linea horizontal. Este corte muestra que todos los eventos en todas las bandas de flujo constante tienen, para un corte en 300 eventos un $S(450)$ mayor a 18 VEM. La linea vertical muestra el valor de señal para el cual los eventos empiezan a contribuir a la curva CIC.

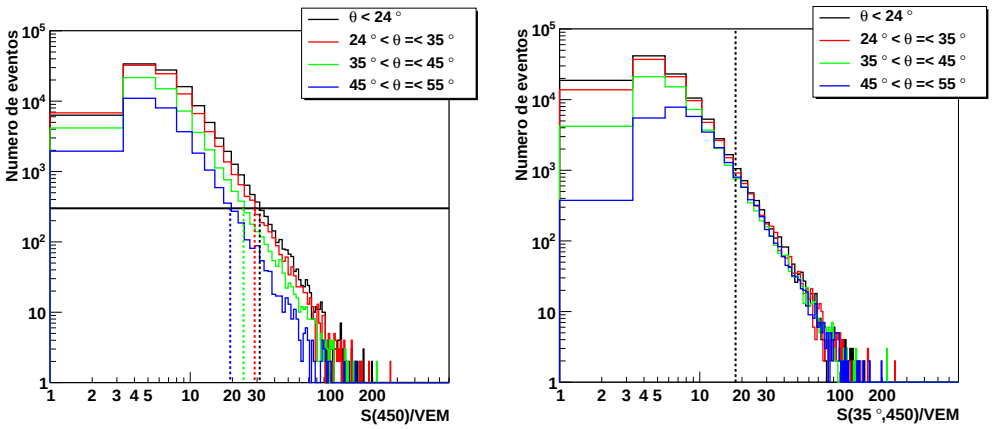

Figura 8.15: *Histograma de eventos con $S(450)$ en bandas de flujo constante. Izquierda: la linea horizontal muestra el corte en 300 eventos utilizado en este trabajo para la curva de atenuación atmosférica. Derecha: número de eventos con $S(450)$ en bandas de flujo constante corregido usando la curva CIC(θ). La linea vertical marca el limite de 18 VEM.*

Aplicando la corrección con la curva CIC a los eventos en la figura 8.15, izquierda, se obtiene la distribución mostrada en la figura 8.15, derecha. Como puede observarse la corrección actúa de manera tal que el valor de S($55°$,450) es el mismo, por arriba de 18 VEM y para todo ángulo cenital (para todos los eventos en todas las bandas de flujo constante, linea punteada vertical).

8.6 Eventos híbridos

La calibración del detector de superficie se realiza utilizando la energía del evento medida en consonancia con el telescopio de fluorescencia. Para asegurarse que estos eventos detectados con el FD de Coihueco sean considerados como de alta calidad se realizó la siguiente selección:

- ▷ Evento híbrido reconstruido tanto por FD como SD (llamados *golden hybrid*)
- ▷ Evento FD sin PMTs saturados
- ▷ Constantes de calibración válidas
- ▷ La cantidad de agujeros en el perfil longitudinal debido al solapamiento entre espejos debe ser menor al 25 %
- ▷ Ángulo cenital $< 55°$
- ▷ Datos del VAOD disponible y atmósfera limpia (i.e. VAOD a 4,5 km o.s.l<0.1)
- ▷ Si existen datos del Lidar, cobertura de nubes debe ser menor al 25 %

- ▷ X_{max} observado y la incerteza del X_{max} menor a 40 g/cm^2
- ▷ Ajuste del perfil longitudinal con un χ^2/Ndf <2,5
- ▷ Incerteza relativa en la energía FD menor al 20 %
- ▷ Diferencia entre $\chi^2_{linear\,fit} - \chi^2_{Gaisser-Hillas\,fit} > 4$
- ▷ Ángulo de visión mínimo mayor a $20°$
- ▷ Longitud del perfil observado mayor a 250 g/cm^2

Esta selección es similar a la utilizada para la calibración en el arreglo principal. La consistencia de los cortes empleados fue chequeada utilizando eventos simulados con el programa CONEX [104], del tipo *brass hybrid*, que son eventos que tienen una reconstrucción dada por el FD y al menos una estación del SD. Estos eventos son arrojados sobre un arreglo de superficie con las mismas distancias que el infill y considerando una composición del primario de 50 % protones y 50 % de hierros. La diferencia sistemática entre la energía simulada y reconstruida es menor a 2,5 %.

8.6.1 Incertezas sistemáticas

Para entender la forma en que la resolución de la señal afecta a la misma se realizó el gráfico 8.16, izquierda que muestra la resolución de la señal corregida por la atenuación atmosférica, en la forma en que se vio en la sección anterior.

Aquí sólo se tuvieron en cuenta eventos con $S_{35°}(450) > 18$ VEM, que son lo que se utilizarán en la calibración. El valor medio recae en 11,5 % y el RMS en 0,04 %, en buen acuerdo con el arreglo principal.

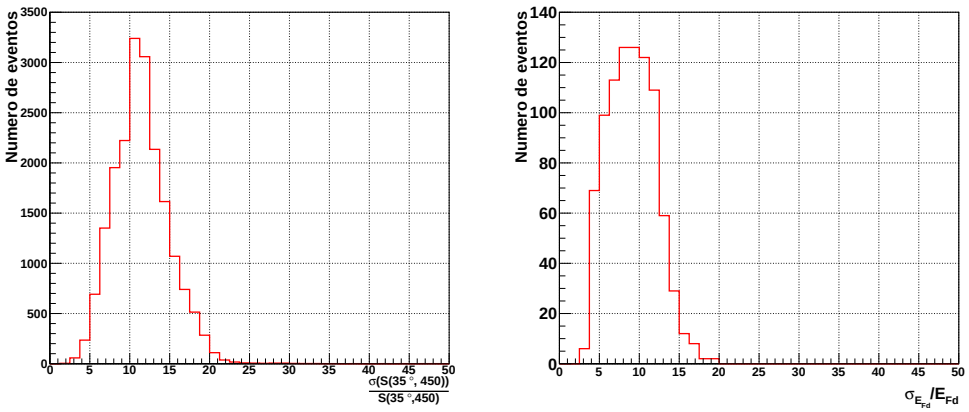

Figura 8.16: *Izquierda: resolución de $S(35°, 450)$. Derecha: resolución de la energía FD para los eventos seleccionados que se midieron con el infill al mismo tiempo.*

La incerteza en la energía que viene dada por los 882 eventos detectados por el telescopio de fluorescencia de Coihueco coincidentes con registros del infill, fue calculada y se muestra en el gráfico de la figura 8.16, derecha, siendo su media del 9,1 % con un RMS del 0,03 %. Estos valores para los eventos de

fluorescencia también muestran un acuerdo con los obtenidos para el arreglo principal. Tomando la suma en cuadratura de las medias de estas distribuciones, se obtiene un valor de ∼14,7 %. Todas estas cantidades, incerteza en la energía FD, $S_{35^\circ}(450)$ y la suma cuadrática se encuentran dentro de los valores que se obtienen para el arreglo principal de Auger.

8.7 Calibración en energía

Para realizar la curva de correlación entre la energía y el valor de señal corregido se descartaron aquellos eventos de la etapa en que solo la celda unitaria estaba funcionando. Además se realizó una comparación entre la utilización de eventos que contenían estaciones saturadas y aquellos que no.

Para realizar el espectro se deben tener en cuenta los eventos con estaciones saturadas, ya que la exposición está calculada para el tiempo de funcionamiento total del SD que incluye la medición de los mismos.

También se realizó una inspección evento por evento de los que se consideraron 'outliers', o sea, eventos que se salen del grupo principal. Estos eventos podrían generar una desviación del valor del ajuste de la curva si son eventos que están mal reconstruidos y no representan eventos de calidad para este estudio.

La curva de atenuación obtenida permite relacionar la energía FD con el estimador SD $S_{35^\circ}(450)$. Esta relación puede ser descrita utilizando una ley de potencias, como se muestra en la ecuación (8.8):

$$E = A \times S\left(35^\circ, 450\right)^B \tag{8.8}$$

Esta ley es la que se utilizará para el ajuste de la curva y así poder calibrar el arreglo de superficie con la energía reconstruida con el telescopio de fluorescencia, convirtiendo los valores de señal en energía. Se utilizará para eventos de SD que no sean híbridos, habida cuenta de la diferencia de *duty cycle* de cada uno.

Comparación geométrica

Antes de proceder a la calibración se realizaron comparaciones de las reconstrucciones de la geometría realizadas independientemente por FD y SD para los 231 eventos seleccionados como un reaseguro del set de datos adoptado. Se compararon el ángulo cenital (θ), el ángulo espacial (ψ, diferencia en la dirección de arribo entre las reconstrucciones) y la diferencia en la distancia al core de la lluvia a la estación con máxima señal. Así se obtuvieron los gráficos que se observan en la figura 8.17.

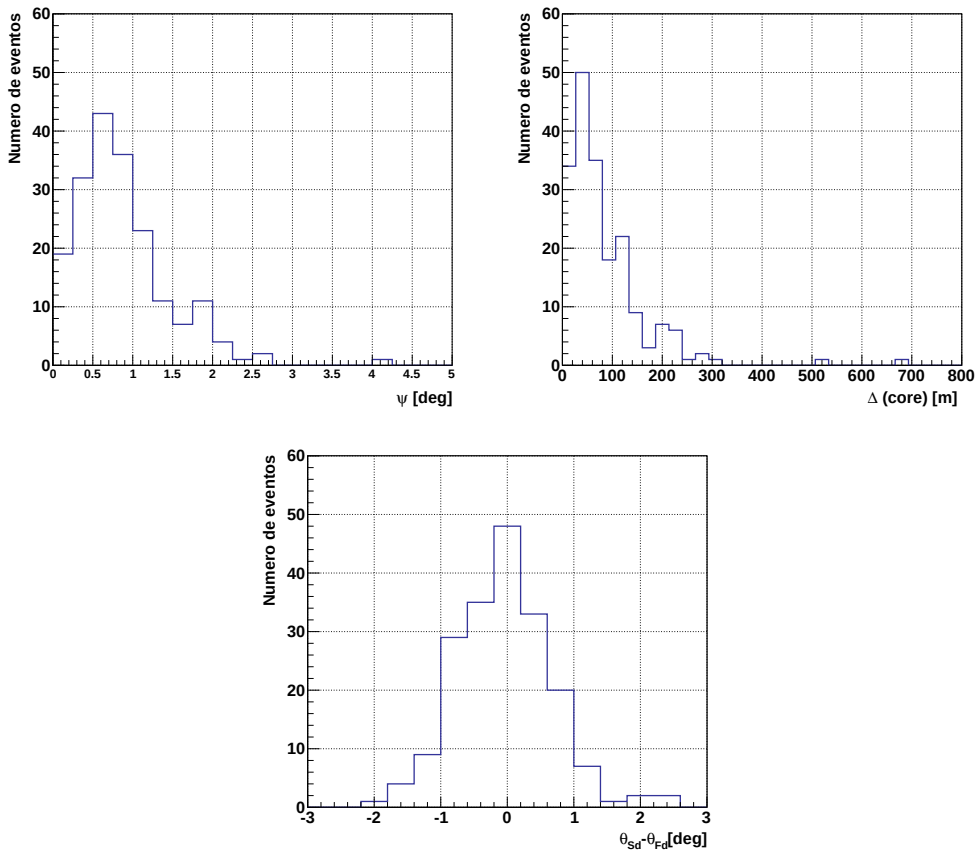

Figura 8.17: *Comparación entre eventos medidos con el SD del infill y el telescopio de fluorescencia de Coihueco que se utilizan en la curva de calibración. Izquierda, arriba: Ángulo espacial ψ. Derecha, arriba: diferencia en la posición del* core. *Debajo diferencia en el ángulo cenital.*

En la figura 8.17 panel superior izquierdo, puede observarse el ángulo espacial. El 68 % de los eventos en ψ caen por debajo de 1°. Luego en la misma figura, panel superior derecho, se observa la diferencia entre el core reconstruido por FD y el reconstruido por SD, donde se utilizó la fórmula 7.3 entre SD y FD. Entonces, para el $\Delta core$ el 68 % de los eventos caen por debajo de los 80 m; ambos valores son consistentes con la comparación infill-arreglo principal hecha en el capítulo anterior; y entre híbridos para el arreglo principal solo [105].

La diferencia en el ángulo cenital figura 8.17 panel inferior, muestra un buen acuerdo con una distribución cuyo valor medio es de -0,05° y RMS de 0,71°. Estas comparaciones muestran que las reconstrucciones realizadas con los dos detectores en forma independiente son compatibles.

8.7.1 Correlación entre $S_{35°}$ y E_{FD}

En la figura 8.18, panel superior, se muestra la correlación obtenida entre la energía E_{FD} y el estimador de la energía SD, $S\,(35°, 450)$. El ajuste de esta curva se hizo invirtiendo la relación 8.8, ya que la energía es la cantidad medida directamente y con menor incerteza sistemática, respecto a la señal obtenida ajustando la LDF.

Se realizó un ajuste de este conjunto de datos tomando 18 VEM como valor límite para el S(35°), dado por la figura 8.15 que muestra como la corrección por la atenuación atmosférica funciona muy bien hasta ese valor. Esto deja 191 eventos para calibración de los 231 que participan en la curva.

El resultado de los parámetros del ajuste realizado con el total eventos puede verse en la tabla 8.6. Todas las incertezas que se muestran son estadísticas.

Como puede observarse de la pendiente es $B \simeq 1$, por lo que se puede decir que $S\,(35°, 450)$ crece prácticamente lineal con la energía. Por otro lado el parámetro de escala A resulta un orden de magnitud menor en comparación con el del arreglo principal [96], relacionado con el cambio en el rango de energías y el muestreo a distancias menores del eje (450 frente a 1000 m).

Al realizar el primer ajuste se observaron eventos que salen, por más de 1,5 σ respecto al ajuste de la curva, que llamamos 'outliers'. Pueden observarse estos 'outliers' marcados en rojo sobre el grafico de la figura 8.18 panel superior. De los 191 eventos que participan en el ajuste, 23 corresponden a 'outliers'. Se realizó una inspección directa de los eventos encontrando que la mayor parte de estos eventos son mal reconstruidos, ya sea por el lado del detector de superficie, o por el lado de fluorescencia. En el apéndice E, tabla E.1 se muestran los eventos con su número de identificación, su S(35°,450), su energía y la razón por la que fue descartado al ser inspeccionado. Para los eventos que fueron catalogados como 'ok' no se observaron problemas en la correspondiente reconstrucción ya sea de SD o de FD, por lo que no se removieron de la curva al hacer el análisis subsiguiente.

A partir de este ajuste se procedió a realizar el mismo excluyendo los 'outliers' que puede verse en la figura 8.18 y el resultado de los parametros en la tabla 8.6. Comparando los parámetros ajustados con los dos set de datos puede observarse una diferencia del 0,1 % en el parámetro B que es la pendiente de la exponencial, mostrando que los dos son prácticamente lineales. En cuanto al parámetro A la diferencia es de $\sim$ 6 %. Este parámetro es el que determina la escala de energía, así que esta diferencia será notable al momento de reconstruir los eventos utilizando una u otra calibración, por lo que se resolvió utilizar la calibración sin los outliers.

La lluvia más energética detectada por el infill y el telescopio de Coihueco al mismo tiempo tiene alrededor de $E \simeq 3 \times 10^{18}$ eV y $S\,(35°, 450) \simeq 252$ VEM. Esto muestra que la calibración se encuentra por debajo del umbral de eficiencia del arreglo principal para SD, otorgando una extensión en las capacidades que tiene el Observatorio Pierre Auger dada por las extensiones propuestas, brindando así la posibilidad de explorar otros rangos de energías.

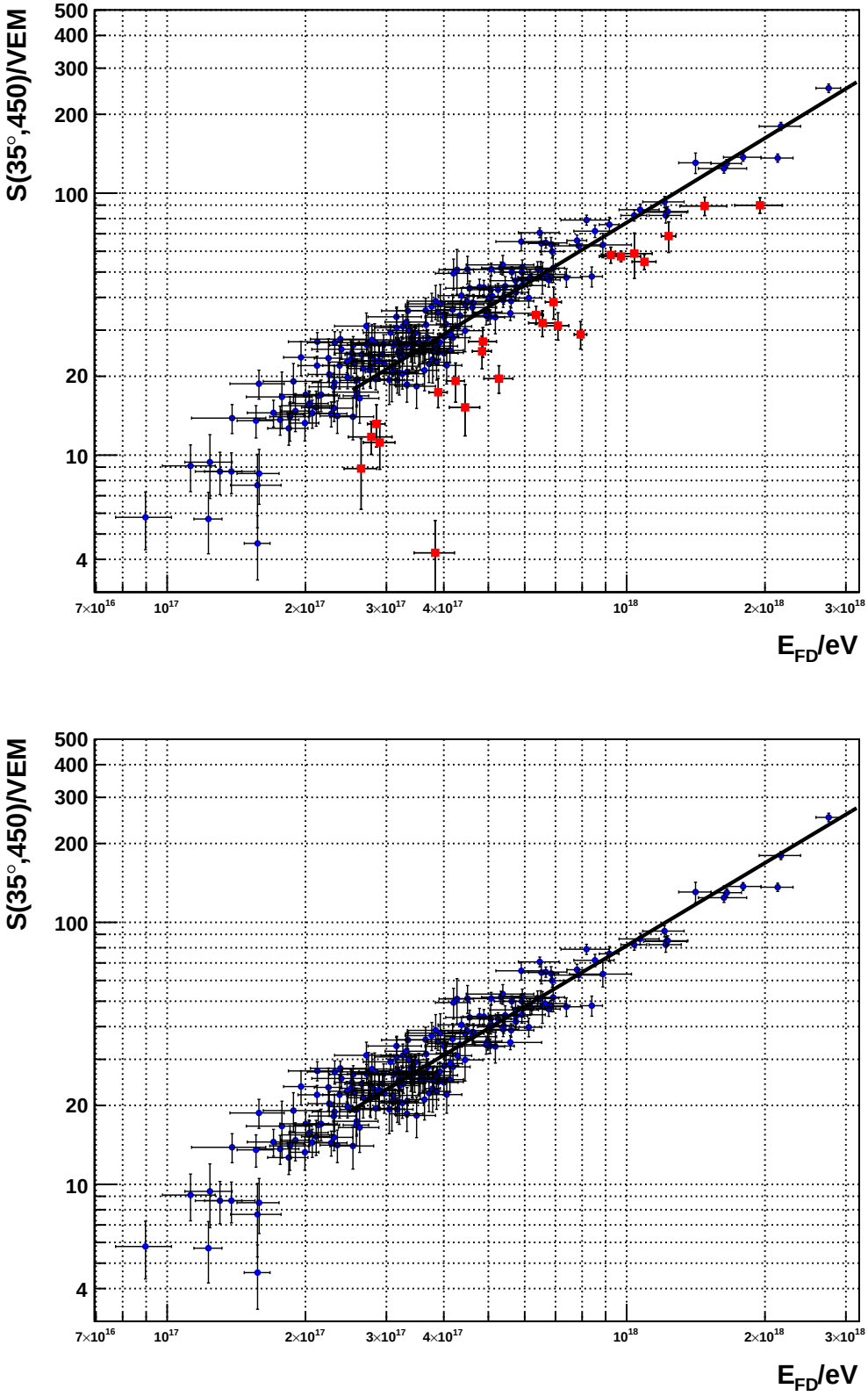

Figura 8.18: *Correlación entre la E_{FD} y $S\,(35°, 450)$ con límite en 18 VEM, puede observarse la curva de ajuste en negro. La figura del panel superior muestra los 'outliers' en rojo ya removidos para el ajuste en la figura del panel inferior.*

Para lograr un empalme con la calibración del arreglo principal, se debería realizar una calibración extendida utilizando eventos del propio arreglo principal (con energías mayores a 3×10^{18} eV) en la misma curva, que en este momento se encuentra fuera del alcance de este trabajo.

La diferencia fraccional en la energía representa la diferencia entre la energía de los eventos medidos por el telescopio de fluorescencia y la energía calculada usando la curva de calibración para los eventos de la curva, esta se observa en la figura 8.19 y fue ajustada utilizando una función gausiana. En azul puede notarse la curva para todos los eventos y en rojo la resultante al remover los outliers.

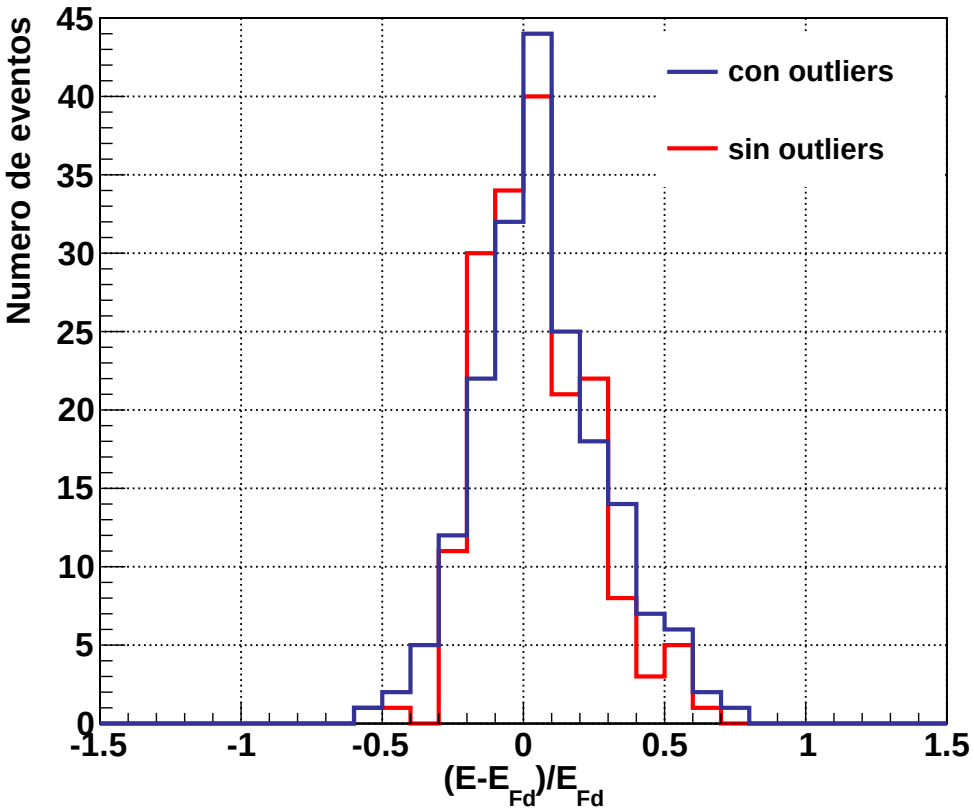

Figura 8.19: *Diferencia fraccional entre la E_{FD} y la energía estimada utilizando $S_{35^\circ}(450)$ de la curva de calibración, con el ajuste incluido. La figura superior muestra la diferencia utilizando los 'outliers' la inferior sin ellos.*

Para la calibración con todos los eventos puede observarse que el ajuste arroja un valor medio del 6 %, lo que muestra un sesgo respecto al valor de la energía que otorga el detector de fluorescencia. Por otro lado este mismo ajuste arroja un RMS del 23 %, reflejando una gran dispersión para estos eventos. Estos valores se ven reducidos para la diferencia fraccional sin 'outliers', donde el valor medio es del 2 % y RMS del 19 %, valores consistentes con el arreglo principal, lo que demuestra que no incluir a los eventos que se apartan de la curva mejora sensiblemente la calibración. Estos valores y la comparación se muestran en la tabla 8.6.

Luego, se realizó una comparación de la energía fraccional en función de la energía (ver figura 8.20). Debido a que los eventos son pocos la dispersión en cada intervalo es bastante grande, sin embargo puede observarse para el primer caso, utilizando todos los eventos, la diferencia fraccional se aparta más de cero para todas las energías. Al remover los 'outliers', las diferencias se achican, o sea son más cercanas a 0, sobre todo a partir de $10^{17,4}$ eV valor límite en la curva de ajuste de la calibración correspondiente a 18 VEM.

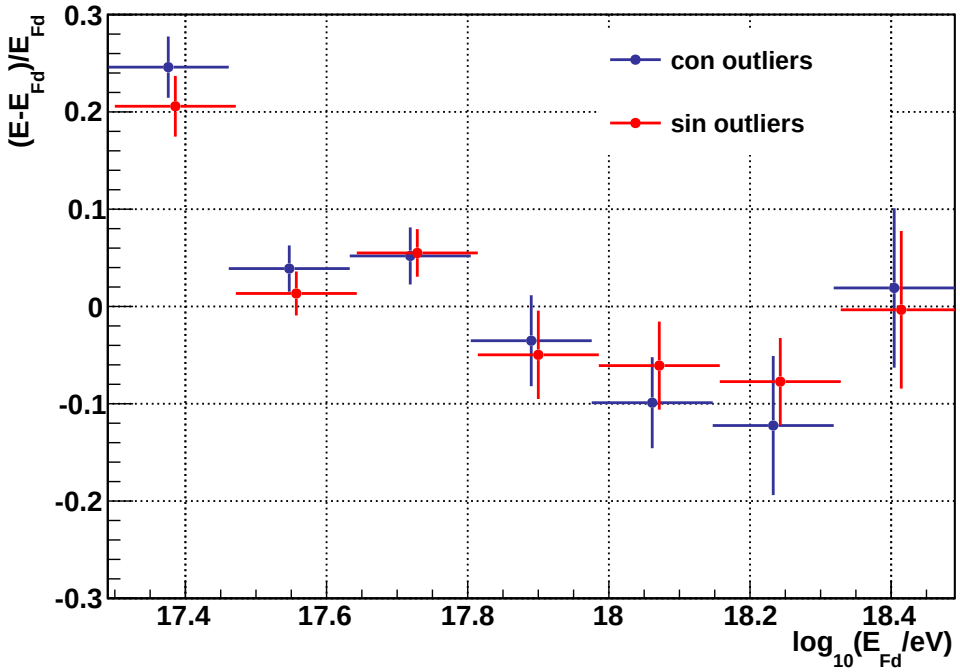

Figura 8.20: *Diferencia fraccional en función del logaritmo de la energía, E_{FD}. Puede verse como, para energías por encima de $10^{17,4}$ eV los valores se mantienen alrededor de cero, mejorando cuando se remueven los 'outliers' de la curva de calibración. Notar el corrimiento de los rojos hacia la derecha para evitar la superposición de los puntos sobre el gráfico.*

Eventos	todos	sin outliers	diferencia
Solo calibración	191	175	17 (9 %)
A [eV]	$(1.46 \pm 0.15) \times 10^{16}$	$(1.38 \pm 0.15) \times 10^{16}$	$\sim 6\,\%$
B	0.97 ± 0.01	0.98 ± 0.01	$\sim 0{,}1\,\%$
$\frac{E_{SD}-E_{FD}}{E_{FD}}$	Mean 6 % RMS 23 %	Mean 2 % RMS 19 %	-

Tabla 8.6: *Parámetros obtenidos del ajuste de la correlación en energía y la diferencia fraccional.*

8.8 Espectro de rayos cósmicos para el infill

Utilizando la calibración obtenida en la sección anterior se obtuvo el número de eventos en función de $\log_{10}(E/eV)$ (figura 8.21) con eventos del infill desde Agosto de 2008 hasta Abril de 2011, teniendo el cuenta los *bad periods* [106] que fueron excluidos.

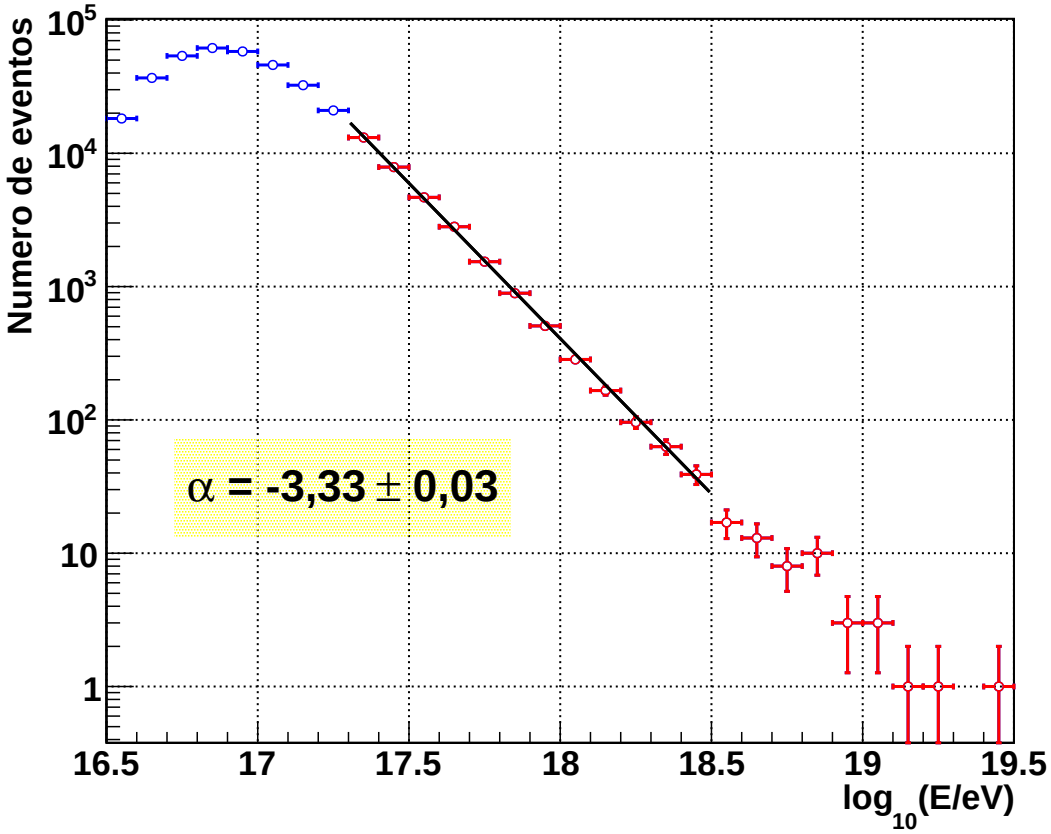

Figura 8.21: *Espectro de energía de rayos cósmicos, se observa el ajuste en la región donde el infill tiene máxima eficiencia, de* 2×10^{17} *eV a* 3×10^{18} *eV, eventos en rojo. En azul se muestra la parte donde el infill deja de ser eficiente, de* 2×10^{17} *eV hacia abajo en energía. Ver texto para el significado de* α.

El ajuste corresponde a la porción donde el infill tiene eficiencia máxima, o sea, para energías entre 2×10^{17} eV y 3×10^{18} eV. Para este ajuste se utilizó una función exponencial:

$$N_{eventos} = B\, e^{\beta \log_{10}(E)} \tag{8.9}$$

El límite superior de energías alcanzadas esta dado por la falta de eventos ya que el arreglo no se encuentra completado. Se debe notar que si el infill estuviera completo debería pasar más tiempo para colectar suficientes eventos de altas

energías. El límite inferior corresponde a que el arreglo tiene su máxima eficiencia por arriba de 2×10^{17} eV.

En la porción del histograma que se ajustó usando la función exponencial, la pendiente (β) se puede relacionar con el índice espectral real suponiendo que el flujo de rayos cósmicos es proporcional a la energía elevada a una potencia $J = A\,E^{\alpha}$, y teniendo en cuenta que $J \propto \frac{N_{evt}}{E}$, queda $\alpha = \beta\,\log_{10} e - 1$. A través de un ajuste con el método *log likelihood*, la pendiente que se obtiene es $\beta = -5{,}37 \pm 0{,}03$ que da lugar a $\alpha = -3{,}33 \pm 0{,}03$, donde solo se muestran la incerteza que proviene del ajuste y la propagación. Este valor de la pendiente α es entonces el valor del índice espectral.

Para el espectro observado en este trabajo no se encuentra una estructura semejante a la segunda rodilla como la presentada por AGASA en [107] alrededor de $4{\times}10^{17}$ eV, en coherencia con el espectro medido por la colaboración KASCADE-Grande [20]. Este experimento encontró un cambio de pendiente en el espectro de $\alpha_{KASCADE} = -2,95 \pm 0,05$ a $\alpha_{KASCADE} = -3,24 \pm 0,08$ en torno a 8 $\times 10^{16}$ eV. Si bien esta es una región a la cual el infill no tiene acceso, resulta consistente con no haber notado una estructura a partir 2×10^{17} eV. Por otro lado ambos índices espectrales, el dado por KASCADE y el calculado aquí con el infill son compatibles dentro de las incertezas, lo cual fortalece los hallazgos de ambos Observatorios. En Auger se espera poder construir un infill dentro del ya construido con detectores espaciados a menor distancia, para alcanzar estas energías. A pesar de no haber observado la segunda rodilla, el índice espectral calculado por AGASA por encima de $4{\times}10^{17}$ eV arroja un valor de $\alpha = 3,23^{+0,10}_{-0,12}$ [21] que también resulta compatible con el obtenido aquí, dentro de las incertezas.

Se puede ampliar la comparación de los índices espectrales con la de otros Observatorios que miden rayos cósmicos incluyendo al arreglo principal de Auger y Telescope Array. Estos dos muestran, en la región por debajo del tobillo, indices espectrales que son similares a los obtenidos en este trabajo, $\alpha_{Auger} = -3{,}27 \pm 0{,}02$ y $\alpha_{TA} = -3{,}33 \pm 0{,}04$. Particularmente se recalca la consistencia de este trabajo con el valor mencionado del arreglo principal de Auger. En la tabla 8.7, que se muestra a continuación, se presentan los resultados de los distintos experimentos y los rangos de energía en los que se encontraron los indices espectrales comparados.

Indices espectrales por experimento		
Experimento	rango de energía [eV]	α
Infill (este trabajo)	de $2{\times}10^{17}$ hasta $3{\times}10^{18}$	-3,33 ± 0.03
Auger main array [18]	de 10^{18} hasta $4{\times}10^{18}$	-3,27 ± 0.02
Telescope Array [19]	de $2{\times}10^{18}$ hasta $5{\times}10^{18}$	-3,33 ± 0.04
KASCADE-Grande [20]	de $8{\times}10^{16}$ hasta 10^{18}	-3,24 ± 0.08
AGASA [21]	de $4{\times}10^{17}$ hasta 10^{19}	$-3{,}23\ ^{+0{,}10}_{-0{,}12}$

Tabla 8.7: *Índice espectral reportado por distintos experimentos y el obtenido en este trabajo. Puede observarse como todos resultan similares, dentro del mismo rango de energías y de la respectivo incerteza.*

8.9 Conclusiones del capítulo

En este capítulo se muestran los pasos necesarios para obtener el espectro de energías con el infill, una de las mediciones más relevantes para la física de los rayos cósmicos. Este espectro fue calculado con datos obtenidos desde el inicio de la toma de datos del infill hasta abril de 2011 [97].

Utilizando una LDF del tipo NKG, se realizó una parametrización de su pendiente, β, respecto a $\sec(\theta)$ con una corrección en $log_{10}(S(450))$. Analizando evento por evento se obtuvo la distancia óptima a la cual debe tomarse el estimador de la energía, $R_{opt} = (450^{+20}_{-30})m$. Se estudió la eficiencia de disparo del infill para lluvias de bajas energías. Este estudio muestra que un arreglo como el del infill tiene máxima eficiencia para energías por encima de $\sim 2 \times 10^{17}$ eV a partir de la cual pueden hacerse las investigaciones pertinentes.

La curva de atenuación a intensidad constante fue obtenida usando $\theta = 35°$ como ángulo de referencia. El CIC se utiliza para tener en cuenta la atenuación atmosférica en los eventos que llegan al detector con diferentes inclinaciones. Se mostró, utilizando la corrección de los valores de S(450), que con un corte en 300 eventos se trabaja en la región de máxima eficiencia para el infill, por encima de los 18 VEM de señal.

Se realizó la calibración en energía para eventos del infill mediante el estudio de la correlación entre E_{FD} y S(35°,450) usando datos correspondientes a los híbridos del telescopio de fluorescencia de Coihueco. Se separaron eventos *outliers* que, ante inspección directa resultaron mal reconstruidos. El resultado de ésta correlación muestra que S(35°,450) crece prácticamente lineal con la energía. La diferencia fraccional entre la energía dada por el FD y la calculada utilizando el resultado de la calibración muestra que no hay un sesgo en la correlación aunque tiene un RMS de 19 %.

Se obtuvo el espectro de rayos cósmicos en energías con el infill. El mismo no presenta una estructura característica que indique la presencia de la la segunda rodilla en su rango de eficiencia, contrario a AGASA y en acuerdo con KASCADE-Grande. Se obtuvo la pendiente del espectro, $\alpha = -3{,}33 \pm 0{,}03$, que es compatible con la mostrada por los experimentos KASCADE-Grande ($\alpha_{KASCADE} = -3{,}24 \pm 0{,}08$) y AGASA ($\alpha_{AGASA} = -3{,}23^{+0{,}10}_{-0{,}12}$) dentro de las incertezas. También se realizó una comparación con experimentos que escanean rayos cósmicos a mayores energías, como el arreglo principal de Auger y Telescope Array. Estos dos muestran, por debajo de la región del tobillo, indices espectrales similares a los obtenidos en este trabajo, $\alpha_{Auger} = -3{,}27 \pm 0{,}02$ y $\alpha_{TA} = -3{,}33 \pm 0{,}04$.

Se establecieron todas las herramientas para el cálculo del espectro faltando solamente mayor estadística y un cálculo final de la exposición para completar el espectro desde 2×10^{17} eV. Como trabajo futuro se espera que la construcción de un infill dentro del infill, con 375 m de separación entre detectores permita bajar aun más el umbral en energía y extender el rango de eficiencia para poder observar la segunda rodilla en la misma region que lo hace KASCADE-Grande y desentrañar la física asociada a un cambio de índice espectral.

9 Anisotropía de rayos cósmicos

La discusión sobre los métodos es una de las formas de eludir la discusión de fondo, reemplazar el por qué por cómo. Pero aún esa discusión no debe ser rehuida.
Rodolfo Walsh, en "Los años Montoneros, cuaderno de sudestada # 3."

Los estudios de anisotropía a grandes escala intentan cuantificar excesos (o defectos) en la llegada de rayos cósmicos a la Tierra en grandes escalas angulares. Para un observatorio como Pierre Auger, el observable que se utiliza para investigar la anisotropía es la distribución de direcciones de arribo de los rayos cósmicos ultra energéticos.

Los resultados del estudio de anisotropías son muy importantes por que dan información sobre el origen y la naturaleza de los rayos cósmicos como así también de los campos magnéticos (galácticos o extra galácticos) por el cual estas partículas se propagan. Al realizar mediciones respecto a la energía se puede, también, obtener información de las distintas características del espectro, mencionadas en capítulos anteriores.

Una posible explicación para el tobillo es que podría ser una transición de rayos cósmicos galácticos a extra galácticos, y esto podría resultar en un patrón dipolar en la distribución de la tasa de eventos medida desde la Tierra [108]. Otra, expresa que podría ser la distorsión del espectro extra galáctico dominado por protones que pierden energías mediante producción de pares $e^{\pm}$ con fotones de la radiación de fondo de microondas [109].

El experimento AGASA reportó, usando 4 años de datos, una amplitud de dipolo del 4 % orientado cerca del centro galáctico a E$\sim 0,8 - 2\times10^{18}$ eV [41]. Sin embargo, el PAO, no observó ningún exceso. Debido a la pequeña amplitud que tienen estas anisotropias está claro que estas mediciones son muy delicadas ya que pequeñas no uniformidades en la cobertura del cielo debido a asimetrías del set-up experimental o a efectos climáticos podrían remedar la señal buscada.

El método estándar en el estudio de anisotropía a gran escala es la expansión multipolar de la distribución de la tasa de eventos en el cielo. Este estudio, en particular, se centra en las distribuciones de patrones dipolares (primer orden en el multipolo) sobre la esfera celeste que se reduce a una modulación tipo senoidal cuando es proyectada en ascensión recta (la longitud en coordenadas ecuatoriales, α).

La distribución en ascensión recta del flujo de rayos cósmicos, $I(\alpha)$ que llega al detector puede ser caracterizada por las amplitudes y fases de su expansión de Fourier: $I(\alpha) = I_0(1 + r\cos(\alpha - \varphi) + r'\cos(2(\alpha - \varphi')) + ...)$.

Generalmente se utiliza un método de Rayleigh estándar [43] donde el primer armónico se obtiene directamente realizando este análisis de Fourier en forma discreta. Interpretando la ascensión recta como el ángulo polar en un plano x-y, las direcciones de arribo pueden ser distribuidas en un círculo unitario. Los valores promedios en las direcciones X e Y pueden ser calculados como $X = \frac{2}{N}\sum_{i=1}^{N}\cos\alpha_i$ y $Y = \frac{2}{N}\sum_{i=1}^{N}\sin\alpha_i$. Estas expresiones son después generalizadas para tener en cuenta la exposición variable del arreglo, y además se debe corregir la energía por efectos atmosféricos [110].

Al tener baja estadística, dado que el infill se completó a mediados de 2011, y en la región de máxima eficiencia en particular, y como el método de Rayleigh funciona cuando el arreglo está en la región donde el detector es 100 % eficiente, que para el infill resulta por encima de 2×10^{17} eV, se utilizó el método *East-West* que es independiente de todos estos efectos.

Este método diferencial hace uso de la simetría de las propiedades del detector, incluyendo las condiciones atmosféricas para mediciones de lluvias extensas provenientes del este y del oeste en un dado punto en el tiempo. El método se basa en el cálculo de las diferencias del número de eventos observados que provienen de la dirección Este y del Oeste que está relacionada con la amplitud r y fase φ del primer armónico de la modulación.

$$I_E^{obs}(\alpha^0) - I_W^{obs}(\alpha^0) \propto r\sin(\alpha^0 - \varphi) \tag{9.1}$$

donde α^0 es el tiempo local sidéreo, que está relacionado con la ascensión recta, α por $\alpha = \alpha^0 - HA$, donde HA es el ángulo horario en la dirección de visión.

Para estudiar las anisotropias en las direcciones de arribo e necesario conocer la resolucion angular del detector, esta se presenta en la seccion 9.1. La sección 9.2 esta dedicada al método con el que se estudió la anisotropía. Luego en la sección 9.3 se muestra el análisis realizado utilizando el método *East-West* para anisotropía a grandes escalas. Por último las conclusiones del capítulo en la sección 9.4.

9.1 Estudio de la resolución angular

El estudio de la resolución angular viene dado por la necesidad de establecer la precisión del detector al medir la dirección de arribo de los rayos cósmicos primarios. Este es el primer paso en el estudio de la anisotropía y la consecuente búsqueda de posibles fuentes.

Ya que la dirección del primario es desconocida, no se puede realizar una comparación evento por evento de la dirección medida con la real. Es por esto que utilizamos, como primera aproximación al problema, el mismo método para de-

terminar la resolución angular del arreglo principal de Auger [105]. Se utilizaron eventos reconstruidos y calibrados en energía como se muestra en el capítulo anterior, se excluyeron eventos que contenían estaciones saturadas y se hizo la distinción entre el total de eventos y aquellos que están dentro del rango de energía en que el detector tiene eficiencia completa.

Este método permite la evaluación de la resolución angular utilizando como parámetro el ángulo cenital y el error en los ángulos cenital y azimutal. Esta relación se ve sintetizada en la ecuación 9.2. La hipótesis para esta forma funcional es que θ y $\frac{\phi}{\sin\theta}$ son variables aleatorias con distribución gaussiana y varianza σ^2.

$$AR = 1,5 \times \sqrt{0{,}5\left(d\theta^2 + (d\phi \sin\theta)^2\right)} \tag{9.2}$$

Utilizando este planteo se evaluó la resolución angular (AR) para todos los eventos reconstruidos, y para aquellos que yacen en la región en que el detector tiene eficiencia completa en energía, como función del ángulo cenital. Estos resultados pueden verse en la figura 9.1.

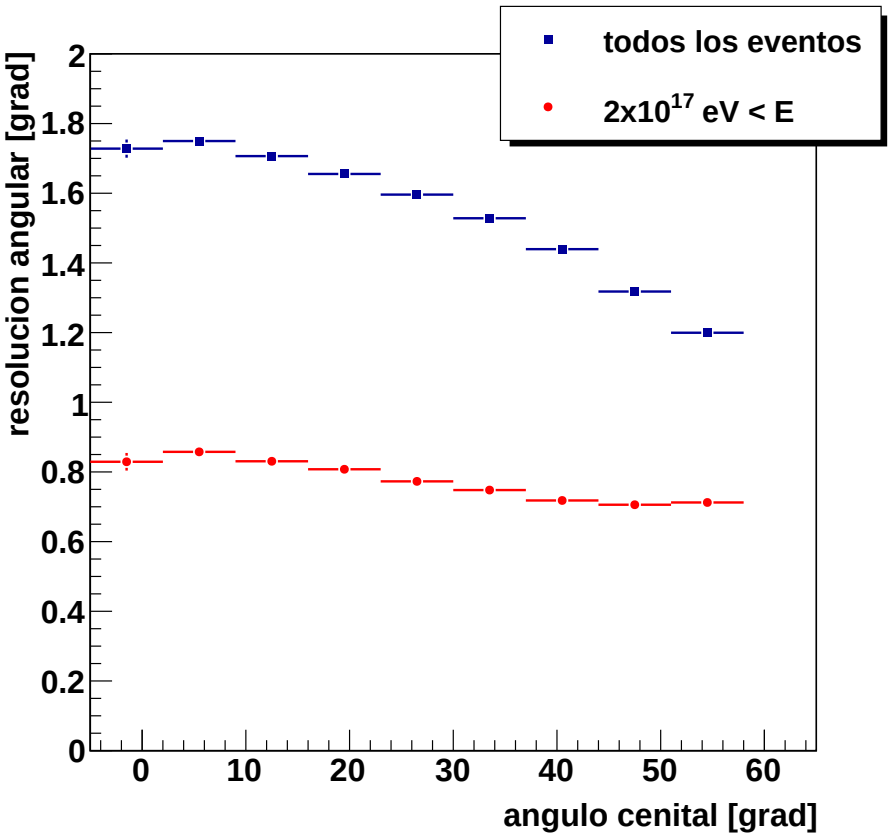

Figura 9.1: *Resolución angular en función del ángulo cenital, para todos los eventos del infill (cuadrados azules) y eventos con energía por arriba de la región de máxima eficiencia (círculos rojos).*

La figura 9.1 indica que la resolución angular de todos los eventos mejora con el ángulo cenital (hasta llegar a los $55°$) ya que a medida que las lluvias tienden

a ser más inclinadas (mayo ángulo cenital) resultan mejor muestreadas por los detectores de superficie porque la huella en el suelo resulta mayor. Por otro lado a medida que la lluvia tiende a ser más vertical, la determinación del ángulo azimutal tiende a empeorar, llevando a un incremento de la incerteza de ϕ. La resolución angular se encuentra en el rango de los 1,2° a 1,8°, para todo el rango considerado. Por otro lado para los eventos que están en el rango de eficiencia máxima, la resolución angular resulta prácticamente constante alrededor de los 0,8°.

Para entender el resultado previo se realizó una selección en función del número de estaciones y de la energía donde se puede apreciar la estructura de la resolución angular en función del tamaño de la lluvia en el plano del detector a nivel del suelo. En la figura 9.2 se muestra la selección discriminando en número de estaciones.

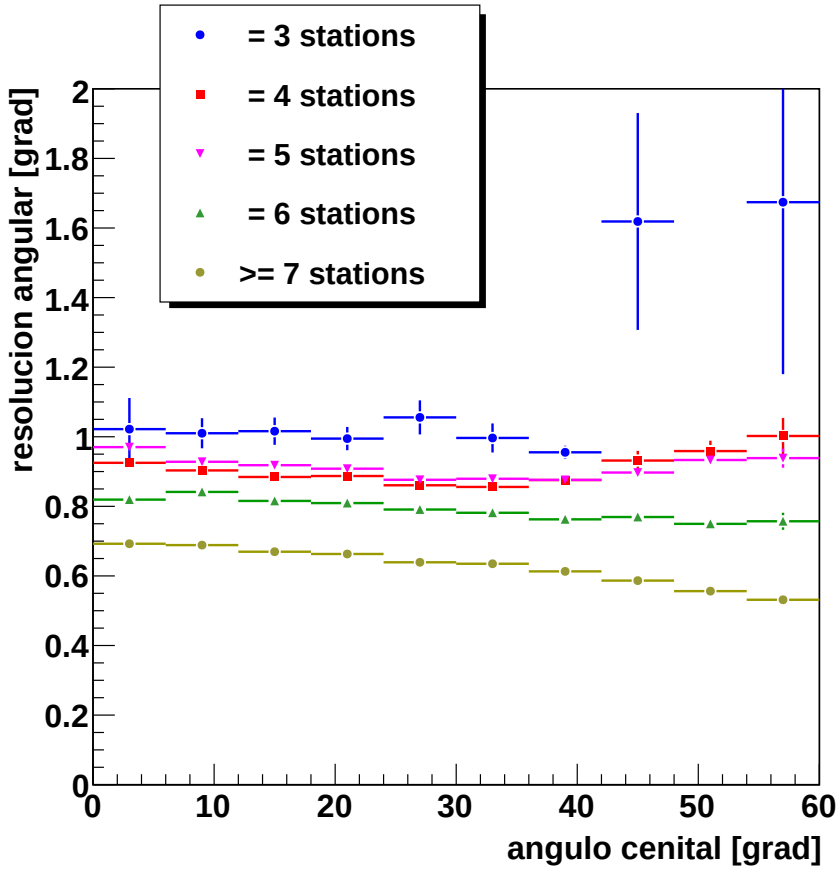

Figura 9.2: *Resolución angular como función del ángulo cenital en bandas de estaciones. El resultado muestra que a medida que el número de estaciones que participan en el evento aumenta se observa una mejora de la resolución angular llegando a un valor constante de* $0,8°$ *para* 6 *o más estaciones.*

Puede observase que la resolución angular para 3 estaciones resulta pobremente determinada, ya que no son suficientes estaciones para muestrear las lluvias inclinadas en forma correcta. A medida que el número de estaciones que participan en el evento crece la resolución mejora de 4 a 7 estaciones o más, mostrando como la lluvia resulta mejor reconstruida.

Finalmente se calculó la resolución angular para eventos en bandas de energía,

que se muestra en la figura 9.3. El comportamiento que aquí se observa es que la resolución angular mejora a medida que crece la energía y el ángulo cenital. Aquí puede notarse que la incerteza en la medición del ángulo queda bajo los 0,9° y existe una débil dependencia en el ángulo cenital para eventos con energías más grandes que 2×10^{17} eV. El infill es claramente ventajoso en esta región de energías para el estudio de anisotropías y fuentes ya que permite resoluciones del cielo con mucha menor incerteza que el arreglo principal.

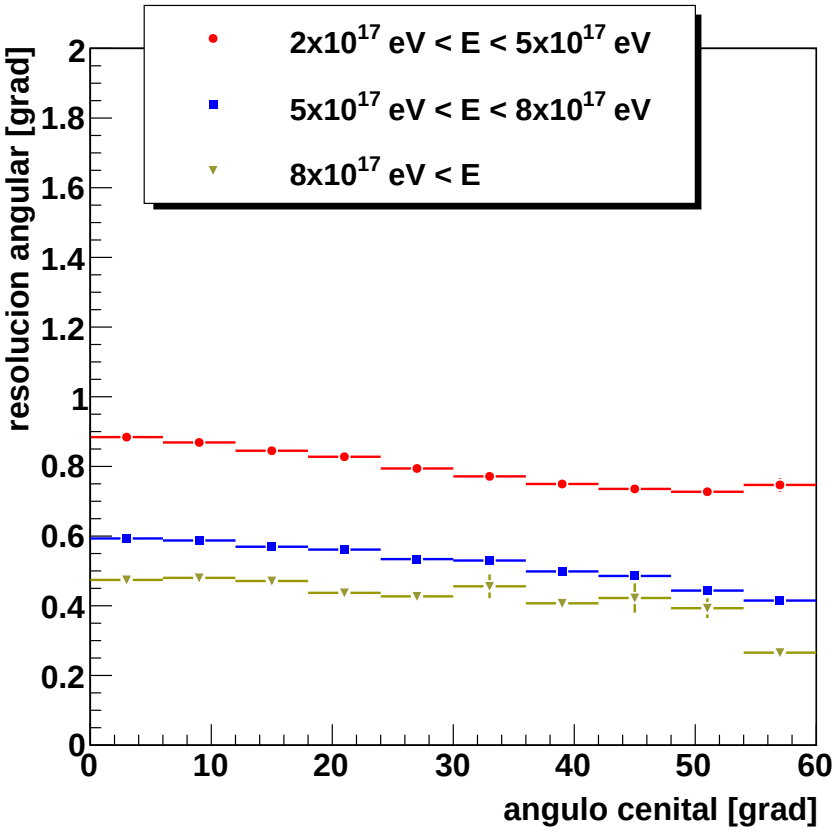

Figura 9.3: *Resolución angular como función del ángulo cenital en bandas de energía. El resultado muestra que para eventos con energías mayores a* $E > 2\times10^{17} eV$ *la resolución angular permanece debajo de* 0,9°.

9.2 Método East-West para el cálculo de anisotropías de rayos cósmicos

El método *East-West* está basado en el análisis de la diferencia de conteo entre las direcciones este y oeste [111, 112]. El conteo se realiza registrando eventos a cada tiempo local sidéreo, α^0, llegando éstos de los hemisferios este u oeste, $I_E(\alpha^0)$ e $I_W(\alpha^0)$ respectivamente. Esta diferencia de conteo está directamente relacionada a la modulación en ascención recta mediante:

$$I_E(\alpha^0) - I_W(\alpha^0) = -\frac{N}{2\pi}\frac{2\langle\sin\theta\rangle}{\pi\langle\cos\delta\rangle} r \sin\left(\alpha^0 - \varphi\right) \tag{9.3}$$

Donde θ es el ángulo cenital, δ la declinación del evento y φ la fase del primer armónico.

Dado que las inestabilidades experimentales afectan simultáneamente a los sectores este y oeste, o sea, la exposición instantánea de los dos sectores es idéntica, todos los efectos de origen experimental que son independientes de la dirección de arribo, deberían desaparecer (a primer orden) a través de esta resta. Por lo tanto, este método no requiere correcciones, previniendo que posibles incertezas sistemáticas afecten los resultados, pero como costo adicinal trae una reducción de la sensibilidad, como ya se dijo, respecto al análisis Rayleigh estándar.

La amplitud r y la fase φ del primer armónico pueden ser calculadas de las direcciones de arribo de N eventos usando el análisis estándar de primer armónico levemente modificado para tener en cuenta la resta entre los eventos del oeste y del este. Los coeficientes de Fourier, a_{EW} y b_{EW} se definen como:

$$a_{EW} = \frac{2}{N}\sum_{i=1}^{N}\cos(\alpha_i^0 + \zeta_i) \tag{9.4}$$

$$b_{EW} = \frac{2}{N}\sum_{i=1}^{N}\sin(\alpha_i^0 + \zeta_i) \tag{9.5}$$

donde ζ_i es igual a 0 si el evento viene del este o π si viene del oeste, así se tiene en cuenta efectivamente la resta del este con el oeste.

Esto permite recuperar la amplitud de la ascensión recta r y la fase φ_{EW} de

$$r = \sqrt{a_{EW}^2 + b_{EW}^2} \qquad y \qquad \varphi_{EW} = \arctan\left(\frac{b_{EW}}{a_{EW}}\right) \tag{9.6}$$

Hay que notar que siendo φ_{EW} la fase que corresponde al máximo en la diferencia de los flujos este y oeste, está relacionada con la fase φ a través de $\varphi = \varphi_{EW} + \frac{\pi}{2}$.

9.2.1 Límite superior

Se pueden derivar límites superiores a partir de una distribución que se caracteriza por una anisotropía de amplitud y fase desconocida derivada por Linsley en [108], y utilizada por el PAO para el cálculo de límites superiores en la amplitud del dipolo. Esto resulta en la fórmula 9.7.

$$C.L. = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{I_0\left(r^2/4\sigma^2\right)}\int_0^{r_{ul}}\frac{ds}{\sigma}I_0\left(\frac{rs}{\sigma^2}\right)\exp\left(-\frac{s^2 + r^2/2}{2\sigma^2}\right) \tag{9.7}$$

Donde I_0 es la función modificada de Bessel de primer tipo y orden cero y $\sigma = \left(\frac{\pi<\cos\delta>}{2<\sin\theta>}\right) \times \sqrt{\frac{2}{N}}$ para el análisis con el método *East-West*.

La amplitud medida r puede ser relacionada con la componente ecuatorial del dipolo real $d_\perp$ mediante $d_\perp \simeq r/ < \cos\delta >$. Esta es la cantidad física que tiene

sentido a la hora de comparar los resultados entre distintos experimentos y los límites superiores se derivan para esta cantidad.

9.3 Anisotropía a grandes escalas

Para analizar las anisotropías de rayos cósmicos existen diversos métodos, como ya fue explicado los utilizados por el PAO son los que realizan un análisis de Rayleigh modificado y el método *East-West*. Estos dos métodos son de alguna forma complementarios, ya que en el análisis de Rayleigh modificado se deben pesar los eventos utilizando la dependencia en ascensión recta de la exposición del detector junto con una corrección en la energía por la presión y temperatura del sitio. Debido a que no es posible determinar con la precisión necesaria el efecto de la temperatura y la presión en el disparo del detector este método solo puede utilizarse para energías por encima de la que el detector tiene eficiencia completa, mientras que el *East-West* puede llegar a energías más bajas pero con menor sensibilidad.

Dado el poco tiempo de trabajo del infill, la estadística recolectada en eventos con energía superior a la de eficiencia completa, 2×10^{17} eV no es aún suficiente para realizar un análisis de Rayleigh modificado. En ese rango de energías pueden obtenerse resultados más precisos utilizando los datos del arreglo principal con la técnica del *East-West*. Sin embargo los datos del infill dan la posibilidad única de extender el análisis hasta energías del orden de $\sim10^{16}$ eV con la técnica del *East-West*. Este método permite realizar el análisis obviando los periodos de funcionamiento errático del detector, ya que sus efectos son cancelados por las virtudes del mismo método, así que no hubo necesidad de excluir los denominados *bad periods*.

El análisis se realizó mediante el cálculo de tres cantidades características: la amplitud del primer armónico , su fase y la probabilidad P, de obtener una amplitud mayor que la aparejada a una fluctuación estadística de isotropía. Se tomó dos formas de agrupar estos parámetros, en intervalos de energía independientes entre sí (sección 9.3.1) y tomando todos los eventos a partir de una dada energía, umbral de energía (sección 9.3.2). Cada una de estas formas, en intervalos y por umbral, devela una característica distinta del comportamiento de los rayos cósmicos. El análisis en umbral de energías resulta conveniente para optimizar la detección de una genuina anisotropía esparcida sobre un amplio rango de energías, evitando la elección arbitraria de un tamaño de intervalo. Sin embargo, como se verá, cada intervalo tiene una fuerte correlación con el anterior.

9.3.1 Resultados en intervalos de energías independientes

Amplitud del primer armónico y probabilidad

Para realizar el análisis del primer armónico en función de la energía, la elección del intervalo es importante para poder distinguir una autentica señal de fluctuaciones. La inclusión de intervalos cuyo ancho sea menor a la resolución en energía o contenga pocos datos es muy probable que 'debilite' la sensibilidad de la anisotropía buscada si ésta depende de la energía.

Para cumplir con estos requerimientos se tomó un ancho de intervalo en $\Delta \log_{10}(E) = 0{,}5$. Las energías exploradas fueron desde $\log_{10}(E) = 16{,}0$ hasta $\log_{10}(E) = 19{,}0$. A pesar de tener poca estadística en los intervalos extremos (el de mayor y el de menor energía), el análisis se realizó en todo este rango para observar la consistencia con los resultados del arreglo principal y sentar las bases para cuando con el infill completo se pueda extender este estudio.

La evolución de la amplitud r para la frecuencia sideral en función de la energía puede verse en la figura 9.4. Por otro lado en la figura 9.5 se presenta la probabilidad P($> r$) en cada intervalo de energía de obtener una amplitud mayor o igual a la observada por una fluctuación si la distribución fuera isótropa. Estos resultados son compatibles con los del arreglo principal a partir de 0,3 EeV. Este resultado muestra que, al igual que para el arreglo principal [42], no hay evidencias de una señal significativa en el rango de energías en las que opera el infill, o sea, no se encuentra una amplitud de señal significativa que de indicios de una modulación.

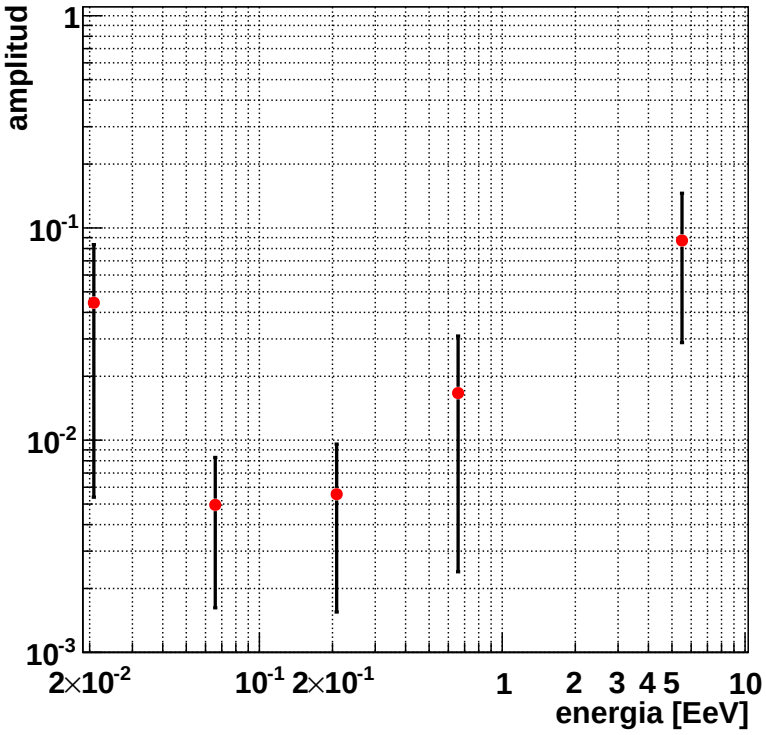

Figura 9.4: *Amplitud del primer armónico como función de la energía.*

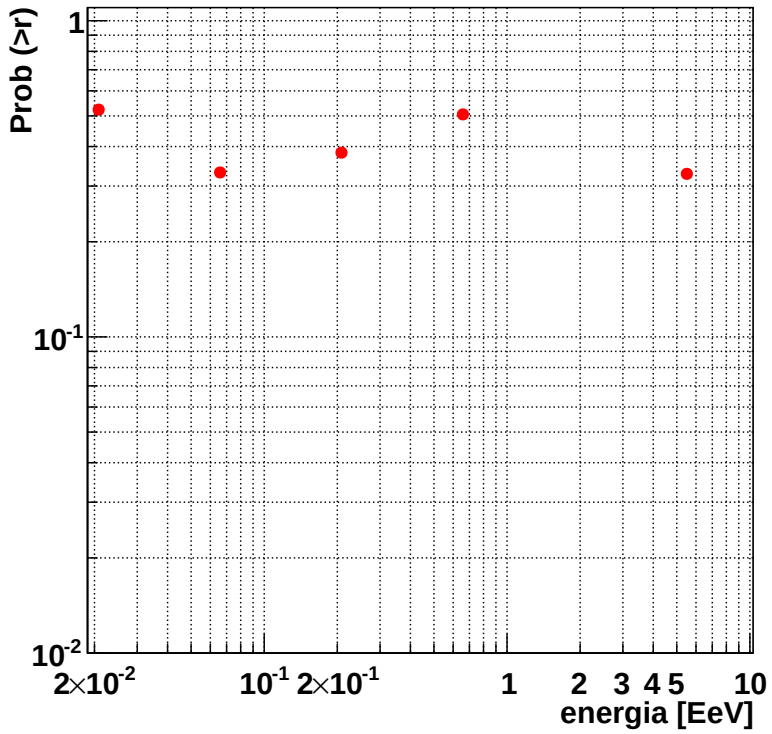

Figura 9.5: *Probabilidad $P(>r)$ de obtener por lo menos la misma amplitud, o una mayor en cada intervalo de energía para una fluctuación estadística de isotropía.*

Límite superior

De este análisis para la amplitud del primer armónico se pueden presentar los valores de límite superior en la amplitud de la componente ecuatorial del dipolo perpendicular calculadas como se muestra en la sección 9.2.1, ecuación 9.7. Estos límites se muestran en la tabla 9.1 y se observan gráficamente en la figura 9.6, donde se realizó una superposición con resultados de otros experimentos. Esta figura es la misma que se muestra en la parte de resultados del capítulo 3 con los límites superiores calculados en este trabajo, obtenida de [42] y referencias citadas ahí.

Los límites observados en celeste, corresponden a los que se obtuvieron en este trabajo. Los límites de los distintos experimentos se pueden distinguir por los diferentes colores, los obtenidos por Auger en rojo, por AGASA en azul, en magenta KASCADE y KASCADE-Grande y en naranja EAS-TOP. Las líneas punteadas muestran las predicciones de anisotropía que vienen de modelos de rayos cósmicos con origen galáctico y extra galáctico: se pueden observar dos modelos distintos de campos magnéticos, simétrico (S) y anti simétrico (A), donde la anisotropía sería causada por un movimiento de deriva producidos por la componente regular del campo magnético de la galaxia; y lo que se espera del efecto $Compton - Getting$ para una componente extragaláctica isotrópica, que es producido por el movimiento respecto al sistema de referencia en reposo del fondo de microondas $(C - GXgal)$.

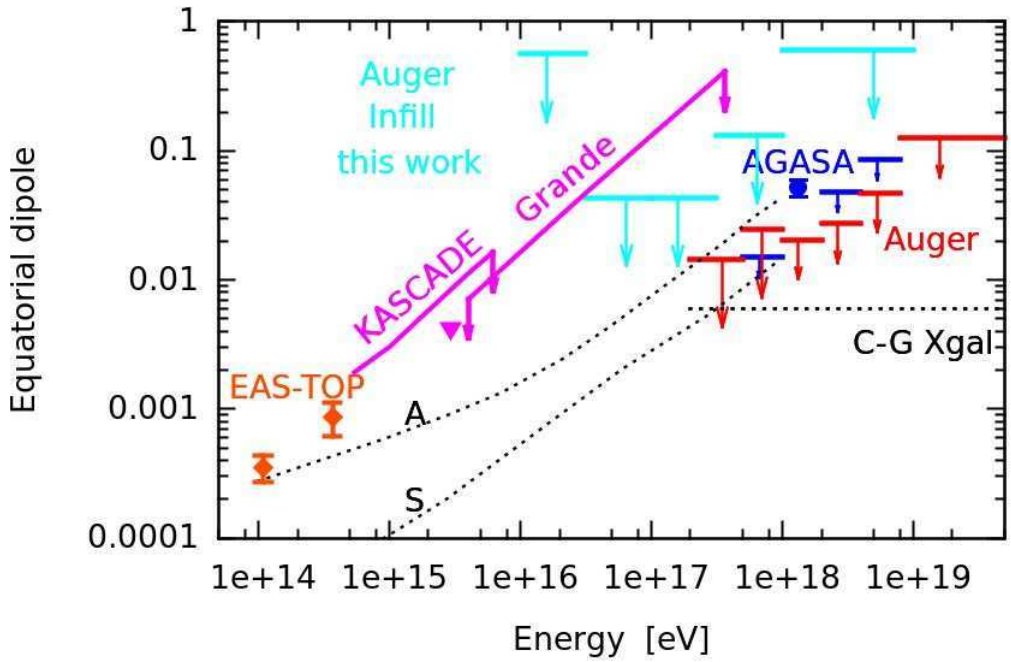

Figura 9.6: *Límite superior para la amplitud del dipolo perpendicular en función de la energía, se puede observar el análisis de este trabajo superpuesto con resultados de distintos experimentos.*

Puede verse que a pesar de la limitada estadística, los resultados del infill en el rango de 10^{17} eV proveen ya los límites más estrictos a la amplitud de la componente ecuatorial del dipolo, aunque todavía no permiten testear las predicciones de los modelos de propagación de los rayos cósmicos en nuestra Galaxia. Como el infill se completó recientemente (a mediados de 2011), se espera que la cantidad de eventos necesaria sea alcanzada en pocos años.

Fase del primer armónico

Para el arreglo principal [42], se encontró una transición en la fase para las mediciones realizadas en intervalos de energía. La misma resultó de $\varphi \simeq 100°$ para altas energías (E >5 EeV) hacia un valor de fase distinto en los dos intervalos de menor energía (E<1 EeV) de $\varphi \simeq 270°$ que resulta compatible con la ascensión recta del centro galáctico que es α_{GC} ≃268,4°.

La fase φ del primer armónico puede observarse en la figura 9.7, en función de la energía. En este gráfico se observan los valores obtenido en este trabajo (círculos rojos) junto a los medidos por el arreglo principal de Auger (cuadrados verdes), extraídos de [42].

En los resultados obtenidos en este trabajo puede verse el cambio antes mencionado a pesar de tener sólo un valor de fase para energías por encima de 1 EeV. Como se puede observar en el gráfico a ∼5 EeV coincide muy bien con la obtenida por Auger. Debe hacerse notar que los eventos en este intervalo fueron unidos al siguiente ya que la estadística era muy poca, por lo que se obtiene para energías entre 1 EeV y 10 EeV un total de 586 eventos.

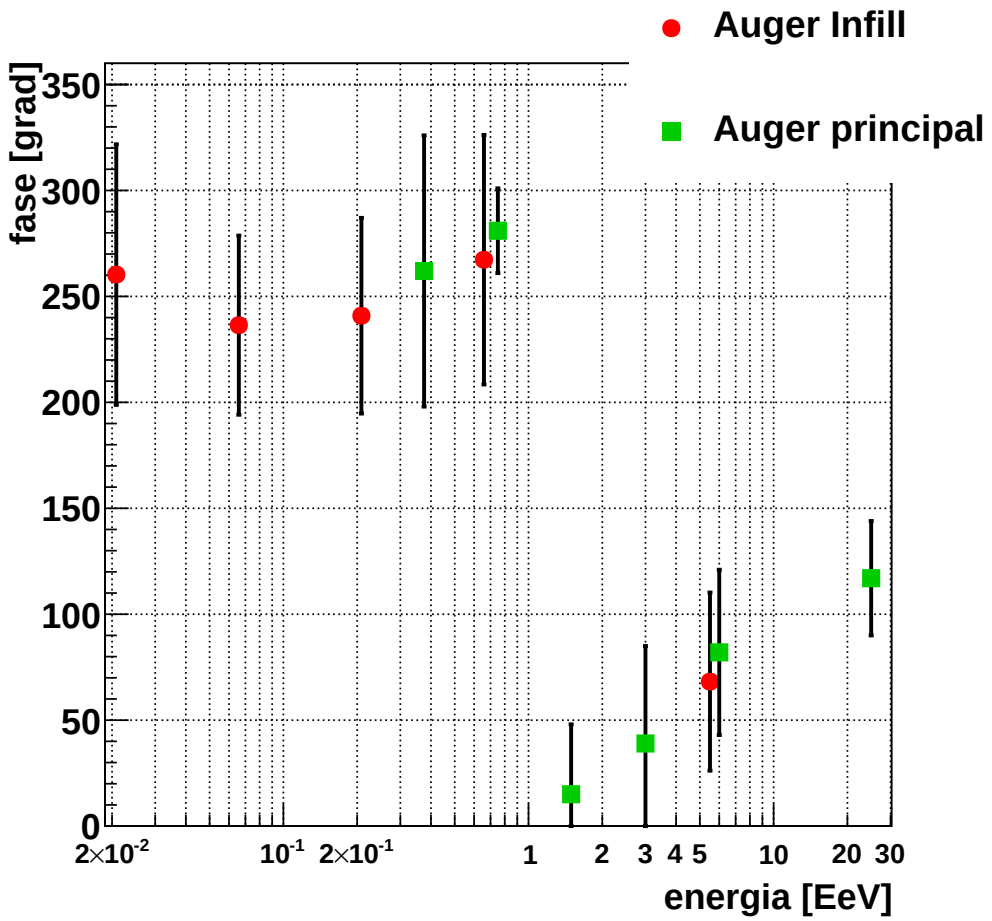

Figura 9.7: *Fase del primer armónico en intervalos de energía. Puede observarse que permanece aproximadamente constante hasta 1 EeV siendo consistente con el comportamiento observado en el arreglo principal para todas las energías. En círculos rojos: este trabajo con el infill. Cuadrados verdes: resultados del arreglo principal de Auger.*

Por otro lado, para valores de energía menor a 1 EeV, se observa una tendencia a que la fase sea constante, vislumbrada por los valores encontrados en dos intervalos por Auger, que aquí pueden extenderse hacia menores energías. Estos valores de fase también resultan compatible con las coordenadas del centro galáctico. Ajustando una fase constante para energías entre 0,01 EeV y 1 EeV, se obtuvo el valor de $\varphi = (247 \pm 25)\,^{\circ}$. Dentro de la incerteza del ajuste, este valor de fase es consistente con los encontrados por el PAO utilizando el arreglo principal a energías por debajo de 1 EeV, como puede verse de la figura 9.7.

En principio, si la distribución fuera isotrópa se espera que las fases de las fluctuaciones estén distribuidas al azar. Por otro lado, si existe una anisotropía real subyacente se espera una cierta regularidad en las mediciones de la fase. En efecto, la consistencia de la fase en mediciones independientes (como ser intervalos de energía consecutivos) sería más sensible para registrar anistoropías que la amplitud r [42], por lo que la fase sería un mejor indicador de la estructura.

Watson y Linsley [113] realizaron una compilación de todos los experimentos que buscaron anisotropías hasta el año 1965, prácticamente los únicos que

exploran el mismo rango de energías que el infill. Una constancia aparente en la fase (aún cuando las significancias en amplitud son pequeñas) se presentan en varios de estos trabajos para diferentes rangos de energía entre 10^{14} eV y 10^{17} eV. Por otro lado en [114] Greisen *et. al.*, comentan que la mayor parte de los experimentos se realizaron en el hemisferio norte por lo que la 'realidad' de las modulaciones sidéreas no fue totalmente establecida. Si bien las mediciones presentadas en este trabajo corresponden a parte de este rango de energías ($10^{16}eV < E < 3 \times 10^{18}eV$) vienen todas del hemisferio sur, por lo que es difícil realizar comparaciones.

La tabla 9.1 muestra los valores para el número de eventos, amplitud del primer armónico junto con la probabilidad; la fase con el correspondiente error; la amplitud del dipolo perpendicular y el límite superior del dipolo perpendicular al 99 % de nivel de confianza (C.L.) para cada intervalo de energía considerado.

ΔE[EeV]	N_{ev}	r(sid)[%]	P(>r)[%]	fase[°]	σ_{fase}[°]	$D_{\perp}^{ul}$[%]
0.01 - 0.031	1313	4.4	52	260	61	47
0.031 - 0.1	180062	0.5	33	236	42	3.6
0.1 - 0.316	124133	0.6	38	241	46	3.6
0.316 - 1	9816	1.7	51	267	59	10.9
1 - 10	586	8.7	33	68	42	49.7

Tabla 9.1: *Resultado del análisis del primer armónico en diferentes intervalos de energía, utilizando el método* East-West *para eventos del infill.*

Puede observarse para el último intervalo que el número de eventos es de 586, como se comentó, éste es producto de la agrupación de dos intervalos subsiguientes (entre $10^{18}eV < E < 3,1 \times 10^{18}eV$ y $3,1 \times 10^{18}eV < E < 10^{19}eV$) ya que el último contenía alrededor de 40 eventos, resultando insuficientes para realizar el análisis.

9.3.2 Resultados en umbral de energía

Un análisis similar al presentado en la sección anterior se realizó utilizando todos los eventos a partir de una dada energía de umbral. Este estudio optimiza la detección de una eventual señal genuina sobre un amplio rango de energías evitando la elección arbitraria de un tamaño de intervalo en $\Delta \log_{10} E$.

Los resultados en amplitud y probabilidad para este caso se muestran en la figura 9.8. En dicha figura se aprecia, que no hay una señal que indique anisotropía significativa en los rangos de energías explorados. De todas formas, se debe hacer notar que cada valor resulta extremadamente correlacionado con el siguiente, ya que contiene un conjunto de eventos en común, que hace difícil seguir la evolución de los parámetros estudiados con la energía.

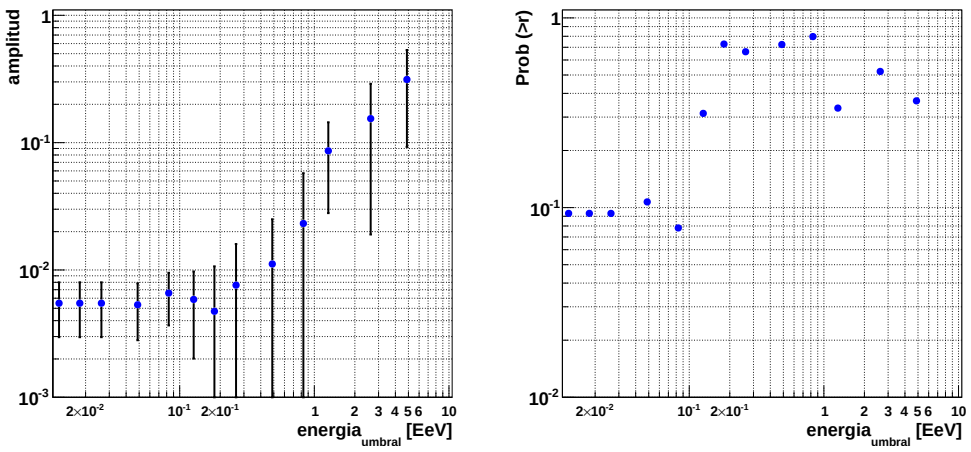

Figura 9.8: *Análisis armónico en umbral de energía. Arriba: amplitud del primer armónico como función de la energía. Abajo: probabilidad $P(> r)$ de obtener por lo menos la misma amplitud o una mayor para una fluctuación estadística de isotropía.*

La fase φ del primer armónico puede observarse en la figura 9.9, también en función de la energía tomando valores umbral.

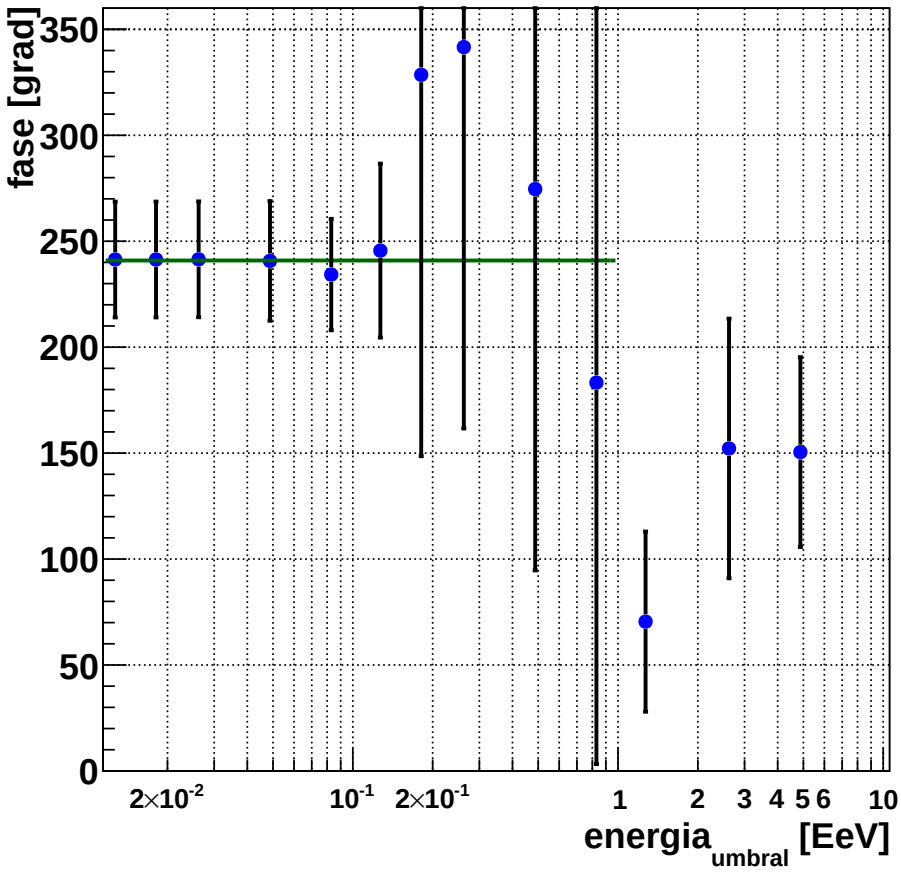

Figura 9.9: *Fase del primer armónico en función de la energía. Puede observarse que permanece aproximadamente constante hasta 1 EeV consistente con el comportamiento observado en el arreglo principal.*

Las mediciones de amplitudes, nuevamente no revelan evidencia de anisotropía, ver figura 9.8, sin embargo, la fase muestra una transición de los valores constantes por abajo de 1 EeV, ver figura 9.9, hacia dos valores que son compatibles con lo publicado por el PAO a E>1 EeV. Esto sugiere la misma transición que se observa en la fase para el PAO pero de menor a mayores energía. Resulta interesante apreciar que cuando aumente la estadística de los eventos de altas energías, se podrá visualizar de mejor forma los valores de fase hacia los cuales se tiende.

El ajuste realizado a la fase para E<1 EeV, arroja una fase constante de $\varphi = (241 \pm 12)\ ^{\circ}$. Este valor es consistente respecto a lo obtenido en la sección anterior se debe notar que los valores de fase están fuertemente correlacionados, por lo que es muy difícil decir algo respecto a ellos más allá de la transición para un dado valor de energía.

Los tres valores de fase que se observan inmediatamente después 1 EeV de energía, tienen una incerteza de 180°. Dado que el valor de ésta incerteza se encuentra relacionado con el de la amplitud, se puede ver como en la figura 9.8 para estos valores de amplitud, la incerteza en la amplitud supera a la misma. Cuando sucede esto, la fase se encuentra indeterminada, por lo que se le asigna un σ_{fase} de manera tal de tener en cuenta esto.

Los valores de energía umbral, número de eventos, amplitud, probabilidad y fase junto a su error, se pueden observar en la tabla 9.2

E_{umbral} [EeV]	N_{ev}	r(sid)[%]	P(>r) [%]	fase [°]	σ_{fase} [°]
0.01	315913	0.005	0.093	241	27
0.0154	315913	0.005	0.093	241	27
0.0208	315908	0.005	0.093	241	27
0.0316	314600	0.005	0.107	240	28
0.0658	235213	0.007	0.078	234	26
0.1	134538	0.006	0.314	245	41
0.1541	56650	0.005	0.728	328	180
0.2081	28440	0.008	0.663	341	180
0.3162	10405	0.011	0.724	274	180
1	589	0.086	0.335	70	42
2.081	109	0.154	0.522	152	61
3.162	41	0.313	0.365	150	44

Tabla 9.2: *Resultado del análisis del primer armónico en diferentes umbrales de energía, utilizando el método* East-West.

9.4 Conclusiones del capítulo

Este capítulo está dedicado al estudio de las anisotropías a gran escala en el rango de energías en las que opera el infill. No se observó ninguna señal significativa, entre 10^{16} eV y 10^{19} eV, pero se encontró una constancia en la fase del primer armónico en ascensión recta que sugiriere una orientación del dipolo en la dirección del Centro Galáctico.

Se muestra en primer lugar el estudio de la resolución angular que es de vital importancia para estudiar posibles fuentes de rayos cósmicos. Se investigó la dependencia con el ángulo cenital, número de estaciones y energía. La resolución angular se ve mejorada a medida que aumenta el ángulo cenital y el número de estaciones. Para todos los eventos en el rango de θ explorado, la resolución angular se encuentra en el rango de 1.8° a 1.2°. Cuando se tienen en cuenta los eventos que entran en la región de eficiencia completa en energía para el infill, la resolución angular resulta prácticamente constante alrededor de un valor de 0.8°. A medida que el número de estaciones crece (de 4 a 7 estaciones), la resolución mejora casi un factor dos mostrando como la lluvia de partículas resulta mejor determinada por el infill. La característica más importante es que la resolución angular resulta por debajo de los 0.8° y muestra una dependencia débil con θ para eventos con E$> 2 \times 10^{17}$ eV, entre $\theta = 0°$ y $\theta = 55°$.

Luego se estudió la presencia de anisotropía a gran escala en intervalos de energía y valor umbral, utilizando el método *East-West*, que no se ve afectado por las variaciones espúreas que puede introducir la variabilidad de la apertura del detector en función del tiempo y por diferentes condiciones climáticas.

Se investigó la evolución de la amplitud del primer armónico para la frecuencia sideral en función de la energía. No se observan evidencias de una señal significativa en el rango de energías en las que opera el infill, o sea, con la estadística presente los datos son compatibles con una distribución isótropa.

Se estudió la fase del primer armónico encontrándose que resulta compatible con un valor constante para el rango de energías desde 10^{16} eV hasta 10^{18} eV, como la tendencia del arreglo principal lo indicaba. Realizando el ajuste a esta fase constante se obtuvo el valor de $\varphi =$(247$\pm$25)° que dentro del error es compatible con los valores del arreglo principal por debajo de 1 EeV. Para energías $E > 1EeV$ con el arreglo principal, Auger encontró una transición a una fase $\varphi \simeq 100°$ hacia una fase en los dos intervalos de menor energía (E<1 EeV) de $\varphi \simeq 270°$. Con los datos del infill se obtiene un valor de fase $\varphi =$(68$\pm$42)° que resulta compatible con el valor obtenido por el arreglo principal.

Para el estudio en umbral de energía se realizó también el ajuste de fase constante, pero como estos valores se encuentran fuertemente correlacionados, es muy difícil decir algo respecto a ellos más allá de la transición para un dado valor de energía. La transición de fase observada es más notoria en esta parte del análisis ya que hay más eventos por intervalo de energía, siendo compatible los últimos tres valores (de mayor energía) con 100°.

10 Conclusiones

En los primeros cuatro capítulos de esta tesis se dió un sumario de la física de los rayos cósmicos de altas energías y su problemática actual. En los siguientes cinco se muestran las contribuciones originales que surgen de los estudios hechos en esta tesis.

En el capítulo 1 se mostró como el estudio de los rayos cósmicos resulta de gran interés para la comunidad científica ya que pueden ser puestas a prueba propiedades fundamentales de la interacción de partículas a altas energías, y de las fuentes cósmicas que originan estos rayos cósmicos. El estudio del espectro resulta de vital importancia para entender los mecanismos de aceleración y propagación de los rayos cósmicos. Por otro lado el conocimiento preciso de la composición química junto con la forma del espectro permiten distinguir entre los diferentes escenarios de aceleración y propagación.

En el capítulo 2 se resumieron las cuestiones más relevantes del estudio de cascadas atmosféricas extensas en aire, generadas por los rayos cósmicos de alta energía al entrar en la atmósfera. Se repasaron los distintos tipos de cascadas y sus componentes. Luego se describieron los detectores más utilizados en la actualidad y cómo éstos responden frente a la lluvia de partículas permitiendo la determinación de las características y parámetros físicos de los rayos cósmicos primarios.

Estos dos primeros capítulos plantean algunas de las cuestiones más importantes que entran en juego en las incógnitas que ofrece la física de los rayos cósmicos: ¿Cuál es la naturaleza de las partículas que observamos como rayos cósmicos? ¿Cuál es su espectro en energía? ¿Cómo pueden adquirir tal energía macroscópica? ¿Cuáles son sus fuentes? ¿Sigue la distribución de rayos cósmicos la distribución de materia presente en nuestra galaxia o en galaxias cercanas? ¿Cómo se propagan a través del espacio interestelar y extra galáctico hasta llegar a la Tierra?

El capítulo 3 presenta las características más importantes del Observatorio Pierre Auger, se describen sus detectores y la capacidad de éstos para medir las lluvias de partículas secundarias producidas por rayos cósmicos primarios. Se expusieron los últimos resultados más relevantes obtenidos por el PAO. Por último se comentaron las características de dos extensiones de Auger: HEAT y AERA. Describiéndose *in extenso* la tercera, AMIGA, en el siguiente capítulo.

AMIGA se establece como un experimento para la medición de rayos cósmicos en la zona de 10^{17} eV en adelante. En el capítulo 4 se muestra como AMIGA tiene la capacidad de explorar y contestar algunos de los interrogantes más importantes

que plantean los rayos cósmicos, en una de las zonas de energías menos explorada. Este experimento hace hincapié en la medición del contenido muónico de las lluvias como uno de los observables más sensibles para la determinación de la variación de la composición en función de la energía de incidencia.

Los siguientes capítulos concentran el trabajo original de esta tesis.

El estudio presentado en el capítulo 5 constituye la primera confirmación experimental de un contador de muones operando en condiciones análogas a las que se proyectó para AMIGA. En base a la experiencia ganada se cambiaron parámetros de diseño del contador como se detallará en los próximos párrafos.

El conector óptico y la electrónica quedaron emplazados en la mitad del detector, mejorando su contención mecánica (la nueva estructura mecánica fue luego simulada con elementos finitos por profesionales del CAC). Se cambió también el acople entre el conector óptico y el PMT por otro de mayor seguridad.

La señal de los muones medida con este prototipo resultó de $\sim$ 3.5 V_{spe}, lo cual junto con el resultado de la carga indicando 10 SPEs, implica que no existe un apilamiento total en la llegada de los SPEs, ya que si los 10 SPEs llegaran juntos, la amplitud de la loma de muones sería $\sim$ 10 V_{spe}. Este resultado es de crucial importancia para el diseño de la electrónica del contador de muones ya que no puede elevarse el nivel de disparo con respecto a la amplitud de un SPE y por otro lado debe poder discriminarse más de un SPE para evitar el sobreconteo debido al *cross-talk* (hecho que fue solucionado *a posteriori* con una electrónica rápida similar al ancho temporal de un SPE).

La fuente de ^{137}Cs permitió la medición rápida de la respuesta de los centelladores del contador, sin tener que depender de los muones de fondo atmosférico y abrió el camino para luego diseñar y construir un escáner [74] en el laboratorio de ITeDA que permite realizar en la actualidad la prueba del módulo luego de haber sido construido.

Se realizó la primera instalación en tierra y en particular se probó satisfactoriamente el uso del tubo de servicio. Con este trabajo se demostró que la *performance* del contador enterrado no se ve afectada, presentando las mismas características tanto en amplitud como en carga incluso bajo condiciones climáticas muy adversas, como sucede con intensas lluvias y anegamiento. Se allanó así el camino para la instalación de prototipos en escala 1:1 en el Observatorio Pierre Auger.

En el capítulo 6 se repasaron las características más importantes respecto al diseño, construcción e instalación de los contadores de muones para AMIGA. Inicialmente se presentó un estudio del suelo del sitio donde se instalarán los contadores y que sirve de blindaje para estos. El suelo mostró ser seco hasta 20 m de profundidad y con una densidad promedio de 2,38 g/cm^2. Esto lleva a tener una profundidad de 2,3 m para el pozo donde irán enterrados los detectores. Los niveles de densidad aseguran buena estabilidad para la excavación y poca deformación ante esfuerzos mecánicos, posibilitando la realización de pozos poco profundos para el blindaje.

Luego se muestran los parámetros más importantes del diseño del contador de muones. Teniendo en cuenta el área de colección y la segmentación se llegó a una definición del módulo, cuatro de ellos formarán el detector en la celda unitaria. Se

eligió el plástico centellador para estudiar las partículas cargadas ya que permiten la segmentación y el transporte de luz mediante fibras ópticas hasta el PMT, no revisten los inconvenientes de los detectores gaseosos instalados en el campo. Se armó el módulo en un soporte de PVC que otorga la rigidez estructural necesaria para el transporte e instalación bajo una importante columna de tierra y que no se deteriora con la humedad, agua y sal. El detector es totalmente fabricado en los laboratorios de ITeDA. La construcción modular permite el manejo cómodo y con el conjunto electrónica más PMT en el centro, el acceso para mantenimiento y/o reemplazo está garantizado.

La instalación y puesta en funcionamiento de los detectores es un tema de significativa importancia que está íntimamente ligada a la construcción de módulos. AMIGA es un experimento que se encuentra organizado en diversas subtareas, una de las cuales es ésta de la cual me encuentro a cargo.

En base a las pruebas realizadas con el prototipo enterrado en ITeDA se avanzó hacia el diseño final de los módulos de la celda unitaria, descritos en este capítulo. Se trabajó en el sistema de transporte de los módulos hasta Malargüe y luego hasta el campo. Se planeó la instalación con la retroexcavadora, arneses, aparejo, sistema de alimentación fotovoltaico y su enclavamiento, cableado y conexiones, posicionamiento de la electrónica. También la instalación y sellado del tubo de servicio. Los resultados experimentales de un módulo en el campo, histogramas de número de eventos IT8 y de estructura temporal, fueron contrastados satisfactoriamente en ITeDA con simulaciones y con una caja negra midiendo muones de fondo, respectivamente.

El primer módulo de 5 m^2 fue instalado en noviembre de 2009 y funciona actualmente en perfectas condiciones, dando pruebas de la validez del diseño del módulo y de instalación antes indicada.

El capítulo 7 muestra el análisis de los primeros datos colectados con el arreglo infill de AMIGA. La mayor parte del trabajo presentado en este capítulo fue realizado en la *Università degli Studi di Torino*. Al momento de realizar dicho estudio solo la mitad del infill se encontraba instalado y adquiriendo datos. La reconstrucción de los eventos fue realizada de manera similar a la del arreglo principal de Auger con los cambios pertinentes debidos al menor espaciamiento entre detectores de superficie.

La comparación entre el infill y el arreglo regular de Auger fue hecha contrastando los parámetros más importantes de la reconstrucción de las cascadas de partículas. Se aplicó una selección en el número de estaciones que participan en la reconstrucción de los eventos (ya que está correlacionada con la energía) para entender las diferencias entre ambas reconstrucciones. Se realizó una selección en 3 estaciones o más del AR y 3 o más agregadas (al menos 6 para el IR) y otra en 3 o más de AR y 7 o más agregadas (al menos 10 estaciones del IR), aquí debe notarse que para 10 estaciones del IR disparadas las simulaciones arrojan un valor de energía de los eventos de $\sim$1 EeV [66].

Ambas reconstrucciones resultan consistentes observando la diferencia en el ángulo cenital, donde el valor medio resultó 0 y la dispersión de 1,02$\pm$0,04, mostrando la dispersión esperada para este tipo de distribuciones.

En cuanto al ángulo espacial, ψ, la diferencia entre los valores de la reconstrucción fue de 1,5° con el límite del 68 %, utilizando la selección 3+3, que resulta

un valor menor a los 2° de AR, para 3 estaciones. Estas dos resultan comparables ya que el 90 % de los eventos en la selección 3+3 son eventos de 3 estaciones para AR. La diferencia angular con la selección 3+7 fue de 1,3° resultando comparable con el valor de AR para 4 estaciones que es 1,4°. Estos eventos tienen un valor medio de estaciones con señal cercano a las 4 estaciones, dando la comparación de reconstrucciones confianza en un mejoramiento sustantivo con IR.

La distribución de la diferencia en la posición del *core* fue calculada y el límite al 68 % de los eventos da un valor de 170 m, utilizando la selección 3+3 y 150 m para 3+7. Teniendo en cuenta que la incerteza extrapolada para eventos de baja energía de AR es de ∼280 m para eventos por abajo de 1 EeV, y ∼140 m para eventos de 1 EeV, resulta una estimación razonable de la incerteza. Para ambas distribuciones, la diferencia angular y posición del *core*, la correspondencia con una función de Rayleigh convalida el significado físico de los parámetros reconstruidos para el nuevo arreglo. Para esto se debe recordar que ambas distribuciones corresponden a un escalar que proviene de conjugar dos cantidades vectoriales, característica de la distribución de Rayleigh.

También se comparó la señal a 1000 m del *core* para ambas reconstrucciones, obteniendo una dispersión para estas distribuciones de 22 % utilizando la selección 3+3 y 17 % con 3+7. Los datos muestran un sesgo en la distribución con el corte 3+3 que puede explicarse por un efecto del disparo de los eventos producido por fluctuaciones positivas en las señales de las estaciones disparadas. El resultado obtenido con la selección 3+7 tiene muy baja estadística para hacer alguna afirmación.

Por otro lado, para cerrar la evaluación de los primeros datos obtenidos con el arreglo infill, se realizó un cálculo del número de estaciones en función de la energía y de la resolución en el parámetro que da lugar al estimador de la energía, S(r). Para esto se utilizó una calibración en energía preliminar. Ambos estudios muestran la capacidad del infill para reconstruir eventos de baja energía, mostrando un mejor muestreo para registrar lluvias de bajas energías y, a su vez, como S(600) resulta un parámetro mucho más adecuado en cuanto a su incerteza, con R_{opt}= 600 m, respecto a los 1000 m utilizados en arreglo principal.

Este trabajo es uno de los primeros que involucra al infill de AMIGA del Observatorio Pierre Auger. Donde se establecieron los elementos para el análisis de los parámetros más relevantes para el estudio de lluvias cósmicas a energías mayores a 2×10^{17} eV.

El capítulo 8 detalla los pasos necesarios para obtener el espectro de energías con el infill, una de las mediciones relevantes para la física subyacente detrás de los rayos cósmicos a estas energías. El espectro fue calculado luego, con datos obtenidos desde el inicio de la toma de datos del infill hasta abril de 2011.

Utilizando una LDF del tipo NKG, se realizó una parametrización de la pendiente, β, respecto a $\sec(\theta)$ con una corrección en $log_{10}(S(450))$. Analizando evento por evento se obtuvo la distancia óptima a la cual debe tomarse el estimador de la energía obteniéndose $R_{opt} = (450^{+20}_{-30})$ m.

Se estudió la eficiencia de disparo del infill para lluvias de bajas energías. Las características reflejadas en las simulaciones muestran que un arreglo como el

del infill tiene máxima eficiencia para energías por encima de 2×10^{17} eV a partir de la cual pueden hacerse las investigaciones pertinentes.

La curva de atenuación a intensidad constante fue obtenida usando θ= 35° como ángulo de referencia. Este método se utiliza para tener en cuenta la atenuación atmosférica en los eventos que llegan al detector con diferentes direcciones de arribo. Se mostró, utilizando la corrección de los valores de S(450) mediante la curva CIC, que con un corte en 300 eventos se trabaja en la región de máxima eficiencia para el infill, por encima de los 18 VEM de señal.

Se realizó la calibración en energía para eventos del infill mediante el estudio de la correlación entre E_{FD} y S(35°,450) utilizando datos correspondientes a los híbridos del telescopio de fluorescencia de Coihueco. Se separaron eventos $outliers$ que, ante inspección directa resultaron mal reconstruidos. El resultado de ésta correlación muestra que S(35°,450) crece prácticamente lineal con la energía. La diferencia fraccional entre la energía dada por el FD y la calculada utilizando el resultado de la calibración muestra que no hay un sesgo en la correlación aunque tiene un RMS de 19 %.

Se obtuvo el espectro de rayos cósmicos en energías con el infill. El mismo no presenta una estructura característica que indique la presencia de la segunda rodilla en su rango de eficiencia, contrario a AGASA y en acuerdo con KASCADE-Grande. Se obtuvo la pendiente del espectro, $\alpha = -3{,}33 \pm 0{,}03$, que es compatible con la mostrada por los experimentos KASCADE-Grande ($\alpha_{KASCADE} = -3{,}24 \pm 0{,}08$) y AGASA ($\alpha_{AGASA} = -3{,}23^{+0{,}10}_{-0{,}12}$) dentro de las incertezas. También se realizó una comparación con experimentos que escanean rayos cósmicos a mayores energías, como el arreglo principal de Auger y Telescope Array. Estos dos muestran, por debajo de la región del tobillo, indices espectrales similares a los obtenidos en este trabajo, $\alpha_{Auger} = -3{,}27 \pm 0{,}02$ y $\alpha_{TA} = -3{,}33 \pm 0{,}04$.
Se establecieron todas las herramientas para el cálculo del espectro faltando solamente mayor estadística y un cálculo final de la exposición para completar el espectro desde 2×10^{17} eV. Como trabajo futuro se espera que la construcción de un infill dentro del infill, probablemente con una separación de 375 m habida cuenta los últimos resultados de KASCADE-Grande. La nueva separación se elije para bajar aún más el umbral en energía y extender el rango de eficiencia para poder observar la segunda rodilla en la misma región que lo hace KASCADE-Grande y desentrañar la física asociada a un cambio de índice espectral.

El capítulo 9 está dedicado al estudio de las anisotropías en el rango de energías en las que opera el infill. No se observó ninguna señal significativa, entre 10^{16} eV y 10^{19} eV, pero se encontró una constancia en la fase del primer armónico en ascensión recta que sugiriere una orientación del dipolo en la dirección del Centro Galáctico.

Se muestra en primer lugar el estudio de la resolución angular que es de vital importancia para estudiar posibles fuentes de rayos cósmicos. Se investigó la dependencia con el ángulo cenital, número de estaciones y energía. La resolución angular se ve mejorada a medida que aumenta el ángulo cenital y el número de estaciones. Para todos los eventos en el rango de θ explorado, la resolución angular se encuentra en el rango de 1.8° a 1.2°. Cuando se tienen en cuenta los

eventos que entran en la región de eficiencia saturada en energía para el infill, la resolución angular resulta prácticamente constante alrededor de un valor de 0.8°. A medida que el número de estaciones crece (de 4 a 7 estaciones), la resolución mejora casi un factor dos mostrando como la lluvia de partículas resulta mejor determinada por el infill. La característica más importante es que la resolución angular resulta por debajo de los 0.8° y muestra una dependencia débil con θ para eventos con E$> 2 \times 10^{17}$ eV, entre θ =0° y θ =55°.

Luego se estudió la presencia de anisotropía a gran escala en intervalos de energía y valor umbral, utilizando el método *East-West*, que no se ve afectado por las variaciones espúreas que puede introducir la variabilidad de la apertura del detector en función del tiempo y por condiciones climáticas. Se investigó la evolución de la amplitud del primer armónico para la frecuencia sideral en función de la energía. No se observan evidencias de una señal significativa en el rango de energías estudiadas, o sea, que con la estadística presente los datos son compatibles con una distribución isótropa.

Se estudió la fase del primer armónico encontrándose que resulta compatible con un valor constante para el rango de energías desde 10^{16} eV hasta 10^{18} eV, como la tendencia del arreglo principal lo indicaba. Realizando el ajuste a esta fase constante se obtuvo el valor de φ =(247±25)° que dentro del error es compatible con los valores del arreglo principal por debajo de 1 EeV. Para energías E >1 EeV con el arreglo principal, el PAO encontró una transición a una fase $\varphi \simeq 100°$ desde una fase en los dos intervalos de menor energía (E $<$ 1 EeV) de $\varphi \simeq 270°$. Con los datos del infill se obtiene un valor de fase φ =(68±42)°, para los eventos de más alta energía que resulta compatible con el valor obtenido por el arreglo principal.

Para el estudio en umbral de energía se realizó también el ajuste de fase constante, pero como estos valores se encuentran fuertemente correlacionados, es muy difícil decir algo respecto a ellos más allá de la transición para un dado valor de energía. La transición de fase observada es más notoria en esta parte del análisis ya que hay más eventos por intervalo de energía, siendo compatible los últimos tres valores (los de mayor energía), con 100°.

En síntesis los distintos trabajos realizados en esta tesis contribuyeron a obtener el diseño final del contador de muones y al análisis de los datos del infill del Observatorio Pierre Auger, detectores que son parte de AMIGA, extensión del PAO a bajas energías. El avance en la instalación de los contadores de muones permitirá tener una herramienta fundamental para el estudio de la composición química de los rayos cósmicos. Asimismo, el infill ha mostrado ser de gran importancia para extender el rango de observación del Observatorio Auger. Los estudios de espectro y anisotropía aquí presentados, son los primeros pasos que llevan a la compresión de los mecanismos de aceleración, fuentes y direcciones de arribo de los rayos cósmicos a energías por encima de 2×10^{17} eV.

A Función de Rayleigh

La distribución en dos dimensiones de los rayos cósmicos es reducida a una coordenada por el límite en el campo de vista y las pequeñas amplitudes que se esperan de la teoría y de previas observaciones. Una aproximación a primer orden de la expansión multipolar de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos corresponde a un análisis armónico de los valores de ascensión recta de las EAS. No requiere saber la dependencia de la declinación con la exposición ya que se usa solo información de los eventos en ascensión recta. Consecuentemente solo permite recuperar una proyección en dos dimensiones de la anisotropía original. Este puede ser mejorado considerando varios bins en declinación

El formalismo de Rayleigh da la amplitud *r* y la fase ϕ del primer armónico y, además la probabilidad *P* de detectar una amplitud espuria debido a fluctuaciones de una muestra de *n* eventos que vienen de una distribución uniforme:

$$r_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \quad \text{y} \quad \phi = \arctan|\tfrac{b_k}{a_k}|$$

$$a_k = \tfrac{2}{n}\sum_{i=0}^{n}\cos\alpha_i \qquad \text{y} \qquad b_k = \tfrac{2}{n}\sum_{i=0}^{n}\operatorname{sen}\alpha_i$$

donde a_k y b_k son los coeficientes de Fourier.

La suma incluye *n* valores en ascensión recta α_i. La distribución de amplitudes r, entonces, es una distribución de Rayleigh.

La distribución de Rayleigh es una distribución continua y se obtiene cuando una vector bidimensional tiene sus dos elementos ortogonales distribuidos en forma normal y son independientes. El valor absoluto de esta cantidad tendrá una distribución de Rayleigh [115]. La función de distirbución de probabilidad de Rayleigh y la distribución cumulativa de Rayleigh pueden apreciarse en la figura A.1, donde cada color corresponde a un σ distinto.

Así que la función de densidad de probabilidades viene dada por la ecuación A.1:

$$P(x;\sigma) = \frac{x}{\sigma^2}\exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right) \tag{A.1}$$

Entonces σ es un parámetro de esta función, que viene del error gaussiano en una dimensión de cada variable aleatoria. La función cumulativa por:

$$D(x;\sigma) = 1 - \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right) \tag{A.2}$$

Aquí el valor medio está relacionado con σ como:

$$Mean = \sigma\sqrt{\frac{\pi}{2}} \tag{A.3}$$

la mediana será :

$$Median = \sigma\sqrt{\ln(4)} \tag{A.4}$$

la moda (máximo) será :

$$Mode = \sigma = x_{max} \tag{A.5}$$

la varianza será :

$$Variance = \sigma^2\,\frac{4-\pi}{2} \tag{A.6}$$

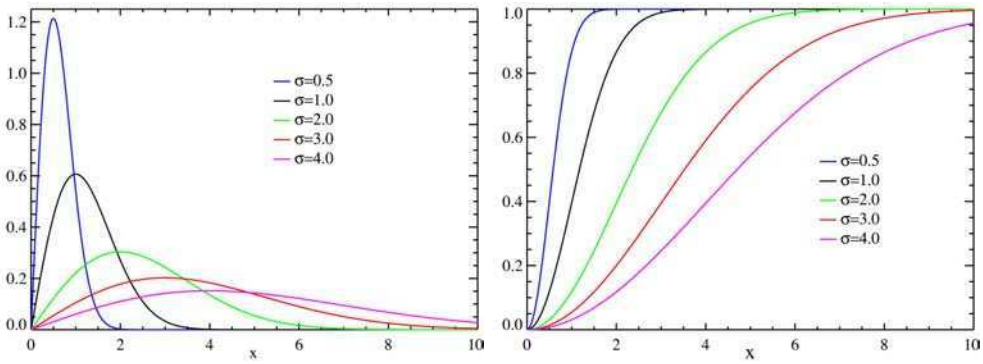

Figura A.1: *Función de distribución de probabilidad de Rayleigh, izquierda, y la distribución cumulativa de Rayleigh, derecha. Cada color corresponde a un σ distinto.*

A.1 Ajuste de las distribuciones de ψ y diferencia del core con la función de Rayleigh

En esta sección se muestran los ajustes utilizando la función de Rayleigh que se observan en el capítulo 7, sección 7.2.2 para el ángulo espacial ψ y la sección 7.2.3. Los resultados de estos ajustes se muestran en las respectivas secciones. Se debe notar que la función de Rayleigh proviene de un escalar que proviene de la combinación de dos vectores, ya sea el producto escalar como en ψ, o el módulo cuadrado de la resta como en la diferencia en la posición del core.

Así, la figura A.2 muestra ambos ajustes de las distribuciones del ángulo espacial para la selección 3+3 (izquierda) y 3+7 (derecha). En forma equivalente se muestra en la figura A.3 los ajustes para la selección 3+3 (izquierda) y 3+7 (derecha).

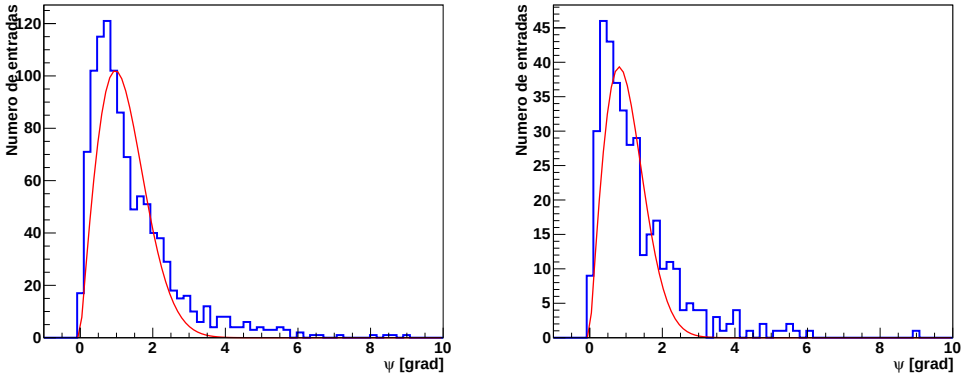

Figura A.2: *Ajuste del ángulo espacial ψ utilizando la función de Rayleigh.*

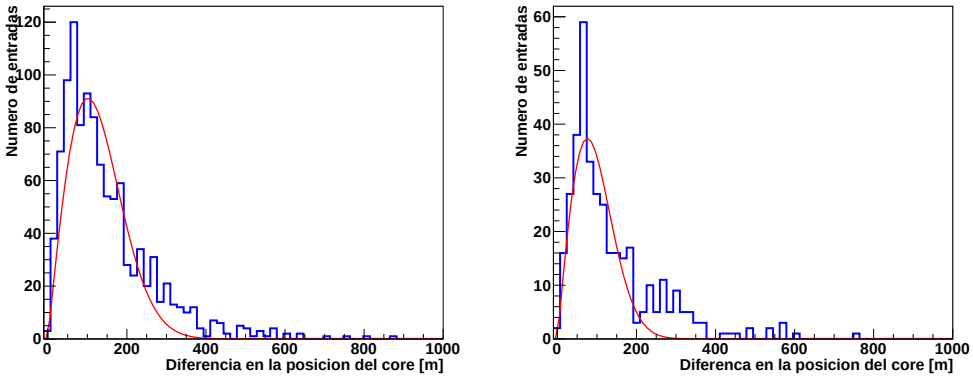

Figura A.3: *Ajuste de la diferencia en la posición del core utilizando la función de Rayleigh.*

B Cambios en el Auger Offline Software

Los cambios dentro de la estructura del Auger Offline software fueron realizados sobre la versión oficial 2.6.4, que corresponde a la última versión al momento de comenzar este trabajo, abril de 2010 [116].

B.1 Cambios en los módulos

Estos son los módulos y archivos de configuraciones que se cambiaron dentro del Offline, se indican en el mismo orden en que se realizaron los cambios:

- ▷ ShowerSRecdata
- ▷ SStationList.xml
- ▷ SdEventSelectorOG
- ▷ LDFFinderOG
- ▷ SdEventPosteriorSelectorOG
- ▷ RecDataWriterKG

El módulo ShowerSRecData, fue modificado para incluir un indicador que muestre si la reconstrucción de un evento SD es realizada con la configuración del infill o no. De esta forma se le comunica al resto de los módulos que la cadena de reconstrucción explicitada en el archivo de configuración ModuleSequence.xml, el tipo de reconstrucción que es aplicada sobre los eventos SD (configuración de 1500 m o de 750 m).

El archivo de configuración SStationList.xml incluye las estaciones infill que no se encuentran en la distribución oficial al momento de este trabajo.

Luego se incluyó una redefinición de las coronas que se utilizan para los niveles de trigger para el arreglo de 750 m (ver tabla B.1). Siendo estos eventos 3TOT o 4C1, como para el criterio del arreglo principal [117], y así permitir la evaluación

de los eventos T4 con el infill. La distancia C1 corresponde a una linea recta entre primeros vecinos, la diagonal del hexágono es la distancia a los segundos vecinos, y el diámetro del hexágono es una separación de dos vecinos.

Arreglo principal (1500 m)	Infill (750 m)	Distancia en la grilla triangular
1500 m	750 m	C1
2598 m	1299 m	Diagonal del hexágono
3000 m	1500 m	Diametro del hexágono

Tabla B.1: *Distancias para una grilla triangular para el infill y el arreglo principal de Auger.*

La distancia de las estaciones aisladas (consideradas accidentales dentro del evento) fue establecida a 900 m para estaciones que no tienen vecinas disparadas o 2500 m para una estación con un solo vecino con señal.

La condición T5 se define tomando la estación con máxima señal dentro del arreglo del infill evitando el borde (como se observa en la figura 7.2) y rodeada por 6 estaciones activas. Luego de la identificación de la condición de disparo del evento por el SdEventSelectorOG el módulo LDFFinderOG permite el tratamiento del evento como infill, usando la distancia óptima apropiada que corresponde a la LDF seleccionada por el usuario.

En el capítulo 8, sección 8.1 se muestra la parametrización de la pendiente de la LDF β y en la sección 8.5 se presenta la curva de atenuación atmosférica, junto a los parámetros del ajuste que dan lugar a la calibración en energía con eventos de fluorescencia que se observa en la sección 8.7. Todos estos parámetros fueron incluidos en el archivo de configuración LDFFinder.xml.

Se modificó también, el módulo SdEventPosteriorSelectorOG para evaluar la condición de trigger T5 luego de una reconstrucción total de los eventos del infill, y así establecer la condición 6T5 utilizando la corona de 750 m mostrada en la tabla B.1.

El modulo RecDataWriterKG incluye un método donde el evento es marcado como reconstruido por el infill o el arreglo principal. Es para guardar eventos en el formato ADST ROOT para su posterior análisis.

B.2 Visualización de eventos con ADST y EventBrowser

Para obtener la compatibilidad necesaria entre el Auger Offline Software y el ADST ROOT para la reconstrucción del infill, se modificaron algunos modulos del ADST en las clases RecEvent y EventBrowser. En la figura B.1 se muestra un ejemplo de evento (Id: 8945918) que puede ser reconstruido con el infill, superior

y el arreglo principal, inferior, utilizando los cambios en el Offline comentados anteriormente.

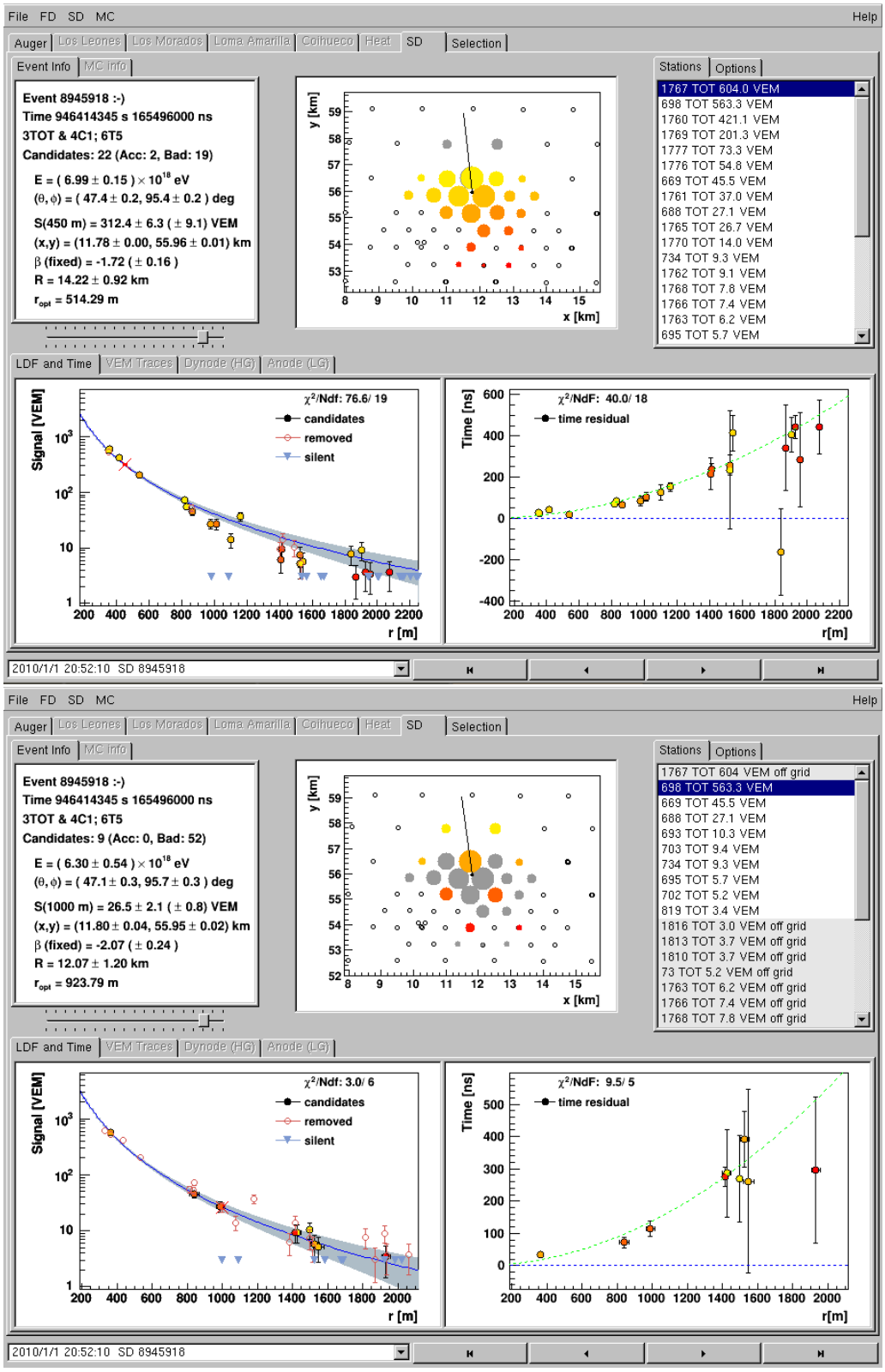

Figura B.1: *Ejemplo de un evento (Id: 8945918) observado por el infill en Enero de 2010, reconstruido con el Auger Offline Software adaptado, usando el infill arriba y luego la opción del arreglo principal abajo.*

La ventana de visualización del evento incluye a la izquierda, arriba los parámetros más importantes que se utilizan para el análisis del mismo: número de identificación, energía, ángulos cenital y azimutal, etc. El panel central, arriba muestra un mapa del arreglo con las estaciones disparadas en distintos colores y tamaño de círculo según la intensidad de la señal. En gris se observan las estaciones que son descartadas del evento por distintos motivos. Aquí puede observarse como las estaciones del infill son descartadas en el análisis estándar y tenidas en cuenta en esta modificación.

Luego el panel de la derecha, arriba, se muestra la lista de estaciones con la señal correspondiente al evento, y si fue descartada, la razón. Los gráficos en la parte inferior muestran, a la izquierda, la LDF del evento con el ajuste dado por las diferentes estaciones que participan en el evento y a la derecha un ajuste de los tiempos de disparo de la señal.

C Verificación del ajuste en dos parámetros para β libre

Con motivo de entender la variación de β con el ángulo cenital y la señal ($\sec\theta$ y $\log_{10}(S(450))$) se observaron las proyecciones en distintos intervalos. Para ver en cuanto varía el valor de la pendiente con la señal se graficó ésta en función de la secante del ángulo cenital, y viceversa.

C.1 Proyecciones en $\log_{10}(S(450))$

El gráfico que se muestra en la figura C.1 corresponde a β en función de la secante de θ para distintos intervalos de señal.

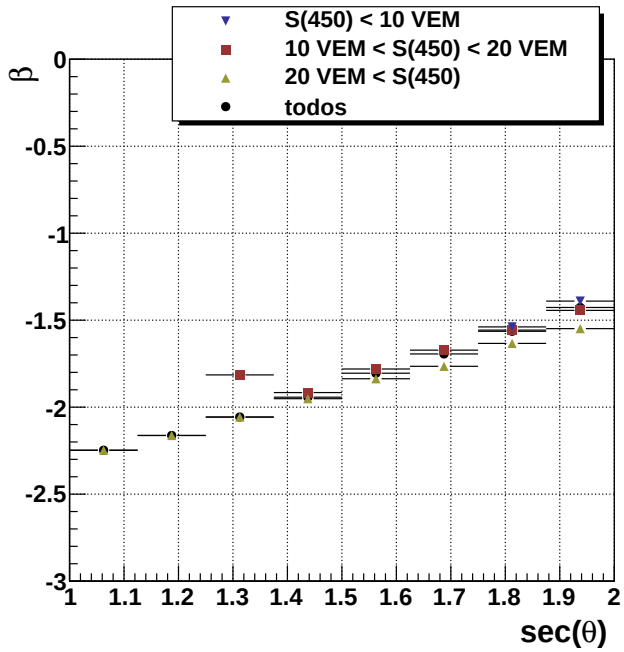

Figura C.1: *Variación de β respecto a la secante del ángulo cenital en bandas de señal. Se observa una variación de $\sim 47\,\%$ manteniéndose la misma para todos los valores de señal tenidos en cuenta.*

Utilizando estas proyecciones en los planos se procedió a superponer la función del ajuste (ecuación 8.3) junto con los parámetros obtenidos (tabla 8.2) para un valor medio de señal. En este caso, para los datos que tienen valores de señal menor a 10 VEM, la función se evaluó en $S(450)$=5 VEM, para los valores que están entre 10 VEM y 20 VEM, se evaluó en 15 VEM, y para 20 VEM en adelante, la señal se tomó de 25 VEM. Estos resultados se muestran en la figura C.2.

Las figuras C.2.a - C.2.c muestran que el comportamiento de la función proyectada se ajusta a los datos en los distintos intervalos tomados. Además, observando la C.2.d, donde se muestran todos los datos sin discriminar en cortes de señal y tomando un valor para la función de 15 VEM, también se nota el mismo comportamiento.

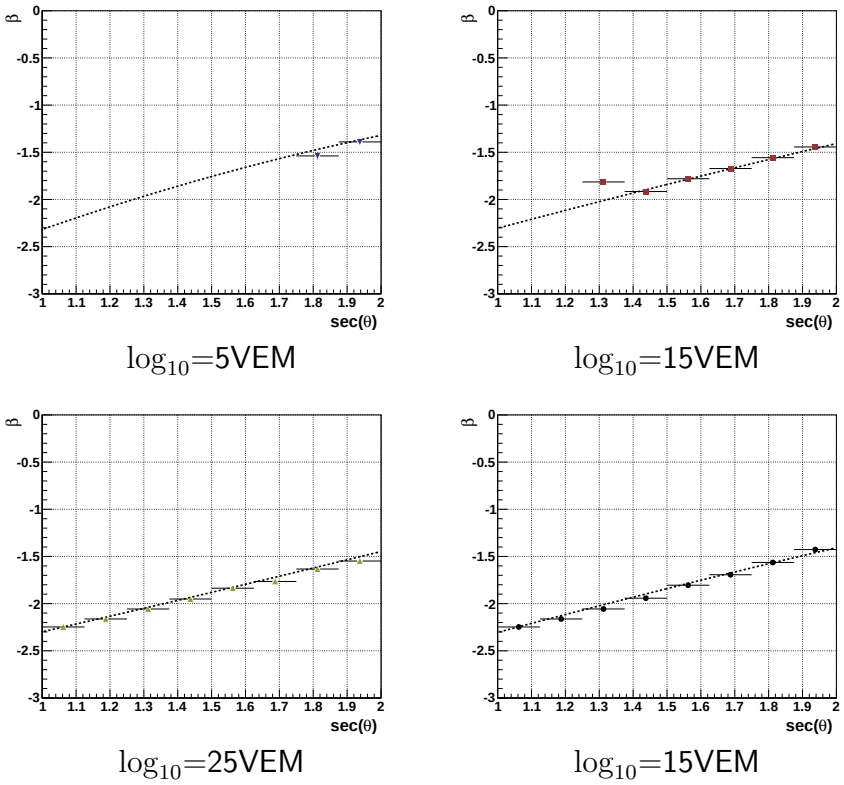

Figura C.2: *Proyección de β sobre $\sec(\theta)$ utilizando distintos valores fijos en la ecuación 8.2 haciendo una superposición de los datos con la función ajustada y los parámetros de la tabla 8.2.*

C.2 Proyecciones en $\sec\theta$

Para el caso en que se graficó la pendiente respecto del logaritmo de la señal, el procedimiento fue el mismo. Se tomaron valores de β que estuvieran en

intervalos de ángulo cenital de flujo constante, o sea en intervalos constante en secante. El gráfico obtenido se muestra en la figura C.3.

El comportamiento en este caso resulta distinto del anterior, mostrando una variación mayor respecto a β, hecho que motivó aplicar una corrección en el parámetro de señal. A pesar de esto la variación de β es de aproximadamente el 20 % en el peor de los casos, con distintas variaciones dependiendo del intervalo que se observe. Mientras que para la secante (figura C.1) muestra una variación del 47 %, y la misma dependencia para todas las bandas de señal.

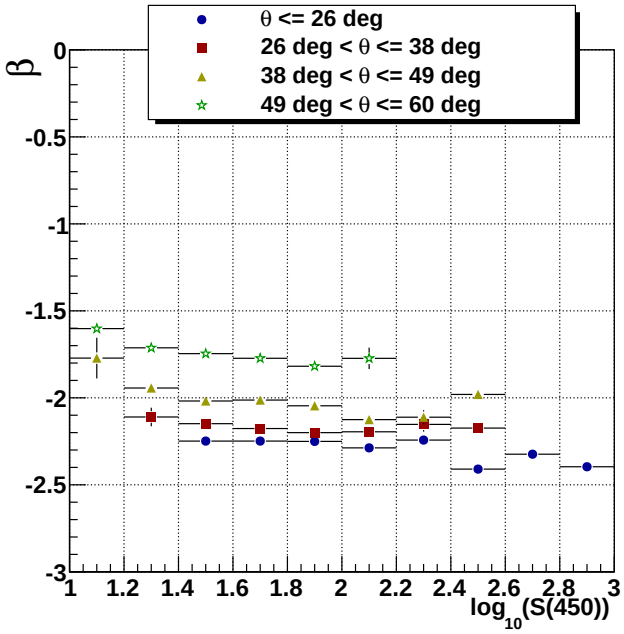

Figura C.3: *Variación de β respecto al logaritmo de la señal en bandas de secante del ángulo cenital constante. Se observa una variación de $\sim 20\,\%$ en el peor de los casos.*

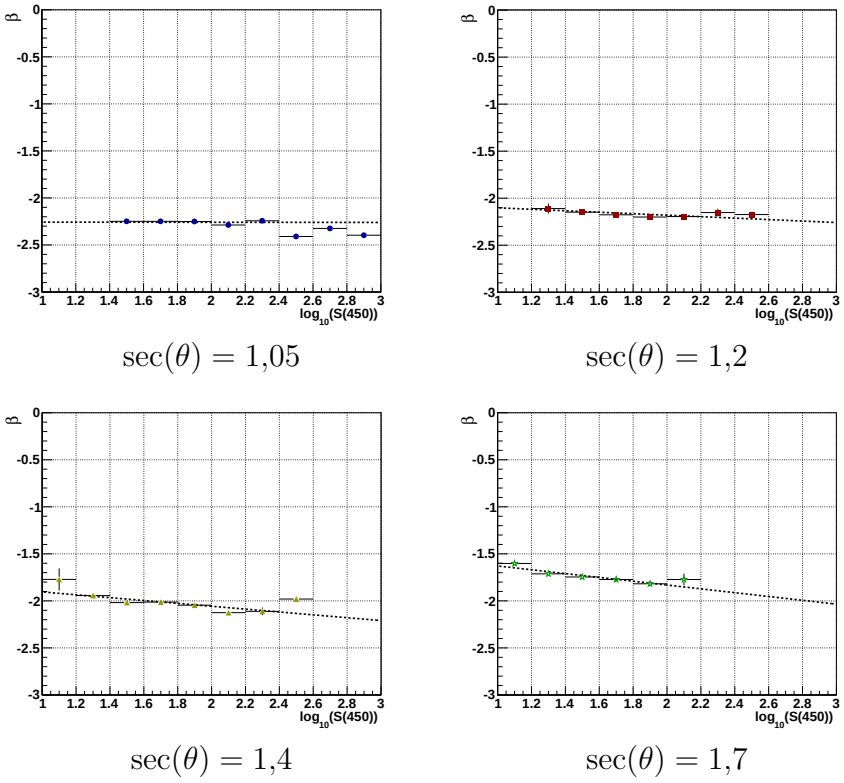

Figura C.4: *Proyección de β sobre $\sec\theta$ utilizando distintos valores fijos en la ecuación 8.2 haciendo una superposición de los datos con la función ajustada y los parámetros de la tabla 8.2.*

D Ángulo de referencia para la curva de atenuación

Es sabido que la distribución del ángulo cenital de una lluvia extensa detectada con un detector de superficie responde a una distribución del tipo $\sin(\theta) \times \cos(\theta)$, alcanzando su valor máximo en 45°. Para el arreglo principal de Auger la atenuación atmosférica fuerza a tener en cuenta eventos hasta θ =60°, moviendo así el valor máximo de esta distribución am∼38°. Para el infill la curva de atenuación muestra que la eficiencia de los eventos que se encuentran en la región entre 55° y 60° resulta mucho menor que para el rango de 0° hasta 55°. Por esto para el infill se deben tener en cuenta eventos hasta 55°, lo que conlleva un nuevo cambio en el máximo de la distribución de ángulo cenital a 35°, como se muestra a continuación.

La figura D.1 muestra las distribuciones de ángulo cenital θ en distintas bandas de energía para eventos obtenidos con el infill.

Cuando el detector no se encuentra en la región de eficiencia total, tiende a perder mas eventos a medida que crece el ángulo cenital, como se observa en el primer gráfico de la figura D.1, donde el valor medio del la distribución de ángulo cenital para eventos con energia bajo 2×10^{17} eV es $\sim 27°$.

Las distribuciones de ángulo cenital para eventos en bandas de energía sobre la eficiencia completa para detectar las cascadas atmosféricas extensas por parte del infill muestran un valor medio de $\sim 35°$, figura D.1 de 2 a 4.

Estos valores medios fueron agrupado y se muestran en la figura D.2 y son graficados en bandas de energía correspondiente, mostrando la tendencia al ángulo $35°$.

Esta es la razón por la cual el ángulo de referencia para la curva de atenuación atmosférica CIC es de $35°$.

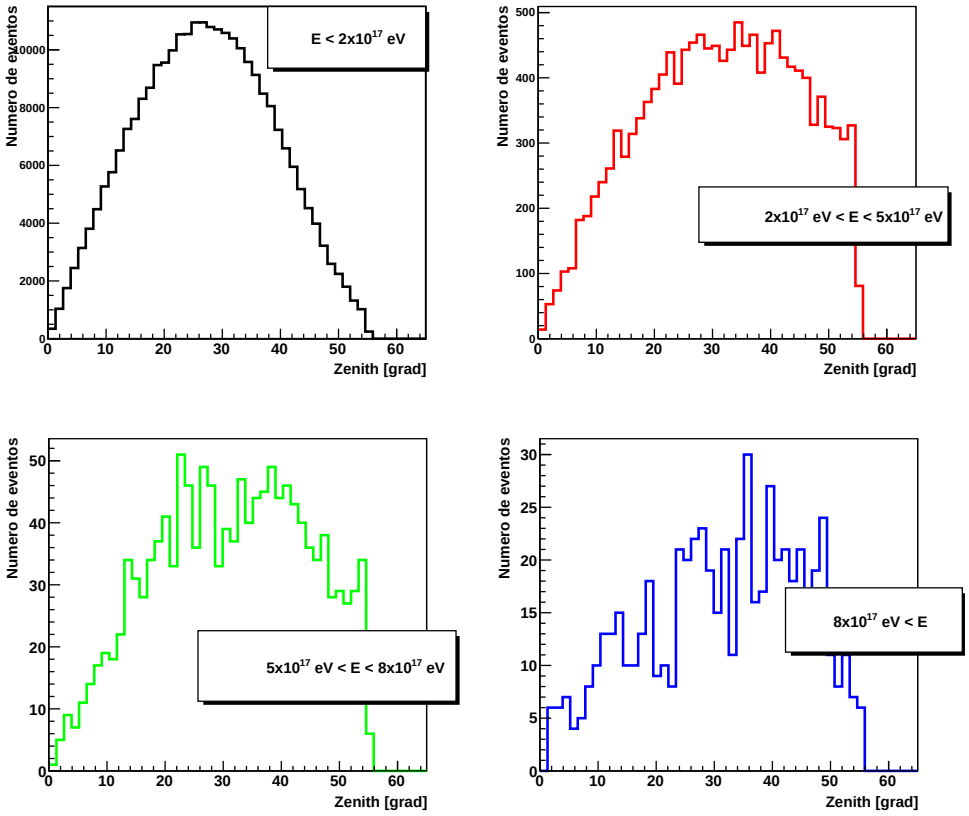

Figura D.1: *Distribución de ángulo cenital en cuatro bandas de energías. Eventos por debajo de 2×10^{17} eV (fuera del rango de eficiencia completa del infill) arriba a la izquierda. Los otros paneles corresponden a rangos de mayor energía, donde el infill tiene eficiencia plena.*

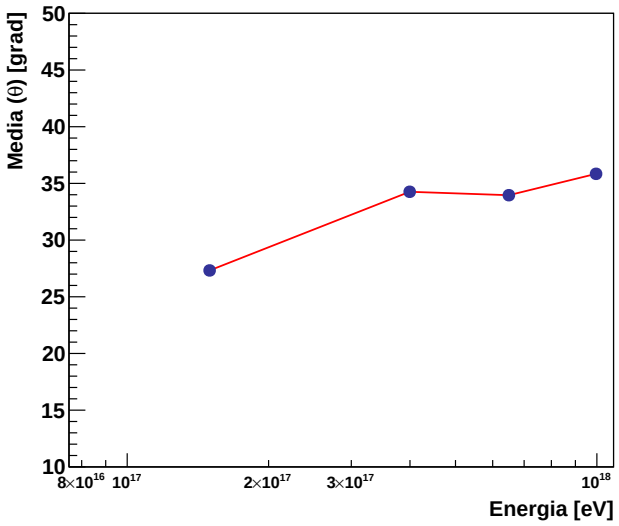

Figura D.2: *Valores medio de las distribuciones de ángulo cenital que se observan en D.1 en cuatro bandas de energía. Eventos con $E < 2 \times 10^{17}$ eV tienen una media de $\sim 27°$. Mientras que las otras distribuciones, que dan cuenta de bandas de mayor energía tienden a tener una media de $\sim 35°$.*

E Outliers de la curva de calibración

En esta sección se muestran aquellos eventos que fueron removidos de la curva de calibración. Si bien estos fuerzan a que la curva de calibración sobreestime la energía en más de un 6 %, como se observa en el capítulo 8, tabla 8.6, fueron removidos de la curva por su mala reconstrucción observada por inspección directa. Cuando un evento se observa como outlier, se inspecciona directamente su reconstrucción utilizando las herramientas que ofrece el *Auger Offline Software*. En general, estos eventos pueden pasar los criterios de selección y aún así tener una reconstrucción con problemas.

El cálculo de la energía que se realiza utilizando las mediciones realizadas por los telescopios de fluoresencia que emplea esta luz, se ve contaminada por la luz Cherenkov que proviene de la misma lluvia. Si bien se emplean algoritmos para remover esta componente de Cherenkov, la geometría de la lluvia puede hacer que la medición del FD contenga mucha cantidad de esta luz, viendose afectado el valor calculado de la energía. Esta es una de las principales razones por la cual descartar un evento mal reconstruido. Este tipo de eventos tendría entonces, una energía asignada mucho mayor de la que le corresponde, y dado un S(35°, 450) estaría subestimada. Esta es la razón por la cual se ven en la parte de abajo de la curva que se muestra en la figura 8.18, superior.

Puede suceder también que el evento FD tenga mucha fluctuación en el perfil longitudinal de la lluvia, o un mal ajuste de la función Gaisser-Hillas que es la que parametriza al perfil.

Por otro lado, el evento visto por el SD puede tener estaciones con PMTs saturados que se reincorporan al evento mediante un algoritmo que recalcula el nivel de señal que tendría si no hubiera saturado. Existen veces en que la lluvia cae directamente sobre la estación, lo que produce una saturación en los PMTs que no puede ser recuperada, generando un mal ajuste de la LDF y por lo tanto una mala reconstrucción.

Entonces, en la tabla E.1 se muestran los eventos con sus correspondiente número de identificación, señal, energía y la razón por la cúal fue quitado de la curva.

Cuando un evento se encuentra marcado como 'ok' es que no se observó un problema en su reconstrucción, por lo que no se lo removió de la curva.

Id Outlier	S(35°,450) [VEM]	Energía [eV]	Removido por
6346012	31.94	6.56 $\times 10^{17}$	ok
6352689	13.15	2.85 $\times 10^{17}$	Cherenkov directo
7129913	19.20	4.24 $\times 10^{17}$	Cherenkov directo
7153816	11.74	2.78 $\times 10^{17}$	Cherenkov directo
7475974	54.70	1.09 $\times 10^{18}$	Cherenkov directo
7902890	28.88	7.94 $\times 10^{17}$	ok
7918507	89.89	1.95 $\times 10^{18}$	Mala reconstrucción de la Gaisser Hillas
7923086	89.33	1.48 $\times 10^{18}$	SD
8054611	4.24	3.83 $\times 10^{17}$	Mala reconstrucción geométrica
8066538	68.57	1.23 $\times 10^{18}$	ok
8088383	27.13	4.87 $\times 10^{17}$	Mucha fluctuación en el perfil longitudinal
8163948	8.89	2.64 $\times 10^{17}$	Estación saturada, mala reconstrucción
8186204	31.20	7.08 $\times 10^{17}$	ok
8376668	19.58	5.27 $\times 10^{17}$	Cherenkov directo
8556519	15.22	4.45 $\times 10^{17}$	Cherenkov directo
8681017	34.27	6.35 $\times 10^{17}$	Cherenkov directo
8701234	58.81	1.04 $\times 10^{18}$	Estación saturada, mala reconstrucción
8824987	38.40	6.93 $\times 10^{17}$	ok
9459511	57.35	9.72 $\times 10^{17}$	Mala reconstrucción de la Gaisser Hillas
9485957	58.11	9.24 $\times 10^{17}$	ok
9877382	17.37	3.89 $\times 10^{17}$	Cherenkov directo
10097903	11.18	2.90 $\times 10^{17}$	Cherenkov directo
10222152	24.91	4.85 $\times 10^{17}$	Cherenkov directo

Tabla E.1: *Eventos outliers removidos de la curva de calibración. Se muestra el $S(35°, 450)$, la energía y el motivo de ser removido de la curva de calibración al inspeccionarlo directamente.*

Referencias

[1] V. Hess. Physik. Zeitschr **12** (1911) 998.

[2] V. Hess. Physik. Zeitschr **13** (1912) 1084.

[3] V. Hess. Physik. Zeitschr **14** (1913) 610.

[4] R. A. Millikan y G. H. Cameron. *High Frequency Rays of Cosmic Origin III. Measurements in Snow-Fed Lakes at High Altitudes*. Physical Review **28** (1926) 851–868.

[5] W. Kohlhörster. Phys. Z. **14** (1913) 1153.

[6] J. G. Roederer. *Las primeras investigaciones de radiación cósmica en la Argentina 1949-1959: Un relato personal*. Ciencia Hoy **12** (2002) 38.

[7] P. Auger *et al.* Review of Modern Physics **11** (1938) 288.

[8] E. Fermi. *On the Origin of the Cosmic Radiation*. Phys. Rev. **75** (1949) 1169.

[9] E. Fermi. *Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation*. The Astrophysical Journal **119** (1954) 1.

[10] J. Linsley. *Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy* 10^{20} *eV*. Physical Review Letter **10** (1963) 146.

[11] A. A. Penzias y R. W. Wilson. *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*. The Astrophysical Journal **142** (1965) 419.

[12] K. Greisen. *End to the Cosmic-Ray Spectrum?* Physical Review Letter **16** (1966) 748.

[13] G. T. Zatsepin y V. A. Kuz'min. *Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays*. Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters **4** (1966) 78.

[14] R. M. Baltrusaitis *et al.* *The Utah Fly's Eye detector*. Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A **240** (1985) 410.

[15] The Auger Collaboration. *The Pierre Auger Design Report*. Technical report (1997).

[16] J. Abraham *et al.* *Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4x10*^{19} *eV*. Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 061101.

[17] *Espectro de rayos cósmicos*.
URL http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html

[18] The Pierre Auger Collaboration *et al.* *The Pierre Auger Observatory I: The Cosmic Ray Energy Spectrum and Related Measurements*. ArXiv e-prints (2011).

[19] Y. Tsunesada y for the Telescope Array Collaboration. *Highlights from Telescope Array*. ArXiv e-prints (2011).

[20] W. D. Apel *et al.* *Kneelike Structure in the Spectrum of the Heavy Component of Cosmic Rays Observed with KASCADE-Grande*. Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 171104.

[21] M. Nagano y A. A. Watson. *Observation and implication of the ultrahigh-energy cosmic rays*. Rev. Mod. Phys. **72** (2000) 689.

[22] J. Abraham *et al.* *Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 10^{18}eV*. Physical Review Letters **104** (2010) 091101.

[23] R. U. Abbasi *et al.* *Indications of Proton-Dominated Cosmic-Ray Composition above 1.6 EeV*. Physical Review Letters **104** (2010) 161101.

[24] A. M. Hillas. *The Origin of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays*. Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22** (1984) 425.

[25] T. Stanev. *Ultra High Energy Cosmic Rays* (2004).

[26] T. K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambrigde University Press (1990).

[27] B. Rossi. *High-Energy Particles*. Englewood Cliffs, Prentice Hall (1964).

[28] M. J. Berger y S. M. Seltzer. *Tables of energy-losses and ranges of electrons and positrons*, chapter 10, 205–268. Nuclear Science Series Report No 39. "Technical Report Publication 1133, Committee on Nuclear Science, National Research Council, National Academy of Sciences", Washington, D.C. (1964).

[29] M. R. Sternheimer. *Interaction of Radiation with Matter*, volume 5A. Academic, New York (1961).

[30] T. K. Geisser. *High energy interactions above 10 TeV. Proceedings of the 15th ICRC*. Plovdiv, Bulgaria (1977).

[31] A. K. Greisen. Rev. Nucl. Sci. **10** (1996) 63.

[32] J. Nishimura y K. Kamata. *The Lateral and Angular Distribution of Cascade Showers*. Progress of Theoretical Physics **5** (1950) 899.
URL http://ptp.ipap.jp/link?PTP/5/899/

[33] J. Abraham *et al.* *Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory*. Nucl. Instrum. Meth. **A523** (2004) 50.

[34] I. Allekotte *et al.* *The Surface Detector System of the Pierre Auger Observatory*. Nucl. Instrum. Meth. **A586** (2008) 409.

[35] H. G. Asorey. *Mapa del Observatorio Pierre Auger dentro de Argentina* (2010). Diseño de imagen.

[36] D. Newton *et al.* *The optimum distance at wich to determine the size of a giant air shower*. Astroparticle Physics **26** (2007) 414.

[37] X. Bertou y for The Pierre Auger Collaboration. *Calibration of the Surface Array of the Pierre Auger Observatory*. Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A **568** (2006) 839.

[38] A. Etchegoyen *et al.* *Muon-track studies in a water Cherenkov detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **545** (2005) 602.

[39] J. Abraham *et al.* *Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei*. Astropart. Phys. **29** (2008) 188.

[40] J. D. Hague for the Pierre Auger Collaboration. *Correlation of the Highest Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects in Pierre Auger Observatory Data*. *Proceedings of the 31st ICRC*. Łódź-Poland (2009).

[41] A. C. N. Hayashida *et al.* *The Anisotropy of Cosmic Ray Arrival Directions around 10^{18} eV*. ASTROPART.PHYS. **10** (1999) 303.

[42] P. Abreu *et al.* *Search for First Harmonic Modulation in the Right Ascension Distribution of Cosmic Rays Detected at the Pierre Auger Observatory*. Astropart. Phys. **34** (2011) 627.

[43] J. Linsley. *Fluctuation Effects on Directional Data*. Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1530.

[44] J. Abraham *et al.* *Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory*. Astropart. Phys. **31** (2009) 399.

[45] J. Abraham *et al.* *Upper limit on the diffuse flux of UHE tau neutrinos from the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 211101.

[46] J. Abraham *et al.* *Limit on the diffuse flux of ultra-high energy tau neutrinos with the surface detector of the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. **D79** (2009) 102001.

[47] H. Klages for the Pierre Auger Collaboration. *HEAT – Enhancement Telescopes for the Pierre Auger Southern Observatory*. *Proceedings of the 30th ICRC*. Mérida, México (2007).

[48] M. Kleifges for the Pierre Auger Collaboration. *Extension of the Pierre Auger Observatory using high-elevation fluorescence telescopes (HEAT)*. *Proceedings of the 31st ICRC*, volume V5. Łódź-Poland (2009).

[49] J. V. Jelley *et al.* *Radio Pulses from Extensive Cosmic-Ray Air Showers*. Nature **205** (1965) 327.

[50] A. Haungs *et al.* *Air Shower Measurements with the LOPES Radio Antenna Array*. Nucl. Instrum. Meth. **A604** (2009) S1.

[51] P. Lautridou. *Results of the radio-detection experiment CODALEMA*. Nucl. Instrum. Meth. **A604** (2009) S13.

[52] A. M. van der Berg for the Pierre Auger Collaboration. *Radio detection of high-energy cosmic rays at the Pierre Auger Observatory. Proceedings of the 31st ICRC*. Łódź-Poland (2009).

[53] The Pierre Auger Collaboration. *AMIGA*, Auger Muons and Infill for the Ground Array, *Design report. No publicado.* Technical report, The Pierre Auger Collaboration (2006).

[54] Andrea Haungs for the KASCADE-Grande Collaboration. *Investigating the 2nd knee: The KASCADE-Grande experiment* (2006).

[55] J. R. Hörandel. *On the knee in the energy spectrum of cosmic rays*. Astroparticle Physics **19** (2003) 193.

[56] V. S. Berezinsky *et al.* *Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB*. Physics Letters B **612** (2005) 147.

[57] V. S. Berezinsky. *Dip in UHECR and Transition from Galactic to Extragalactic Cosmic Rays* (2005).

[58] A. M. Hillas. *Where do 10^{19} eV cosmic rays come from?* Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **136** (2004) 139.

[59] D. Allard *et al.* *UHE nuclei propagation and the interpretation of the ankle in the cosmic-ray spectrum*. Astron.Astrophys. **443** (2005) L29.

[60] T. Wibig y A. W. Wolfendale. *At what particle energy do extragalactic cosmic rays start to predominate?* Journal of Physics G **31** (2005) 255.

[61] R. Aloisio *et al.* *Ultra High Energy Cosmic Rays: The disappointing model*. Astropart.Phys. **34** (2011) 620.

[62] A. A. Watson. Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **136** (2004) 290.

[63] A. Etchegoyen. *Pierre Auger Enhancements: Transition from Galactic to Extragalactic Cosmic Ray Sources.* American Institute of Physics, VI Simposio Latinoamericado de Física experimental, Puerto Vallarta México (2005).

[64] A. D. Supanitsky *et al.* *Underground Muon Counters as a Tool for Composition Analyses*. Astroparticle Physics **29** (2008) 461.

[65] A. Etchegoyen *et al.* *The Pierre Auger Project and Enhancements*. AIP Conf. Proc. **1265** (2010) 129.

[66] M. C. Medina *et al.* *Enhancing the Pierre Auger Observatory to the 10^{17} to $10^{18,5}eV$ Range: Capabilities of an Infill Surface Array.* Nuclear Instruments and Methods A **566** (2006) 302.

[67] D. G. Melo. *Reconstrucción de lluvias de partículas, análisis de los primeros datos y extensión híbrida del detector de fluorescencia a energías leq 10^{18} eV.* Ph.D. thesis, UNSAM (2007).

[68] A. D. Supanitsky. *Detectores de superficie y la composición química de los rayos cósmicos.* Ph.D. thesis, FCEyN, UBA (2006).

[69] J. Bure and others. *Muon Size Spectrum measured by KASCADE-Grande. Proceedings of the 29th ICRC.* Pune, India (2005).

[70] Hamamatsu Photonics K. K. *Multianode Photomultiplier Tube Assembly, H8711 Series, Datasheet* (2007).

[71] H. D. María y D. Goijman. *Construcción y caracterización de un detector de muones patrón para el proyecto Pierre Auger.* Diseño de imagen realizado para la materia Laboratorio 6 y 7, Departamentop de Física, FCEyN, UBA, 2007.

[72] Particle Data Group. *Particle Physics Booklet* (2010).
URL http://pdg.lbl.gov/

[73] D. Gorbeña. Diseño de imagen.

[74] M. Platino *et al.* *AMIGA at the Auger Observatory: the scintillator module testing system.* Journal of Instrumentation **6** (2011) P06006.

[75] I. P. Sidelnik. *Propagación de chubascos cósmicos ultra energéticos en la tierra sobre contadores de muones subterráneos del Proyecto Auger.* Master's thesis, Departamento de Física, FCEyN, UBA (2007).

[76] Segemar Intemin. *Realización de estudios geológicos geotécnicos en la zona de El Sosneado. Malargüe, Mendoza. Caracterización básica de suelos.* (2007).

[77] T. Opera Collaboration. *Opera design report.*
URL http://operaweb.lngs.infn.it/?lang=en

[78] The MINOS Collaboration. *The MINOS Detectors, Technical Design Report. version 1.0.* Technical report (1998).

[79] M. Platino for the Pierre Auger Collaboration. *AMIGA - Auger Muons and Infill for the Ground Array. Proceedings of the 31st ICRC*, volume V5, 14–17. Łódź-Poland (2009).

[80] P. Buchholz for the Pierre Auger Collaboration. *Hardware Developments for the AMIGA enhancement at the Pierre Auger Observatory. Proceedings of the 31st ICRC.* Łódź-Poland (2009).

[81] B. Wundheiler for the Pierre Auger Collaboration. *AMIGA - Auger Muons and Infill for the Ground Array. Proceedings of the 32st ICRC.* Beijing, China (2011).

[82] R. Gamarra. *Simulación y análisis de datos de un contador de muones AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array).* Master's thesis, Departamento de Física, FCEyN, UBA (2011).

[83] ITW PLEXUS. *MA 310 Technical Datasheet* (2006).

[84] Pevafersa (2009).
URL www.pevafersa.com

[85] *Single Board Computer.*
URL http://es.wikipedia.org/wiki/SingleBoardComputer

[86] P. Abreu *et al. The exposure of the hybrid detector of the Pierre Auger Observatory.* Astropart. Phys. **34** (2011) 368.

[87] S. J. Sciutto. *AIRES: A system for air shower simulations.*
URL http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/

[88] The Pierre Auger Collaboration *et al. The Pierre Auger Observatory V: Enhancements.* ArXiv e-prints (2011).

[89] *CDAS web-page.*
URL http://www.auger.org.ar/CDAS/

[90] I. Sidelnik *et al. Reconstruction comparison between Infill and Auger regular SD array* (2009-111). Nota interna de la Colaboración Auger.

[91] *Herald web-page.*
URL http://auger./colostate.edu/private/herald/.

[92] A. G. Frodersen *et al. Probability and Statistics in particle physics.* Cambrigde University Press (1979).

[93] C. Fracchiolla *et al. Angular resolution with the Super-Hexagon* (2008). Nota interna de la Colaboración Auger.

[94] A. Gorgi *et al. On the SD reconstruction uncertainties and trigger efficiency.* (2008). Nota interna de la Colaboración Auger.

[95] P. L. G. for the Pierre Auger Collaboration. *Statistical and systematic uncertainties in the event reconstruction and S(1000) determination by the Pierre Auger Surface Detector. Proceedings of the 29th ICRC.* Pune, India (2005).

[96] C. Di Giulio for the Pierre Auger Collaboration. *Energy calibration of data recorded with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory. Proceedings of the 31st ICRC.* Łódź-Poland (2009).

[97] I. Sidelnik *et al. Infill reconstruction using the Auger Offline Software* (2011-013). Nota interna de la Colaboración Auger.

[98] S. Argiro *et al. The Offline framework of the Pierre Auger Observatory.* Nucl. Instr. Meth. **A580** (2007) 1485.

[99] A. M. Hillas *et al.* *Measurement of Primary Energy of Air Showers in the Presence of Fluctuations. International Cosmic Ray Conference*, volume 3 of *International Cosmic Ray Conference*, 1001 (1971).

[100] A. M. Hillas *et al.* *Calculated Density Distributions of Particles in Air Showers, and Their Sensitivity to Primary Mass and Assumed Interaction Characteristics. International Cosmic Ray Conference*, volume 3 of *International Cosmic Ray Conference*, 1007 (1971).

[101] A. M. Hillas. *Derivation of the EAS spectrum. International Cosmic Ray Conference*, volume 3 of *International Cosmic Ray Conference*, 355 (1970).

[102] R. Coy *et al.* *The lateral distribution of extensive air showers produced by cosmic rays beyond* 10^{19}*eV as measured by water-cherenkov detectors.* Astroparticle Physics **6** (1997) 263.

[103] M. Ave for the Pierre Auger Collaboration. *Reconstruction of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. Proceedings of the 30th ICRC.* Mérida, México (2007).

[104] T. Bergmann *et al.* *One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation.* Astroparticle Physics **26** (2007) 420.

[105] C. Bonifazi for the Pierre Auger Collaboration. *Angular resolution of the Pierre Auger Observatory. Proceedings of the 29th ICRC.* Pune, India (2005).

[106] I. Yvon. *Lista de e-mail interna de la colaboración Auger.*

[107] M. Nagano *et al.* *Energy spectrum of primary cosmic rays between 10 14.5 and 10 18 eV.* Journal of Physics G: Nuclear Physics **10** (1984) 1295.

[108] J. Linsley. *Air shower fluctuations . Proc. of 8th International Cosmic Ray Conference* (1963).

[109] A. M. Hillas. *The Energy spectrum of cosmic rays in an evolving universe.* Phys. Lett. **24** (1967) 677.

[110] J. Abraham *et al.* *Atmospheric effects on extensive air showers observed with the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory.* Astropart. Phys. **32** (2009) 89.

[111] R. Bonino *et al.* *The East-West method: an exposure-independent method to search for large scale anisotropies of cosmic rays.* Astrophys.J. **738** (2011) 67.

[112] R. Bonino y The Pierre Auger Collaboration. *Large scale anisotropy studies with the Pierre Auger Observatory. RICAPP (a ser publicado en NIM A)* (2011).

[113] J. Linsley y A. A. Watson. *Review of data on cosmic ray anisotropy, 1951-65, energy 10 to the 14th to 3.10 to the 17th eV. International Cosmic Ray Conference*, volume 12 of *International Cosmic Ray Conference*, 203–208 (1977).

[114] J. Delvaille *et al.* *Spectrum and Isotropy of EAS*. Journal of the Physical Society of Japan Supplement **17** (1962) C76.

[115] *Rayleigh distribution*.
URL http://en.wikipedia.org/wiki/Rayleigh_distribution

[116] *Auger Offline Software, web page*.
URL https://www.auger.unam.mx/AugerWiki/OfflineSoftware

[117] D. Veberic y M. Roth. *SD Reconstruction; Offline Reference Manual* (2005). Nota interna de la Colaboración Auger.

Agradecimientos

Inicialmente me gustaría agradecer a mi director Alberto Etchegoyen, por permitirme ser parte de un grupo que creció muchísimo en estos últimos años y del cual aprendí mucho y darme la posibilidad de realizar estudios en análisis de datos e instalación de detectores.

También me gustaría agradecer a Gianni Navarra, el poco tiempo que lo conocí generó un impacto importante sobre mi visión de los rayos cósmicos pero sobre todo su entusiasmo y constantes ganas hicieron que me sienta parte del grupo de Torino y muy bien durante mi estadía allí.

Agradezco particularmente a Diego Melo, quien me brindó su amistad y visión del mundo, y que con paciencia me ayudó a transitar parte de este camino. Por las charlas al lado de las máquinas de café en Torino y en Buenos Aires. Él es el hombre tras el capítulo 8.

A Silvia Ledesma y Pablo Minnini, por escucharme, gracias.

Agradezco a todo el grupo de ITeDA en Buenos Aires, estos años hicimos muchos trabajos juntos: Brian Wundheiler, Agustin Lucero, Fede Sánchez, Diego Ravignani, Mariela Josebachuili, Alex Tapia, Oscar Wainberg. A los chicos de mecánica, Daniel Gorbeña, Fede Gallo, Andrés Kakazu y Gabriel de Innocenti. Particularmente a Manuel Platino quien me ayudó desde el comienzo y a Fede Suárez por los trabajos juntos, los deployments y porque en cada discusión siempre aprendemos algo más.

A Juan Manuel Figueira, Christian Helman, Dario Rodrigues, María Emilia Ruiz, Alejandro Sztrajman, Maxi Geier, Dafne Goijman y Hernán De María, quienes además de ser mis amigos tuvieron influencia en distintas formas sobre esta tesis, gracias.

Agradezco al grupo Auger de la universidad de Torino, en particular a Raffaella Bonino, por recibirme y compartir charlas muy interesantes sobre física. También al grupo de gente que conocí durante mi estadía en Torino, Ana Laura Serra, Roberto Lineros, Dario Cruz, ambos Stefanos (Goria y Camera), Daniele Musso, Silvia Gambetta, Victoria Taranu, Diogo Buarque y Timur Delahaye.

El grupo Auger de Bariloche también tuvo mucha influencia en el desarrollo de esta tesis, agradezco a Silvia Mollerach y a Esteban Roulet por recibirnos y trabajar juntos, gracias a ellos el capítulo 9. Ingo Allekotte, Xavier Bertou, Mariano Berisso, Hernan Asorey y Geraldina Golup, estuvieron siempre ahí, muchas gracias.

Gran parte del personal del Observatorio Pierre Auger en Malargüe me han

ayudado en distintas formas durante mis estadías y trabajos allí, a ellos también les agradezco: Gualberto Ávila, Ricardo Perez, José Escalona, Rosa Pacheco y Miguel Salvadores. También al personal de mantenimiento del Observatorio: Mario Rodríguez, Juan Blanco, Coco Alcalde, Beto Moyano, Javier Salinas, Alexis Rodríguez y Pedro Barraza.

También quiero agradecer a Jorge, Lidia y Lucía, quienes siempre están, los quiero mucho.

Y a Sol, por el presente y el futuro, porque siempre estás, y por la eterna paciencia y amor.

Por último no quiero dejar de agradecer a la Universidad de Buenos Aires, por seguir otorgando una universidad gratuita, libre y laica, esperando que así sea siempre. Este trabajo fue realizado gracias a las becas de doctorado tipo I y II otorgadas por el CONICET y los recursos aportados por ITeDA y la CNEA durante los cinco años de duración.

Publicaciones derivadas de este trabajo

1. *Study of large scale anisotropy using the infill array.*
   D. Melo, S. Mollerach, E. Roulet, **I. Sidelnik**, A. Etchegoyen.
   Nota interna de la Colaboración Auger 2012-010 (2012) 12 páginas.

2. *Study of the Infill array using Monte Carlo event simulations with the Auger Offline Software.*
   A. Tapia, D. Melo, **I. Sidelnik**, A. Sedoski Croce, A. Etchegoyen, A. Ferrero, R. F. Gamarra, B. Garcia, M. Josebachuili, D. Ravignani, F. Sánchez, B. Wundheiler.
   Nota interna de la Colaboración Auger 2012-004 (2012) 24 páginas.

3. *AMIGA Status Report.*
   N. Accialini, A. Almela, D. Alonso, F. Barabás, P. Buchholz, U. Fröhlich, Y. Kolotaev, M. Niechciol, M. Pontz, A. Cancio, R. Caruso, F. Contreras, G. De Innocenti, G. De La Vega, L. Del Peral, A. Etchegoyen, P. Fitzelew, A. Fuster, F. Gallo, R. Gamarra, B. García, M. Gómez Berisso, N. González, D. Gorbeña, M. R. Hampel, M. Josebachuili, A. Kakazu, J. Kleinfeller, A. Krieger, A. Lucero, A. Mancilla, J. Maya, P. Mazur, D. Melo, M. Platino, E. Ponsone, D. Ravignani, C. Reyes, D. Ripetour Chaiman, M. Risse, M. D. Rodríguez-Frías, G. Ros, F. Sánchez, A. Sedoski Croce, M. Settimo, **I. Sidelnik**, F. Suarez, A. Tapia Casanova, R. Tcaciuc, M. Tigges, C. Varela, M. Videla, O. Wainberg, B. Wundheiler, and D. Yelos.
   Nota interna de la Colaboración Auger 2011-120 (2011) 80 páginas.

4. *The AMIGA Muon Counters of the Pierre Auger Observatory: Performance and First Data.*
   B. Wundheiler for the Pierre Auger Collaboration.
   Proceedings of the 32nd ICRC (Beijing-China) (2011) 0341 arXiv:1107.4807.

5. *The AMIGA Infill Detector of the Pierre Auger Observatory: Performance and First Data.*
   I. C. Maris for the Pierre Auger Collaboration.
   Proceedings of the 32nd ICRC (Beijing-China) (2011) 0711 arXiv:1107.4807.

6. *The AMIGA detector of the Pierre Auger Observatory: an Overview.*
   F. Sánchez for the Pierre Auger Collaboration.
   Proceedings of the 32nd ICRC (Beijing-China) (2011) 0742 arXiv:1107.4807.

7. *Infill reconstruction using the Auger Offline Software.*
I. Sidelnik, D. Melo, A. Tapia, A. Sedoski Croce, A. Etchegoyen, A. Ferrero, R. F. Gamarra, B. Garcia, M. Josebachuili, D. Ravignani, F. Sánchez, B. Wundheiler.
Nota interna de la Colaboración Auger 2011-013 (2011) 26 páginas.

8. *AMIGA: an enhancement of the Pierre Auger Observatory.*
I. Sidelnik, for the Pierre Auger Collaboration.
Poster en la XI ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics. San Carlos de Bariloche (2010).

9. *Reconstruction comparison between Infill and Auger Regular SD array.*
I. Sidelnik, G. Navarra y A. Etchegoyen.
Nota interna de la Colaboración Auger 2009-111 (2009) 18 páginas.

10. *The Pierre Auger Project and Enhancements.*
A. Etchegoyen, U. Frölich, A. Lucero, **I. P. Sidelnik**, B. Wundheiler, and for the Pierre Auger Collaboration .
*V*III Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications December 15-19, 2009, Santiago, Chile. arXiv:1004.2537v1.

11. *AMIGA - Auger Muons and Infill for the Ground Array.*
M. Platino for the Pierre Auger Collaboration.
Proceedings of the 31st ICRC (Lodz-Polonia) (2009).

12. *Hardware Developments for the AMIGA Enhancement.*
P. Buchholz for the Pierre Auger Collaboration.
Proceedings of the 31st ICRC (Lodz-Polonia) (2009).

13. *AMIGA - Auger Muons and Infill for the Ground Array.*
A. Etchegoyen for the Pierre Auger Collaboration.
Proceedings of the 30th ICRC (Mérida-México) (2007) 1307 arXiv:0710.1646v1.

14. *First buried muon counter prototype for the Auger Observatory.*
I. P. Sidelnik, B. Wundheiler, E. Colombo, A. Etchegoyen, A. Ferrero, M. Platino, O. Wainberg.
*F*irst La Plata International School, Compact Objects and their Emission, 2008. arXiv:0905.2384v2.