



Universidad Nacional de La Plata  
Facultad de Ciencias Exactas  
Departamento de Física

---

Estudio de la composición de rayos cósmicos de ultra alta  
energía en el Observatorio Pierre Auger

---

TESIS DOCTORAL

FLAVIA ALEJANDRA GÓMEZ ALBARRACÍN

Directora: María Teresa Dova

La Plata, 2011



# Índice

<b>1</b>	<b>Introducción: Rayos cósmicos</b>	<b>1</b>
1.1	Espectro de energía de rayos cósmicos . . . . .	2
1.2	Mecanismos de aceleración . . . . .	5
1.3	Identificación de fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos . . . . .	8
1.4	Cascada de partículas secundarias en la atmósfera . . . . .	10
1.4.1	Desarrollo de la cascada . . . . .	11
1.4.2	Modelo de Heitler . . . . .	12
1.5	Esquema de esta Tesis . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Composición de rayos cósmicos ultra energéticos</b>	<b>17</b>
2.1	Profundidad en la atmósfera del máximo de partículas - $X_{\max}$ . . . . .	18
2.2	Función de distribución lateral - LDF . . . . .	23
2.3	Contenido muónico de la lluvia . . . . .	26
2.4	Asimetría acimutal en variables temporales del frente de partículas de la cascada . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Observatorio Pierre Auger</b>	<b>37</b>

---

---

3.1	Detector de superficie . . . . .	38
3.1.1	Sistema de disparo: <i>trigger</i> . . . . .	41
3.1.2	Aceptancia y apertura . . . . .	46
3.1.3	Reconstrucción de las lluvias . . . . .	48
3.2	Detector de Fluorescencia . . . . .	55
3.2.1	Calibración . . . . .	60
3.2.2	Reconstrucción de las lluvias . . . . .	60
3.3	Offline Software . . . . .	67
3.4	Extensiones del Observatorio Pierre Auger . . . . .	68
3.4.1	AERA . . . . .	69
3.4.2	HEAT . . . . .	70
3.4.3	AMIGA . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Principales resultados obtenidos con el Observatorio Pierre Auger</b>	<b>73</b>
4.1	Espectro de energía . . . . .	73
4.1.1	Espectro medido con el SD . . . . .	74
4.1.2	Espectro obtenido a partir de datos híbridos . . . . .	74
4.1.3	Espectro combinado . . . . .	76
4.2	Correlación de rayos cósmicos de ultra alta energía con materia extragaláctica cercana . . . . .	78
4.3	Cota superior a la fracción de fotones en el flujo de rayos cósmicos	81

---

---

4.4	Límite al flujo difuso de neutrinos ultra energéticos . . . . .	86
4.5	Profundidad del máximo de la lluvia para energías mayores a 10 <sup>18</sup> eV . . . . .	89
<b>5</b>	<b>Estructura temporal del frente de EAS</b>	<b>93</b>
5.1	$t_{30}-t_{10}$ . . . . .	93
5.2	Parámetro $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . . . . .	94
5.3	Incerteza de medición $\sigma_{t_{30}-t_{10}}$ . . . . .	96
5.3.1	Selección de datos de estaciones “twins” . . . . .	97
5.3.2	$\sigma_{t_{30}-t_{10}}$ en función del ángulo cenital, distancia al punto de impacto de la lluvia y señal integrada . . . . .	97
5.4	Selección de datos para el análisis de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . . . . .	99
5.4.1	Eficiencia de la selección de eventos . . . . .	101
5.5	Benchmark: $t_{30} - t_{10}$ en función de $r$ , $\theta$ y $E$ . . . . .	103
5.6	Estudio de la variable $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . . . . .	109
5.6.1	Validez de la parametrización de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ con energía .	109
5.6.2	Sesgos . . . . .	112
5.7	Incertezas sistemáticas de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . . . . .	115
5.7.1	Sistemáticos debidos a los cortes de selección . . . . .	115
<b>6</b>	<b>Determinación de <math>X_{\max}</math> a partir de <math>\langle \Delta_E \rangle_{ev}</math></b>	<b>121</b>
6.1	Sesgos de la selección de eventos “Golden” . . . . .	122
6.2	Calibración de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ con $X_{\max}$ . . . . .	122

---

6.3	Profundidad del máximo de partículas medido con SD: $X_{\max}$ a partir de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . . . . .	123
6.4	Incertezas sistemáticas . . . . .	126
<b>7</b>	<b>Otros estudios del parámetro <math>\langle \Delta_E \rangle_{ev}</math>: fluctuaciones</b>	<b>129</b>
7.1	Fluctuación de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ corregida por la respuesta del detector	130
7.2	Fluctuación de $X_{\max}$ a partir de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . . . . .	134
<b>8</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>137</b>
	<b>Bibliografía</b>	<b>152</b>

---

# Capítulo 1

## Introducción: Rayos cósmicos

La Tierra está siendo bombardeada continuamente por rayos cósmicos originados en fuentes externas. Se conoce la existencia de rayos cósmicos desde hace casi un siglo, pero los orígenes y mecanismos de producción de estas partículas con energías mayores a  $10^{15}$ eV no han sido aún determinados. Las fuentes de rayos cósmicos de energía mayor a  $10^{18}$ eV, llamados rayos cósmicos ultra energéticos, son desconocidas y han motivado el desarrollo de instrumentos de detección cada vez más sofisticados. Los objetivos de estos instrumentos han sido establecer las fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos buscando anisotropías en las direcciones de arribo, explorando las características del espectro de energía e investigando su composición. En este capítulo se presenta un resumen del estado actual de la física de rayos cósmicos, y las motivaciones del estudio de composición de la masa de los rayos cósmicos de ultra alta energía. En particular, se comenta cómo la composición puede ser utilizada junto con estudios de los posibles mecanismos de aceleración y el espectro de energía para establecer límites a las posibles fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos.

---

## 1.1 Espectro de energía de rayos cósmicos

El espectro de rayos cósmicos indica el flujo  $J$  de partículas en función de la energía, cubriendo un rango de energía desde  $10^9$  eV hasta más de  $10^{20}$  eV. Para partículas con energía menor a  $10^{10}$  eV, el flujo está modulado por el viento solar. Para energías mayores, el espectro sigue una ley de potencias

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

El índice del espectro,  $\gamma$ , cambia con la energía. Estos cambios en el espectro y sus características, se suponen debidas a efectos de propagación y producción de partículas a determinadas energías. Para energía menor a  $10^{17}$  eV, es probable que los rayos cósmicos sean originados por shocks expansivos de remanentes de supernovas dentro de la galaxia, donde las partículas son aceleradas por shocks difusivos [1].

El cambio de la pendiente del espectro de  $\gamma \sim 2.7$  a  $\gamma \sim 3.1$  a  $\sim 10^{15.5}$  eV, conocido como la “rodilla”, ha sido estudiado recientemente por el experimento KASCADE [2]. Se encontró que el cambio en el índice espectral es debido a una disminución progresiva de elementos individuales con masa menor a la del carbón. Se propone que ésto podría deberse al aumento de pérdidas de rayos cósmicos de baja rigidez de la galaxia mientras aumenta la energía, o a que estas partículas hayan llegado a la mayor energía posible que pueden obtener de la fuente. Si esto último es cierto, se esperaría que la aceleración por remanentes de supernovas para partículas con masa hasta la del Fe fuera ineficiente para energía  $\sim 10^{17}$  eV [3].

Se ha observado una segunda discontinuidad en el espectro, llamada “segunda rodilla” [4, 5], a energías entre  $10^{17.6} - 10^{17.8}$  eV, donde el índice cambia a  $\gamma \sim 3.3$ . A mayores energías,  $\sim 10^{18.4}$  eV, el espectro se aplana nuevamente

---

a  $\gamma \sim 2.7$ , en el llamado “tobillo”, detectado inicialmente por Haverah Park [6] y HiRes [7].

Se han presentado muchas explicaciones para describir cómo y dónde los rayos cósmicos con energía mayor a la rodilla obtienen su energía, y reproducir las características observadas en el espectro. Algunos modelos predicen la existencia de otras fuentes de aceleración además de remanentes de supernova, como supernovas Tipo II o Gamma-ray bursts. Se postula que estos eventos ocurren con una frecuencia lo suficientemente alta como para crear partículas con energías hasta el tobillo, donde el flujo de partículas extragalácticas comienza a dominar [8, 9]. Otros aseguran que la transición de rayos cósmicos galácticos a extragalácticos ocurre en la segunda rodilla [10, 11], y que el tobillo es el resultado de producción de pares  $e^+e^-$  debida a un espectro dominado por protones, que interactúan con la radiación cósmica de fondo (CMBR)

$$p + \gamma_{CMBR} \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.2)$$

La discriminación entre estos modelos sería posible con el conocimiento de la composición de los rayos cósmicos, dado que el cambio de la masa promedio en el tobillo es diferente en cada modelo. Si el modelo de transición es correcto, se espera que la composición a energías menores al tobillo esté dominada por Fe. Si el tobillo es debido a la producción de pares de la interacción con la CMBR, se espera un flujo dominado por protones.

A energías mayores al tobillo, donde las fuentes de rayos cósmicos son probablemente extragalácticas, la medición del espectro es difícil debido al bajo número de eventos: para energías de  $10^{18}$  eV,  $10^{19}$  eV y  $10^{20}$  eV, se estima un flujo del orden de  $100\text{km}^{-2}\text{y}^{-1}$ ,  $1\text{km}^{-2}\text{y}^{-1}$  y  $1\text{km}^{-2}$  por siglo, respectivamente. Esto implica que para su detección es necesario contar con instrumentos de gran área, como el Observatorio Pierre Auger.

Además de pérdida de energía por producción de pares con la CMBR, como

se mencionó anteriormente, los protones de ultra alta energía sufren otros procesos al propagarse por el cosmos. Estos incluyen pérdidas de energía debido a la expansión Hubble del universo e interacciones con el polvo intraestelar. El mecanismo de pérdida de energía dominante de protones ultra energéticos es la producción de fotopiones con la CMBR:

$$p + \gamma_{CMBR} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 \text{ ó } n + \pi^+ \quad (1.3)$$

Se espera que esta interacción produzca un aumento de la pendiente del espectro a energías entre  $10^{19.6}$  eV y  $10^{19.85}$  eV, si el flujo está dominado por protones. Este efecto es conocido como el “corte GZK” [12]. Esta interacción limita la distancia media de propagación de protones con energía mayor a  $\sim 10^{19.7}$  eV a 50-100 Mpc. El horizonte GZK está definido como el radio de la esfera que contiene las fuentes que producen el 90% de los rayos cósmicos ultra energéticos con energía mayor al umbral. Suponiendo una distribución isotrópica de fuentes con la misma intensidad e índice espectral, el horizonte GZK es de 200 Mpc y 80 Mpc a energías de  $10^{19.78}$  eV y  $10^{19.9}$  eV, respectivamente. Si el corte GZK fuera observado, sugeriría que las fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos observados en la Tierra se encuentran en un rango de 80 a 200 Mpc.

Para elementos con mayor masa que los protones, donde los nucleones comparten la energía, el principal mecanismo de pérdida de energía para energías mayores a  $10^{19}$  eV es la fotodesintegración con la CMBR y el fondo de luz extragaláctica (EBL):

$$N^A + \gamma_{CMBR} \rightarrow N^{A-1} + p \text{ ó } n \quad (1.4)$$

La distancia típica de pérdida de energía para un núcleo de hierro a  $10^{20}$  eV debido a este proceso es de 100 Mpc, similar a la de los protones. Para energías entre  $10^{19.5}$  eV y  $10^{20}$  eV, el camino libre medio del hierro cambia con la energía de manera similar al de los protones. Por lo tanto, si se observa una

---

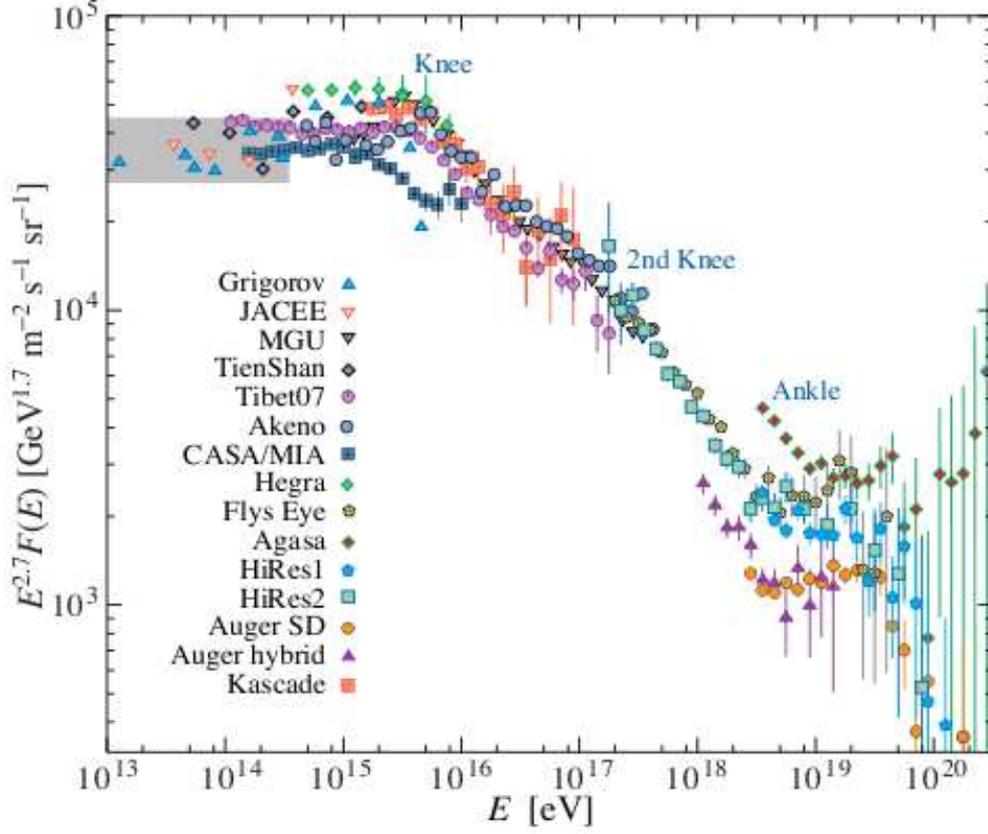
disminución abrupta del flujo de rayos cósmicos a  $\sim 10^{19.7}$  eV, no indicaría necesariamente el clásico corte GZK o un cambio en la composición de las partículas aceleradas por las fuentes entre  $10^{19.5}$  eV y  $10^{20}$  eV. Es decir, cambios a altas energías en el espectro pueden no indicar cambios en la masa de las partículas aceleradas. En el rango de  $10^{18}$  eV -  $10^{19}$  eV las pérdidas de energía son tanto por fotodesintegración como por la expansión del universo, y la tasa de pérdida es constante. Por lo tanto, si los núcleos de hierro dominan el flujo de rayos cósmicos de altas energías, es decir, no hay transición de composición de flujo galáctico a extragaláctico, no se esperaría observar el tobillo.

El espectro con las últimas mediciones experimentales para energías mayores a  $10^{15}$  eV [13] se muestra en la figura 1.1. El flujo está multiplicado por  $E^{2.7}$  para poner en evidencia quiebres en la forma funcional del espectro. En particular, las mediciones del espectro realizadas por el Observatorio Pierre Auger se discuten en el capítulo 4.

## 1.2 Mecanismos de aceleración

El mecanismo de aceleración más convincente de rayos cósmicos es la aceleración de Fermi de primer orden, también conocida como aceleración de shocks difusivos, en shocks producidos por objetos astrofísicos. Este método fue propuesto por primera vez en la década del 70 [14], basado en los trabajos de Fermi [15], donde se demostró que las partículas ganan energía estocásticamente cuando pasan por una nube magnética, más allá de si cruzan en la región “upstream” (a favor del flujo) o “downstream” (en contra). También se ha mostrado que las partículas pueden dispersarse debido a anomalías magnéticas adelante o atrás del shock, y estas anomalías están amplificadas por el ingreso de las partículas a velocidades mayores que la de Alfvén. Estas partículas pueden cruzar una y otra vez el shock, ganando energía en cada transición. Cuanto más tiempo permanezcan las partículas en la región, podrán ganar más energía del gas del shock. Este mecanismo de aceleración es eficiente, y

---



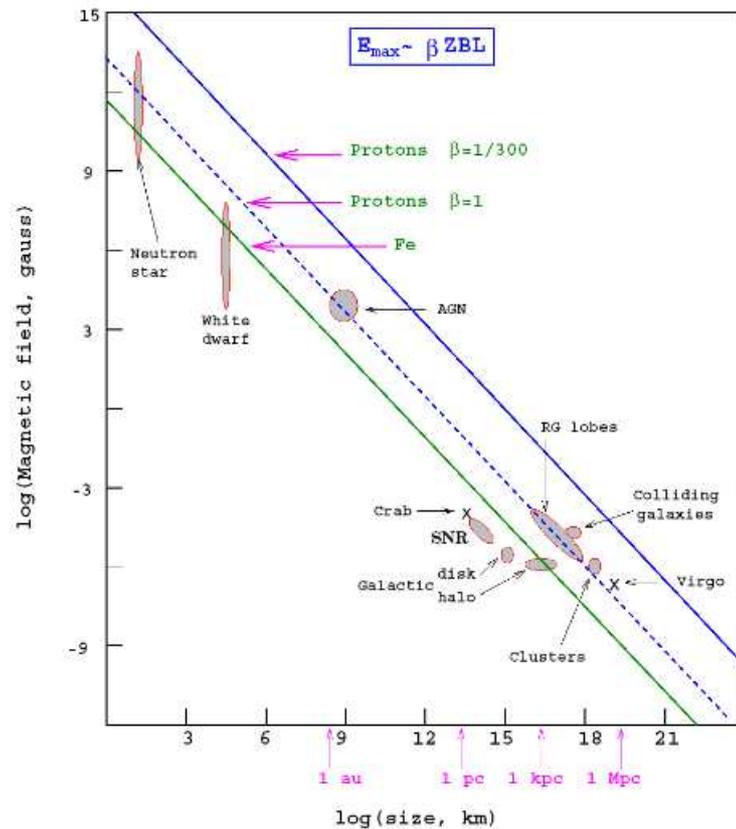
**Figura 1.1:** Espectro de rayos cósmicos. La zona sombreada indica el rango de energía de medición directa de rayos cósmicos. Se indican las mediciones realizadas por diferentes experimentos.

se transfiere hasta el 10% de la energía del shock a las partículas. La mayor energía obtenida por las partículas debido a este proceso está dada por

$$E_{max} = kZeB\beta_s R \quad (1.5)$$

donde  $Z$  es el número atómico del núcleo,  $B$  es la magnitud del campo magnético en la región del shock,  $\beta_s$  es la velocidad del frente del shock en el medio interestelar y  $R$  es el tamaño de la región. Para shocks no relativistas, este modelo de aceleración predice un espectro con índice  $\gamma$  entre 2 y 2.5, y para

shocks relativistas,  $\gamma = 2.2 - 2.3$ , en la fuente. El índice espectral se modifica cuando las partículas se propagan a través del medio galáctico o extragaláctico. La combinación de la magnitud del campo magnético y el tamaño del shock limitan la máxima energía que los rayos cósmicos puedan obtener de un dado objeto astronómico. Con esta idea, Hillas produjo el plot de la figura 1.2 [16], donde se observa cuáles son los posibles aceleradores de rayos cósmicos de una dada composición a  $10^{20}$  eV. Se han considerado remanentes de supernova galácticos, púlsares, núcleos de galaxias activas (AGN) y gamma-ray bursts para explicar la forma del espectro de rayos cósmicos.



**Figura 1.2:** Tamaño y campo magnético de los posibles objetos astronómicos que podrían ser fuentes y aceleradores de rayos cósmicos ultra energéticos. Los objetos bajo la diagonal no pueden acelerar protones hasta  $10^{20}$  eV.

También se han considerado modelos “top-down” para las fuentes de rayos cósmicos. Estos modelos incluyen la producción de rayos cósmicos ultra energéticos por el decaimiento y aniquilación de partículas superpesadas de materia oscura y defectos topológicos. Estos modelos predicen una gran fracción de fotones en el flujo de rayos cósmicos de ultra alta energía, lo cual no es consistente con lo observado por el Observatorio Pierre Auger, como se discute en 4.3.

### 1.3 Identificación de fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos

Con el fin de utilizar los rayos cósmicos como herramientas astronómicas, es necesario conocer los componentes del flujo. Si se conoce la composición del flujo, se podrían aplicar correcciones debidas a deflecciones por los campos magnéticos galácticos y extragalácticos, y rastrear las fuentes de las partículas.

La astronomía de partículas cargadas sólo es posible a ultra alta energía, donde el radio de Larmor,  $R_L$ , es grande en comparación al radio del disco galáctico y los rayos cósmicos están relativamente poco afectados por los campos magnéticos galácticos y extragalácticos.  $R_L$  para una partícula de energía  $E$  y número atómico  $Z$  en un campo magnético  $B$  es

$$R_L = \frac{E(EeV)}{Z B(\mu G)} \quad (1.6)$$

Las partículas pueden ser rastreadas a sus fuentes simulando la propagación de una antipartícula en el campo magnético galáctico con una dirección inicial opuesta a la observada. La capacidad de identificar las fuentes depende fuertemente del modelo del campo magnético, y de la masa y carga de las partículas.

---

Los campos magnéticos galácticos pueden estimarse utilizando la medida de rotación de Faraday (RM) de la luz de púlsares y fuentes de sincrotrón. Las magnitudes de los campos también pueden ser medidas con observaciones de la separación de Zeeman de la línea de 21cm del hidrógeno neutro [17]. Actualmente, 690 púlsares han sido detectados donde los RMs han permitido estudiar la estructura a gran escala de media galaxia [18]. Se encontró que en el disco de la galaxia se encuentra un campo a gran escala que sigue la dirección de rotación de los brazos en espiral y decae exponencialmente con el radio galáctico, donde el valor medio de  $B$  es  $\sim 3\mu\text{G}$ . El campo se invierte en la región entre los brazos. El modelo resultante de la estructura del disco galáctico se denomina modelo de espiral bisimétrica (BSS). El campo en el halo arriba y abajo del disco se invierte, y su magnitud es diez veces menor a la de los campos del disco.

A pesar de las mediciones, aún existen incertezas en el modelo BSS, principalmente debido al estudio incompleto de la galaxia y la falta de fuentes luminosas. Además, el campo de gran escala contiene regiones más pequeñas donde el campo magnético fluctúa debido a fenómenos locales, cuya medición no es fácil.

Las mediciones de campos magnéticos intergalácticos son mucho menos precisas que las de los galácticos. Estos campos extragalácticos son típicamente del orden de  $1\nu\text{G}$ . Por lo tanto, el campo magnético galáctico es la principal fuente de deflexión de las partículas. Con una magnitud del campo de  $3\mu\text{G}$ , un protón de  $10^{20}$  eV tiene un radio de giro de 33 kpc, mucho mayor al ancho del disco galáctico. Por lo tanto, en este contexto se espera que los protones se aparten menos de  $3^\circ$  de su dirección original. Es decir, si los rayos cósmicos ultra energéticos son livianos, se apartarían unos pocos grados de la dirección de sus fuentes.

Es evidente que la interpretación del espectro y de las fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos depende significativamente de la masa del flujo de partículas.

---

## 1.4 Cascada de partículas secundarias en la atmósfera

El flujo de rayos cósmicos disminuye con la energía de la partícula entrante. Los rayos cósmicos de energía menor a  $10^{14}$ eV pueden ser medidos directamente en la parte superior de la atmósfera con globos y satélites. En cambio, cuando su energía es mayor a  $10^{14}$  eV, el flujo es tan pequeño que la detección directa resulta virtualmente imposible. Sin embargo, es posible realizar mediciones indirectas, con experimentos de mayor envergadura. Cuando una partícula de estas altas energías llega a la atmósfera, se produce una cascada de partículas secundarias de suficiente calibre como para ser detectada al nivel del suelo. Estas lluvias de partículas producidas por la interacción de la partícula primaria con la atmósfera, llamadas lluvias aéreas extensas (EAS), tienen un núcleo hadrónico, que actúa como una fuente colimada de sublluvias electromagnéticas, generadas principalmente por el decaimiento de piones  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Los electrones y positrones resultantes son las partículas más abundantes de la lluvia. La cantidad de muones, generados por el decaimiento de piones cargados, es un orden de magnitud menor. Las EAS se extienden sobre una gran zona del suelo, por lo tanto para su detección se utilizan arreglos instrumentales que cubran una gran superficie y que tomen mediciones a lo largo de varios años.

Los métodos de detección de rayos cósmicos ultra energéticos más comunes involucran la toma de datos del frente de partículas de la cascada a una dada altitud utilizando detectores de superficie extendidos en un gran área. Estos detectores, centelladores o detectores Cherenkov, permiten inferir la densidad de partículas y los tiempos de llegada relativos del frente de la lluvia en distintos puntos, permitiendo estimar la dirección de arribo y la energía de la partícula primaria. La distancia entre detectores determina la energía umbral de los rayos cósmicos detectados.

Otra técnica muy explotada es la de fluorescencia, que implica la medición

---

de la energía depositada por la lluvia en la atmósfera a través de la luz de fluorescencia emitida por las moléculas de nitrógeno excitadas por el paso de la cascada.

El Observatorio Pierre Auger, marco de la presente Tesis y descrito en el capítulo 3, es el primer instrumento que utiliza ambos métodos de detección de EAS. La naturaleza híbrida del instrumento provee un método relativamente poco dependiente de los modelos para reconstruir las lluvias con una apertura mucho mayor que la lograda en experimentos anteriores.

### 1.4.1 Desarrollo de la cascada

La evolución de la cascada (ilustrada en la figura 1.3) de partículas generada en la atmósfera está dominada por procesos electromagnéticos. La interacción de un rayo cósmico bariónico con un núcleo de la parte superior de la atmósfera produce una cascada de nucleones y mesones secundarios. Las primeras generaciones de piones cargados interactúan nuevamente, produciendo un núcleo hadrónico, que a su vez alimenta los componentes electromagnéticos y muónicos de la lluvia. Finalmente, la cascada electromagnética disipa el 90% de la energía de la partícula primaria, por lo tanto, el número total de partículas electromagnéticas es proporcional a la energía de la lluvia depositada en la atmósfera [19].

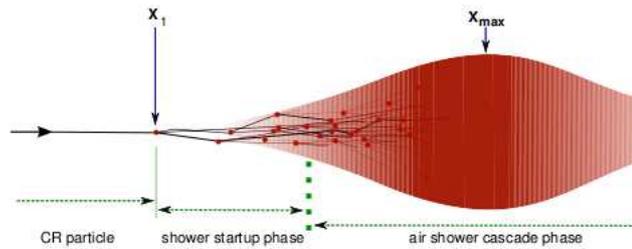
Cuando lluvias verticales (ángulo zenital menor a  $60^\circ$ ) iniciadas por protones de energía  $10^{11}$  GeV llegan al suelo, hay unas  $10^{11}$  partículas secundarias, de las cuales  $\sim 10^8$  son muones de energía mayor 10 MeV, y 99% son fotones, electrones y positrones de energía 10 MeV, con una relación de fotones a leptones de 9 a 1.

El componente muónico de la lluvia es generado por piones cargados y es sensible al contenido bariónico de la partícula primaria. Como no se genera una “cascada muónica”, el número de muones en el suelo es mucho menor al de las partículas electromagnéticas. Sin embargo, como los muones tienen mucho

---

menos dispersión, llegan al suelo antes.

La generación del componente electromagnético se debe principalmente a bremsstrahlung y producción de pares. Eventualmente, la energía promedio por partícula disminuye a una energía crítica  $\epsilon_0$ , cuando el mecanismo de pérdida de energía dominante pasa a ser la ionización del medio ( $\epsilon_0 \sim 86\text{MeV}$ ). La pérdida de energía por bremsstrahlung y producción de pares es proporcional a la energía, pero la pérdida por ionización varía logarítmicamente. Así, el desarrollo de la lluvia puede dividirse en tres etapas: (i) la etapa de crecimiento, cuando todas las partículas tienen energía superior a  $\epsilon_0$  (ii) el máximo de partículas, a una profundidad atmosférica  $X_{\text{max}}$  (iii) la cola de la lluvia, donde las partículas sólo pierden energía, son absorbidas o decaen.



**Figura 1.3:** Esquema del desarrollo de una cascada. La primera interacción se produce en el punto  $X_1$ . Las líneas representan procesos hadrónicos, importantes en los primeros momentos de la lluvia. La zona roja indica la densidad de partículas electromagnéticas, que tiene un máximo en  $X_{\text{max}}$  y luego disminuye.

## 1.4.2 Modelo de Heitler

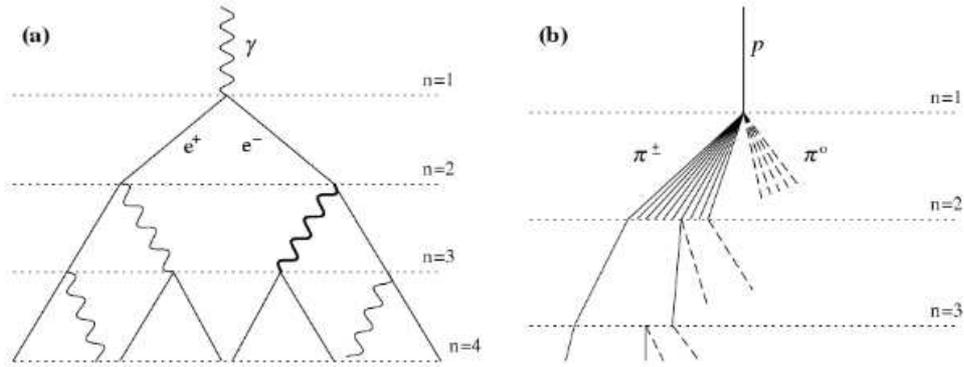
Una forma sencilla de describir el componente electromagnético de la cascada es con el modelo de Heitler [20]. En este modelo, se supone que la lluvia se desarrolla sólo por bremsstrahlung y producción de pares, que implican la conversión de una partícula en dos partículas, caracterizados por la longitud de interacción  $X_0$ . La lluvia sería un árbol cuyas ramas se bifurcan (esquema

en la figura 1.4 (a)) hasta llegar al máximo de partículas a una profundidad  $X_{\max}$ , donde su energía cae bajo la energía crítica  $\epsilon_0$ . Hasta este punto, el crecimiento es exponencial, con  $n = X/X_{\max}$  ramas, y energía primaria  $E_0$  repartida en  $N_{\max} = E_0/\epsilon_0$  partículas. Por lo tanto,

$$X_{\max} \approx X_0 \frac{\ln(E_0/\epsilon_0)}{\ln 2} \quad (1.7)$$

En realidad, debe tenerse en cuenta la combinación de los efectos geomagnéticos y LPM para lluvias iniciadas por fotones.

Este modelo es aplicable a lluvias de origen bariónico, ya que, como se dijo previamente, están dominadas por procesos electromagnéticos. Para un protón, (1.7) implica que  $X_{\max}$  depende logarítmicamente de la energía, y  $N_{\max}$  linealmente. Para extender el modelo a núcleos primarios, se puede aplicar el principio de superposición: considerar que el núcleo consiste en nucleones independientes, de manera que el punto de interacción de uno no difiere del otro. Una lluvia de núcleo  $A$  y energía  $E_A$  es considerada como  $A$  lluvias de protones de energía  $E_A/A$ . Aplicando esto a (1.7) se obtiene  $X_{\max} \propto \ln(E_0/A)$ .



**Figura 1.4:** Esquema de cascada electromagnética (a) y hadrónica (b)

Así, las cascadas iniciadas por bariones también han sido modeladas con un esquema similar al de Heitler [21], presentado en la figura 1.4 (b). Sea

un protón ingresando a la atmósfera con energía  $E_0$  y longitud de interacción en el aire  $\lambda_I$ . Al atravesar un camino  $X_0 = \lambda_I \ln 2$ , el protón interactúa con un núcleo atómico de la atmósfera, creando un número de piones, llamado la multiplicidad, que aumenta con  $E_0$ . La interacción del primario es un proceso inelástico en el cual la fracción de energía cedida a la lluvia se define con la inelasticidad,  $\kappa$ .

De los piones producidos,  $N_C$  corresponde a los piones cargados.  $\frac{1}{2}N_C$  son piones neutros, que decaen inmediatamente y generan la cascada electromagnética. Los piones cargados siguen interactuando en la atmósfera hasta que su energía cae por debajo de la energía crítica para piones  $\epsilon_0^\pi \approx 20\text{GeV}$ . En este modelo, se supone que a esta energía los piones sólo pueden decaer, originando muones

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_{\bar{\mu}} \quad (1.8)$$

La primera interacción cede  $\frac{1}{3}E_0$  al componente electromagnético por el decaimiento de piones neutros. A esto se suman subcascadas en cada interacción subsiguiente. Es posible estimar  $X_{\max}$  teniendo en cuenta solamente la primera generación del componente electromagnético. Esta aproximación subestima  $X_{\max}$ , pero explica muy bien el elongation rate (explicado en detalle en 2.1).

La primera interacción produce  $\frac{1}{2}N_C\pi_0 \rightarrow N_C\gamma$ . Cada fotón inicia una lluvia electromagnética de energía  $E_0/(3N_C)^2$ . Utilizando información de datos  $pp$  para parametrizar  $N_C$  se obtiene

$$X_{\max}^p = (470 + 58 \ln(E_0/1\text{PeV}))[g \text{ cm}^{-2}] \quad (1.9)$$

Puede obtenerse el número de muones  $N_\mu = N_\pi = (N_C)^{n_c}$ , donde  $n_c$  es el número de pasos necesarios para que el pión llegue a la energía crítica. Se obtiene

$$N_\mu = \left( \frac{E_0}{\epsilon_C^\pi} \right)^\beta \sim 10^4 \left( \frac{E_0}{1PeV} \right)^{0.85} \quad (1.10)$$

Utilizando el modelo de superposición para núcleos masivos,

$$N_\mu^A = N_\mu^p A^{0.15} \quad (1.11)$$

y por lo tanto

$$X_{max}^A = X_{max}^p - \lambda_I \ln A \quad (1.12)$$

## 1.5 Esquema de esta Tesis

La presente Tesis fue realizada con el análisis de datos registrados por el Observatorio Pierre Auger entre enero del 2004 y agosto del 2009, colectados con el detector de superficie y también con técnica híbrida. El objetivo principal es presentar un método para obtener información de la composición de la partícula primaria para energías mayores a  $10^{18.5}$  eV a partir de la gran cantidad de datos colectada por el detector de superficie.

En el capítulo 2 se presentan los observables sensibles a la masa de la partícula primaria utilizados por diferentes experimentos, y se muestran los resultados más recientes. En el capítulo 3, se describe el Observatorio Pierre Auger, y se detalla cómo se obtiene información de la partícula primaria a partir de la detección de la cascada generada en la atmósfera. Los principales resultados obtenidos por la Colaboración Pierre Auger se presentan en el capítulo 4. Los capítulos restantes incluyen el aporte original de esta Tesis. En el capítulo 5 se introduce un nuevo observable sensible a composición, se estudia su comportamiento y sus sesgos. La relación de este nuevo parámetro con la profundidad del máximo de partículas en la atmósfera se explora en

---

el capítulo 6, y se presenta un método para estudiar composición a partir de la relación obtenida. En el capítulo 7, se describen estudios preliminares adicionales sobre el nuevo parámetro. Finalmente, se presentan las conclusiones de esta Tesis.

---

## Capítulo 2

# Composición de rayos cósmicos ultra energéticos

La composición de los rayos cósmicos de ultra alta energía es esencial para obtener información sobre el origen, las fuentes y la propagación de dichas partículas. Existen diferentes modelos que explican las observaciones del flujo de partículas en función de la energía. Cada modelo supone diferentes tipos de fuentes, y por lo tanto implican diferentes composiciones a altas energías. Por ejemplo, el “tobillo” en el espectro de los rayos cósmicos a energía  $\sim 10^{18}\text{eV}$  podría deberse a una transición de rayos galácticos a extragalácticos donde una componente pesada, inicialmente en menor abundancia, comienza a dominar a más alta energía, o podría ser que las fuentes extra galácticas sólo aceleren protones, que pierden energía por producción de pares al interactuar con la radiación cósmica de fondo, lo cual se refleja en una depresión en el espectro, e implica que la transición de rayos cósmicos galácticos a extragalácticos sucede a menor energía [22]. A más alta energía ( $\approx 10^{18.7}\text{eV}$ ), la supresión del flujo podría deberse al clásico efecto GZK para protones primarios, o a un “GZK nuclear” debido a la fotodesintegración de núcleos pesados[23], lo cual podría implicar una leve disminución del flujo previo al aumento que precede al corte tipo GZK [24].

---

Los resultados del Observatorio Pierre Auger (capítulo 4) sugieren un flujo despreciable de fotones y neutrinos como partículas primarias. Por lo tanto, los análisis presentados en esta Tesis se centrarán en la discriminación de protones y núcleos pesados.

En los últimos años, se han estudiado distintas variables sensibles a la composición de los rayos cósmicos, dependiendo del tipo de detector utilizado. En particular, en este capítulo se presentarán las variables más tradicionales (como la pendiente de la función de distribución lateral o la profundidad de la atmósfera donde se produce el máximo de partículas) y algunas más novedosas (como, por ejemplo, la asimetría acimutal de las variables temporales, desarrollada en el Observatorio Pierre Auger ). Además, se mencionarán los últimos resultados obtenidos recientemente por las colaboraciones de los experimentos Hi-Res y Yakutsk. Los obtenidos por el Observatorio Pierre Auger se encuentran en el capítulo 4.

## 2.1 Profundidad en la atmósfera del máximo de partículas - $X_{\max}$

La cascada generada por la interacción de una partícula al ingresar a la atmósfera llega a un número máximo de partículas, que luego empieza a disminuir cuando dominan los mecanismos de pérdida de energía por ionización. La profundidad de la atmósfera donde dicho máximo se produce es denominado  $X_{\max}$ , medido desde el tope de la atmósfera, en unidades de  $\text{gr} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Esta variable es una de las más utilizadas para estudiar la composición de los rayos cósmicos. El  $X_{\max}$  es medido directamente con los detectores de fluorescencia, y está relacionado de manera directa con la masa de la partícula primaria. Una cascada iniciada por un protón tiene un  $X_{\max}$  mayor que una iniciada por un núcleo, como se ilustró en el modelo de Heitler en la sección 1.4.2.

La variación de  $X_{\max}$  con la energía de la partícula primaria calculado como

---

$\frac{dX_{\max}}{d \ln E}$  es denominado *elongation rate*. El teorema de *elongation rate* afirma que  $\frac{dX_{\max}}{d \ln E} \sim (1 - B)X_0$ , donde  $X_0$  es la longitud característica en teoría de cascadas,  $37.7 \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-2}$ , y  $B$  está vinculado a la multiplicidad de piones en función de la energía [25].

En el modelo simplificado presentado en 1.4.2, para cascadas puramente electromagnéticas, se observa que  $\frac{dX_{\max}}{d \ln E} \sim X_0$ . Para modelar una lluvia originada por un protón de energía  $E$ , se considera que en promedio la primera interacción depende del camino libre medio del protón en la atmósfera,  $\lambda_N$ , donde el protón se divide en  $n(E)$  partículas secundarias, cada una con energía promedio  $\langle E_i \rangle = E/n(E)$ , por lo tanto se obtiene para  $X_{\max}$

$$X_{\max}(E) = \lambda_N + X_0 \ln \left( \frac{E}{n(E)} \right) \quad (2.1)$$

y *elongation rate* resulta

$$\frac{dX_{\max}}{d \ln E} = X_0 \left( 1 - \frac{d \ln(n(E))}{d \ln E} + \frac{\lambda_N}{X_0} \frac{d \ln(\lambda_N)}{d \ln E} \right) = X_0(1 - B) \quad (2.2)$$

Si además se supone un modelo de multiplicidad de partículas tal que  $n(E) \approx n_0 E^\Delta$ , se obtiene

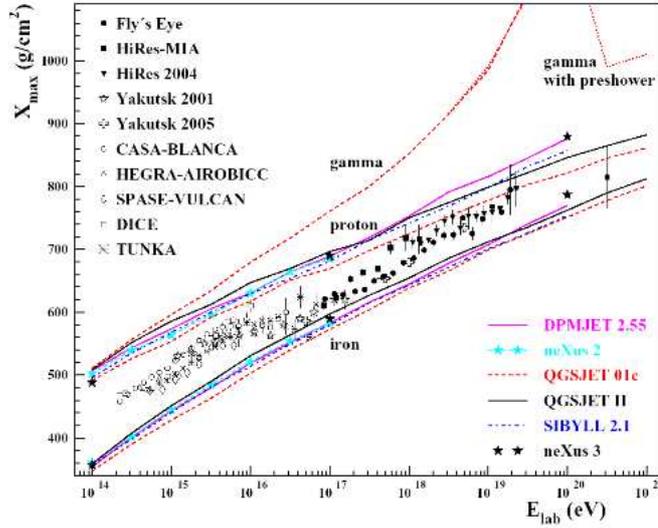
$$B = \Delta + \frac{\lambda_N}{X_0} \frac{d \ln(\lambda_N)}{d \ln E} \quad (2.3)$$

Todas estas consideraciones han sido hechas para una lluvia generada por un protón. Para tener en cuenta el desarrollo de una cascada originada por un núcleo de masa  $A$ , puede utilizarse el modelo de superposición, mencionado en 1.4.2. Suponiendo también que  $B$  según (2.3) es constante, resulta [26]

$$D_{10} = \frac{dX_{\max}}{d \ln E} = X_0(1 - B) \left( 1 - \frac{d \ln \langle A \rangle}{d \ln E} \right) \quad (2.4)$$

La ecuación (2.4) indica que el cambio de  $X_{\max}$  con energía depende de la masa promedio de la partícula primaria. Un cambio en el valor de  $D_{10}$  implica un cambio de composición. Esto se vería simplemente como un cambio de pendiente en un gráfico de  $X_{\max}$  en función de energía.

En la figura 2.1 se muestran los resultados de  $X_{\max}$  en función de la energía obtenidos por diferentes experimentos, comparándolos con las simulaciones, donde se observa la dependencia con los modelos hadrónicos.



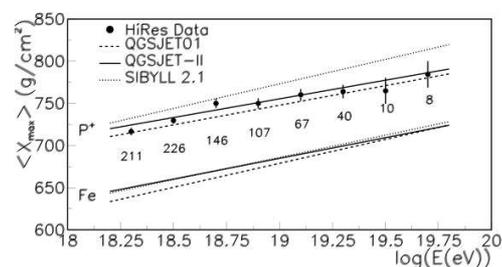
**Figura 2.1:** Resultados experimentales de  $X_{\max}$  en función de la energía. Comparación con simulaciones para distintas partículas primarias y diferentes modelos hadrónicos [19].

Las fluctuaciones de las distribuciones de  $X_{\max}$  también son sensibles a composición, y se espera que las lluvias iniciadas por protones fluctúen más que las iniciadas por núcleos de hierro. Por lo tanto, si la composición en función de la energía cambia, por ejemplo, de un componente más pesado a ser dominada por protones, se observaría una disminución en el ancho de las distribuciones de  $X_{\max}$  a mayor energía [27].

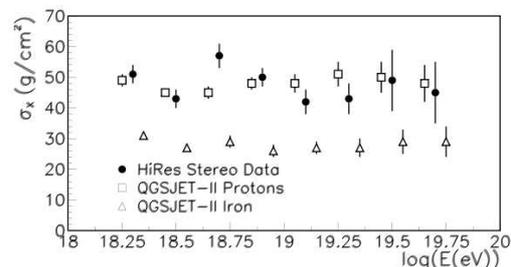
## Hi-Res

El experimento Hi-Res (High Resolution Fly's Eye), ubicado en Utah, Estados Unidos, tomó datos entre diciembre de 1999 y abril 2005. Consistía de dos observatorios telescópicos (detectores de fluorescencia), lo cual permitía tomar las mediciones en modo estéreo. Cada telescopio contaba con un espejo que enfocaba la luz de fluorescencia emitida por los átomos de nitrógeno de la atmósfera al ser excitados por la cascada de partículas, para ser detectada por una cámara de fotomultiplicadores. La técnica de fluorescencia (descrita con más detalle para el Observatorio Pierre Auger en el capítulo 3) permite la medición directa del desarrollo longitudinal de la lluvia, y así la determinación del  $X_{\max}$ , pero sólo puede utilizarse en noches despejadas y sin luna.

Los últimos resultados de *elongation rate* presentados por la colaboración HiRes [28] se encuentran en la figura 2.2.



**Figura 2.2:** Últimos resultados de la colaboración HiRes de  $\langle X_{\max} \rangle$  en función de la energía comparados con las predicciones para los modelos hadrónicos QGSJET01, QGSJET-II y SIBYLL, para primarios protón y Fe, con simulación completa del detector. El número de eventos en cada rango de energía está indicado bajo cada punto [28].



**Figura 2.3:** Resultados de las fluctuaciones de  $X_{\max}$  para HiRes. El ancho de la distribución fue calculado como el ancho de una gaussiana ajustada a la distribución truncada en 2 RMS (puntos negros). Se compara con simulaciones de protón (cuadrados) y Fe (triángulos), modelo hadrónico QGSJET-II [28].

Los resultados de HiRes son consistentes con  $D_{10} = 47.9 \pm 6.0(\text{stat.}) \pm 3.2(\text{syst.}) \text{ g cm}^{-2}/\text{década}$  para energía sobre 1.6 EeV, y por lo tanto implican

una composición constante en todo el rango de energía, incluido el “tobillo”. Esto impondría limitaciones a modelos donde el “tobillo” es interpretado como el resultado de una transición de rayos cósmicos galácticos pesados a extragalácticos livianos.

Las fluctuaciones de  $X_{\max}$  también fueron analizadas. Como las distribuciones de  $X_{\max}$  tienden a ser asimétricas y poseen colas no gaussianas, el RMS y la desviación standard sin correcciones son estimadores sesgados. Para reducir la sensibilidad a las colas, se tomó como ancho de la distribución  $\sigma_X$  al ancho de un ajuste likelihood por una gaussiana a la distribución truncada en dos RMS. Los resultados de este análisis aplicado a los datos de HiRes y para simulaciones con protón y Fe como primarios, modelo QGSJET-II, están en la figura 2.3

Los datos de HiRes, con las incertezas actuales, son consistentes con el modelo hadrónico QGSJET-II, y cercanas a protones puros. La comparación con SIBYLL sugiere una composición mixta dominada por elementos livianos. Dado que la *elongation rate* es constante, la composición a lo sumo cambia de manera constante a lo largo de dos órdenes de magnitud de energía. Junto con los resultados espectrales de HiRes [7], el análisis de  $X_{\max}$  realizado por HiRes sugiere que los rayos cósmicos con energía mayor a 1 EeV son protones de origen extragaláctico, y que la forma del espectro a más altas energías es debida a las interacciones con la radiación cósmica de microondas de fondo.

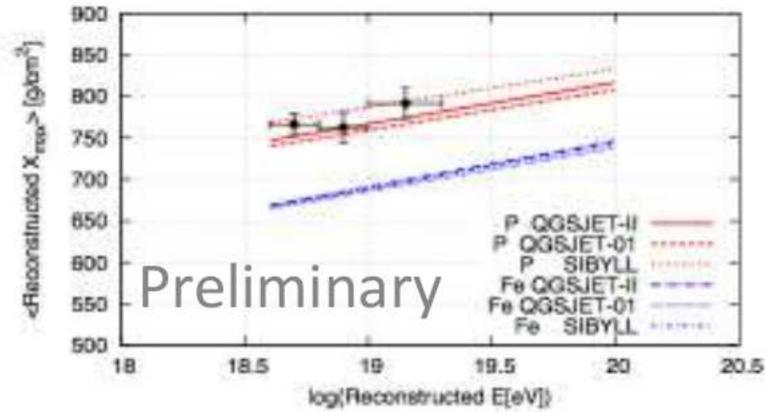
### Telescope Array

El experimento Telescope Array (TA) está ubicado en Millard County, Utah, Estados Unidos. TA es un experimento del tipo híbrido, y consiste de un detector de superficie de 507 centelladores desplegados en una grilla de 1.2 km de separación, y tres estaciones con detectores de fluorescencia, apuntando hacia el arreglo de superficie. El sistema de detectores está tomando datos desde principios del 2008 [29].

Los estudios de composición realizados por TA utilizaron como variable

---

$X_{\max}$ , medido con dos detectores de fluorescencia funcionando en modo stereo. En la figura 2.4 se muestra  $X_{\max}$  en función de la energía para los datos medidos, comparados con el  $X_{\max}$  obtenido de simulaciones, para distintos modelos hadrónicos. Los resultados, preliminares, sugieren una composición liviana, tendiendo a protón, para el rango de energía estudiado, hasta  $\sim 10^{19.2}$  eV.



**Figura 2.4:** . Resultados preliminares de  $X_{\max}$  en función de la energía para el experimento TA. Comparación con simulaciones de partículas primarias protón y Fe, modelos hadrónicos QGSJET-01, QGSJETII y SIBYLL.

## 2.2 Función de distribución lateral - LDF

La función de distribución lateral (LDF) describe la disminución de la densidad de partículas como función de la distancia al punto de impacto del eje de la lluvia. Su pendiente es sensible a composición: está correlacionada con  $X_{\max}$ , y por lo tanto tiene información sobre la partícula primaria. Por ejemplo, una cascada originada por un protón tendrá mayor pendiente, dado que la lluvia se desarrolla más profundamente en la atmósfera que una originada por un núcleo de hierro [19].

### Volcano Ranch

En los últimos años, la pendiente de la LDF se utilizó para analizar nuevamente los datos del experimento Volcano Ranch, comparándolos con simulaciones recientes [30], [31].

El experimento Volcano Ranch, ubicado cerca de Albuquerque, Nuevo México, adquirió datos entre 1959 y 1976, en tres configuraciones distintas. La última de ellas, utilizada en el nuevo análisis, consistía de 80 detectores de superficie centelladores, ubicados en una grilla hexagonal con separación de 147m. Esta configuración permitía una medición precisa de la LDF.

La función de distribución lateral fue descrita por una versión generalizada de la función de Nishimura-Kamata-Greisen (NKG)

$$S_{\text{VR}} = \frac{N_{\text{fit}}}{r_m^2} C(\alpha, \eta) \left( \frac{r}{r_m} \right)^{-\alpha} \left( 1 + \frac{r}{r_m} \right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (2.5)$$

donde

$$C = \frac{\Gamma(\eta - \alpha)}{2\pi\Gamma(2 - \alpha)\Gamma(\eta - 2)} \quad (2.6)$$

En las ecuaciones (2.5), (2.6),  $r_m$  es el radio de Molière, que para la altura de Volcano Ranch es de 100m.  $\eta$  y  $\alpha$  son parámetros que describen la pendiente logarítmica de la función.

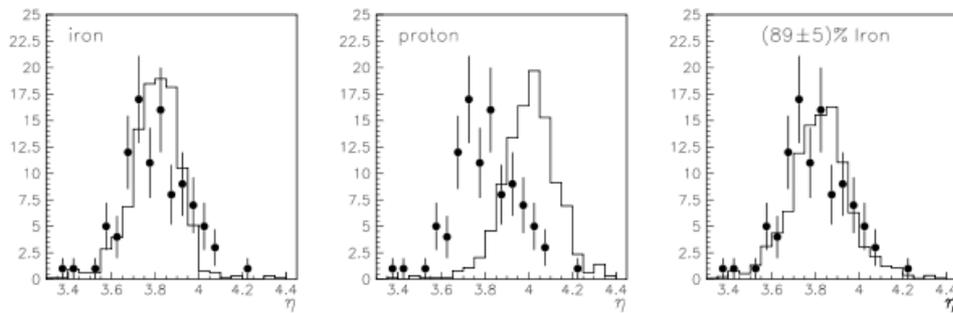
$\eta$  fue parametrizado como función del ángulo cenital  $\theta$  y del tamaño de la lluvia  $N_{\text{fit}}$  a partir de un subconjunto de 366 lluvias, obteniendo

$$\langle \eta(\theta, N_{\text{fit}}) \rangle = a + b(\sec \theta - 1) + c \log \left( \frac{N_{\text{fit}}}{10^8} \right) \quad (2.7)$$

donde  $a = 3.88 \pm 0.054$ ,  $b = -0.64 \pm 0.07$  y  $c = 0.07 \pm 0.03$ , para  $\alpha = 1$  fijo.

Se simularon lluvias con protón y Fe como primarios, modelo hadrónico

QGSJET98. Se compararon las distribuciones de  $\eta$  con éstas simulaciones para lluvias casi verticales ( $\sec \theta < 1.1$ ). Para ello, se buscó con un ajuste con el método de maximum likelihood la combinación lineal de protón y de Fe más compatible con los datos. La comparación de la distribución de  $\eta$  para datos con protón puro, Fe puro y la mejor combinación obtenida se presentan en la figura 2.5.



**Figura 2.5:** . Comparación de la distribución de  $\eta$  simulada (histograma) con los datos medidos (puntos) para Fe (izquierda) y protón (derecha). Se observa que una composición dominada por Fe describe mejor los datos, pero que una componente liviana es necesaria para ajustar la distribución para valores más altos de  $\eta$ . A la derecha, el mejor ajuste combinando ambos primarios para describir los datos.

Los resultados son compatibles con una fracción de Fe promedio de  $89 \pm 5(\text{stat}) \pm 12(\text{sys})\%$  en el rango de energía entre  $10^{17.7}\text{eV}$  y  $10^{19}\text{eV}$  (valor medio  $10^{18}\text{eV}$ ). Si se usa el modelo QGSJET01, la fracción de Fe se reduce al 75%.

El análisis de la pendiente de la LDF en Volcano Ranch sugiere que los datos son mejor descriptos por un componente pesado.

### Haverah Park

La pendiente de la LDF también fue utilizada para estudios del composición de rayos cósmicos en el experimento Haverah Park. Se presentarán los análisis realizados recientemente [32].

Haverah Park funcionó entre 1967 y 1987. Estaba formado principalmente

por detectores Cherenkov de agua que actuaban como detectores de partículas al nivel del suelo. La parte central del arreglo eran cuatro tanques separados 500m. Seis grupos de arreglos satelitales se encontraban cerca de una circunferencia de radio de 2 km alrededor del centro de manera que la información sobre la densidad de partículas puede obtenerse para lluvias que disparen el arreglo central. Este arreglo era sensible a lluvias con energía mayor a  $6 \times 10^{16}$  eV. Alrededor del detector central de dicho arreglo se encontraban tres detectores a 150m. Además, había un arreglo “de relleno” formado por 23 detectores Cherenkov de menor superficie.

La densidad de partículas en este experimento fue descrita por la función

$$\rho(r) = k r^{-(\eta+r/4000 \text{ m})} \quad (2.8)$$

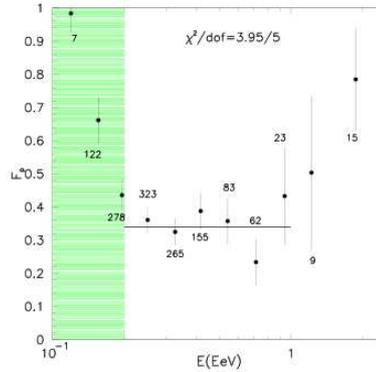
donde  $\eta = 3.78 - 1.44 \sec \theta$ .

Para el estudio de composición, se utilizaron simulaciones realizadas con CORSIKA, modelo hadrónico QGSJET98. Se compararon las distribuciones de  $\eta$ , tomándolas como gaussianas y caracterizándolas en función de la energía y de  $\theta$ . Considerando un modelo de dos componentes (protón y Fe), se buscó para diferentes rangos de energía la combinación que mejor reproducía los datos, con un método de maximum likelihood. La fracción de Fe obtenida en función de la energía se encuentra en la figura 2.6.

Los resultados de Haverah Park son compatibles con un aumento del componente pesado para rayos cósmicos de mayor energía.

## 2.3 Contenido muónico de la lluvia

A una dada energía, una lluvia inducida por un núcleo de hierro produce una fracción mayor de muones al nivel de observación que una inducida por protón. La precisión de los estudios de composición basados en muones está limitada



**Figura 2.6:** . Predicción de la fracción de Fe en función de la energía para el experimento Haverah Park, utilizando la pendiente de la LDF como variable. Se muestra un ajuste constante para el rango de energía 0.1-1.0 EeV, con su valor de  $\chi^2$ . Se indican la cantidad de eventos en cada rango de energía. La zona sombreada corresponde al rango de energía en el que el análisis es afectado por un sesgo de selección de datos.

por la sensibilidad a los modelos de interacción hadrónica, que incorporan la extrapolación de datos experimentales medidos en aceleradores a regiones cinemáticas nunca medidas.

### AGASA

AGASA fue un experimento ubicado en Akeno, Japón, formado por 111 detectores de superficie cubriendo una superficie de  $\sim 100\text{km}^2$ . En 27 de estos detectores, se encontraban detectores de muones.

Se realizó un estudio de composición de rayos cósmicos para datos tomados entre 1996 y 2002 [33], usando como variable la función de distribución lateral de la densidad de muones (LDM),  $\rho(\mu)$  (obtenida experimentalmente [34]), válida para distancias al punto de impacto del eje de la lluvia mayores a 800m y hasta energía  $10^{20}$  eV.

$$\rho_{\mu} = N_{\mu}(C'_{\mu}/R_0^2)r^{-0.75}(1+r)^{-\beta}1 + \left(\frac{R}{800\text{m}}\right)^{3-\delta} \quad (2.9)$$

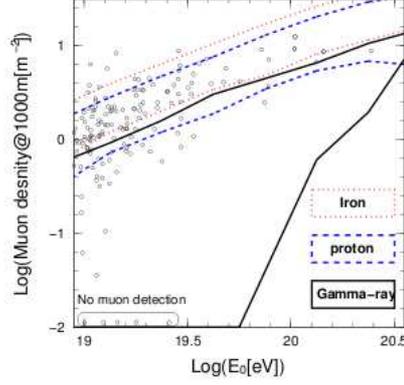
donde  $N_\mu$  es el número total de muones,  $R_0$  es una distancia característica (que puede interpretarse como un parámetro relacionado con la altura de producción de muones),  $r = R/R_0$  ( $R$  es una distancia al punto de impacto del eje de la lluvia),  $C'_\mu$  es determinada numéricamente en función de  $\beta$  y  $\delta \sim 0.6$

Para el análisis se consideraron eventos con energía mayor a  $10^{19}$  eV y ángulo cenital menor a  $36^\circ$ . Para cada uno de ellos se calculó la densidad de muones a 1000m,  $\rho_\mu(1000)$ , ajustando la LDM empírica de la ecuación (2.9), para estaciones a distancias entre 800m y 1600m.

La comparación de  $\rho_\mu(1000)$  en función de una energía mínima,  $E_0$ , entre datos y simulaciones de protón, Fe y fotón como partículas primarias se encuentra en la figura 2.7. La distribución de  $\rho_\mu(1000)$  de datos es más cercana a la de protones. Suponiendo una composición mixta de Fe y protón, se estimó la fracción de Fe ajustando las distribuciones de datos y de simulaciones para tres valores de energía mínima. Con los modelos utilizados (AIRES con modelo hadrónico QGSJET), la fracción de Fe promedio es de  $14_{-14}^{+16}\%$  y  $30_{-6}^{+7}\%$  para energía mayor a  $10^{19}$ eV y  $10^{19.25}$  eV respectivamente. Para mayor energía, sobre  $10^{19.5}$  eV, la fracción de Fe es menor al 66% con una cota de  $1\sigma$ . En el rango de las más altas energías, los resultados indican una composición relativamente liviana.

### Yakutsk

El arreglo Yakutsk está ubicado en Oktyomsty cerca de Yakutsk, Rusia. El complejo de detectores (cuya configuración ha ido cambiando desde la instalación de los primeros detectores de superficie en 1971) está distribuido hoy en día en  $\sim 10\text{km}^2$ . Incluye 58 centelladores al nivel del suelo, que miden el componente cargado de la lluvia. La parte central del arreglo es más densa y los centelladores están separados 100-250m. El componente muónico es medido por seis detectores de  $\sim 100\text{m}^2$  de área, ubicados bajo tierra a 300, 500 y 1000m de profundidad. El arreglo de superficie se completa con 48 detectores (PMTs cubiertos) para observar la luz Cherenkov emitida en la atmósfera [35].



**Figura 2.7:** Resultados de composición para el experimento AGASA.  $\rho_\mu$  en función de  $E_0$  para datos (círculos) comparado con simulaciones para tres tipos de partículas primarias: protones, núcleos de hierro y fotones. Se indican cotas de  $\pm 1\sigma$  para las simulaciones.

Los distintos tipos de detectores permiten la medición de diferentes variables sensibles a composición:  $X_{\max}$  (determinado por la distribución lateral de luz Cherenkov y por la forma del pulso de luz Cherenkov) y la densidad de muones (para muones con energía mayor a 1 GeV).

Los resultados experimentales de Yakutsk para  $X_{\max}$  en función de la energía están presentados en la sección 2.1 en la figura 2.1.

La función de distribución lateral de muones utilizada por Yakutsk es [36]

$$\rho_\mu(r) = \frac{N_s}{2\pi R_{m.s.}^2} \left(\frac{r}{R_{m.s.}}\right)^{-1.2} \times \left(1 + \frac{r}{R_{m.s.}}\right)^{-3.33} \left[1 + \left(\frac{r}{10R_{m.s.}}\right)^2\right]^{-0.6} \quad (2.10)$$

donde  $N_s$  es el número total de partículas cargadas en el nivel de observación y  $R_{m.s.}$  es el valor medio cuadrático de un radio de LDF de partículas cargadas.

Para los estudios de composición presentados recientemente [37, 38], se uti-

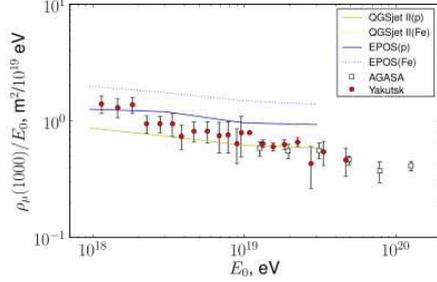
lizó como variable la densidad de muones a 1000 metros del eje de la lluvia  $\rho_\nu(1000)$ .

En el primer estudio [37] se tomaron 33 lluvias de alta calidad con energía mayor a  $2 \times 10^{19}$  eV y ángulo acimutal menor a  $45^\circ$ . Para cada evento, se simuló una librería de lluvias con diferentes energías primarias pero con la misma dirección de arribo. Las simulaciones fueron realizadas con CORSIKA 6.611 con modelo hadrónico FLUKA 2006.3 para baja energía y SIBYLL 2.1 o EPOS 1.61 para alta energía.

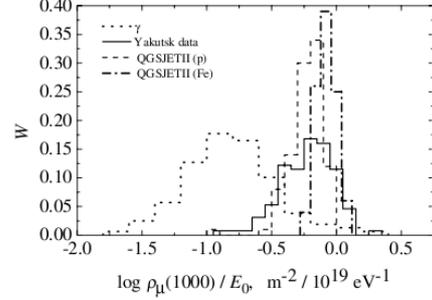
El estimador de la energía en Yakutsk es la densidad de la señal a 600m del eje de la lluvia,  $S(600)$ . Se seleccionaron aquellas simulaciones cuyo  $S(600)$  fuera consistente con el observado en la lluvia medida teniendo en cuenta las incertezas experimentales. Luego, para estas simulaciones, se calculó la probabilidad  $f(\rho_{mu}^{sim})$  de tener  $\rho_\mu(1000) = \rho_\mu^{sim}$  en una lluvia simulada con la misma dirección de arribo y con el mismo  $S(600)$  que la lluvia real. Este procedimiento se repitió para cada una de las 33 lluvias reales, tomando protón y Fe como partículas primarias. Se analizaron los cocientes  $\eta_{(p,Fe)} \equiv \rho_\nu^{obs} / \rho_\nu^{sim(p,Fe)}$  para cada lluvia. Utilizando las distribuciones de  $\eta$ , se estimaron las fracciones de protón y de Fe en el flujo integral de rayos cósmicos de energía mayor a  $10^{19}$  eV, suponiendo una composición mixta, con el modelo hadrónico EPOS. La fracción de Fe  $\epsilon_{Fe}$  obtenida es de  $0.29 \leq \epsilon_{Fe} \leq 0.68(95\%C.L.)$ , y por lo tanto la de protón es  $0.32 \leq \epsilon_P \leq 0.71(95\%C.L.)$ .

Para el segundo método [38] se utilizaron 640 eventos con energía  $E_0 \geq 10^{18}$  eV y ángulo cenital menor a  $35^\circ$ . Se normalizó por energía tomando  $\rho_\mu(1000)/E_0$  ( $E_0$  en unidades de  $10^{19}$  eV). Los resultados en función de la energía, comparados con los de AGASA en el rango de  $10^{19} - 10^{20}$  eV y con simulaciones con modelos QGSJETII y EPOS, se muestran en la figura 2.8. Los datos de ambos experimentos son consistentes. La comparación con QGSJETII sugiere una transición de composición mixta tendiendo a pesada alrededor de  $10^{18}$  eV a una más liviana al aumentar la energía. En cambio, si se toma como referencia EPOS, los datos son consistentes con protón en todo el rango de

energías.



**Figura 2.8:** La densidad de muones  $\rho_{\mu}(1000)$  normalizada por la energía en función de energía para el experimento Yakutsk. Se comparan los resultados con los de AGASA y con simulaciones con primarios protón y Fe y modelos hadrónicos EPOS y QGSJETII.



**Figura 2.9:** Distribución de la densidad de muones  $\rho_{\mu}(1000)$  normalizada por la energía para energía en el intervalo  $(10^{18} - 10^{20})$  eV. Comparación con simulaciones con primarios protón, Fe y fotón y modelo hadrónico QGSJETII.

También se observaron en este estudio las fluctuaciones de  $\rho_{\mu}(1000)/E_0$ . La distribución de la variable para eventos de energía mayor a  $10^{18}$  eV se presenta en la figura 2.9. Se la compara con simulaciones realizadas con el modelo QGSJETII. Las fluctuaciones tienden a una composición mixta con una proporción de protones  $\geq 50 - 60\%$ .

Los resultados obtenidos por Yakutsk son ambiguos, dependiendo del modelo hadrónico utilizado para comparar los resultados experimentales.

## 2.4 Asimetría acimutal en variables temporales del frente de partículas de la cascada

En los experimentos de rayos cósmicos con un arreglo de detectores de superficie, el análisis se realiza usualmente proyectando las señales de los detectores

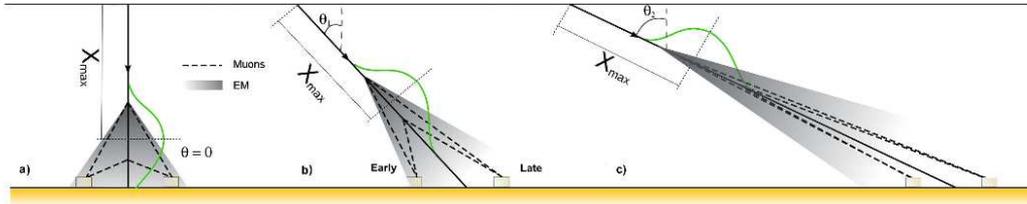
en el plano de la lluvia. Esto implica que la simetría circular de densidad de partículas observadas para lluvias verticales (ángulo cenital  $0^\circ$ ) se rompe al observar lluvias inclinadas. A una dada distancia del punto de impacto del eje de la lluvia, la densidad de partículas en el plano de la lluvia es mayor del lado anterior al punto de impacto (región temprana) que en el lado opuesto (región tardía). Por lo tanto, se observan dependencias de variables de la señal con el ángulo acimutal en el plano de la lluvia, debido básicamente a la cantidad de atmósfera atravesada.

Estas asimetrías acimutales en la señal de las estaciones de superficie fueron observadas por primera vez en Haverah Park [39]. Durante el período de construcción del Observatorio Pierre Auger, se realizaron las primeras observaciones de asimetría acimutal en variables temporales de la señal [40], [41]. Estas observaciones fueron posibles gracias al tamaño del arreglo de superficie y la resolución temporal electrónica de los detectores de superficie. Hoy en día el Observatorio Pierre Auger continúa desarrollando, por primera vez en un experimento de rayos cósmicos, un robusto método para estudiar composición utilizando variables obtenidas a partir de la asimetría acimutal en las distribuciones temporales [42], que se detallará a continuación.

Las distribuciones temporales de las señales contienen información implícita del desarrollo de la lluvia. Por lo tanto, se espera que dependan de la asimetría acimutal debido a la cantidad de atmósfera atravesada en la parte tardía de la cascada, que aumenta con el ángulo cenital. La variable temporal de las señales utilizada actualmente para este análisis en el Observatorio Pierre Auger es el *risetime* ( $t_{1/2}$ ), definido como el tiempo que tarda la señal en ir desde el 10% al 50% de su valor total integrado [43].

La relación entre la asimetría y el desarrollo de la lluvia se observa en la figura 2.10, donde se presentan tres lluvias con diferentes ángulos cenitales y mismo  $X_{\max}$  [44], [42].

---



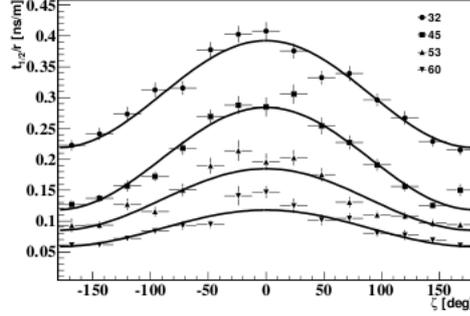
**Figura 2.10:** Esquema del desarrollo de la lluvia para diferentes ángulos cenitales y mismo  $X_{\max}$  [42].

En el análisis realizado por el Observatorio Pierre Auger se tomó como variable temporal  $t_{1/2}$ , y, dado que  $t_{1/2}$  aumenta con la distancia al centro de la lluvia  $r$ , se estudió el desarrollo longitudinal de  $t_{1/2}/r$ .

Para el análisis del desarrollo longitudinal promedio de la asimetría se trabajó con eventos seleccionados de ángulo cenital entre  $30^\circ$  y  $60^\circ$  de alta calidad medidos con el detector de superficie del Observatorio Pierre Auger (descrito en el capítulo 3) y con simulaciones con Fe y protón como primarios, modelos hadrónicos QGSJETII02 y SIBYLL2.1.

Tanto datos como simulaciones se dividieron en grupos de acuerdo a su energía  $E$  y ángulo cenital  $\theta$ . Se graficó  $\langle t_{1/2}/r \rangle$  en función de  $\zeta$ , y se lo ajustó por la función  $t_{1/2}/r = a + b \cos \zeta + c \cos^2 \zeta$  para obtener el factor de asimetría  $b/a$ . Un ejemplo puede observarse en la figura 2.11, donde se muestra que la aproximación a primer orden realizada describe satisfactoriamente el comportamiento del risetime con el ángulo acimutal en los datos del Observatorio Pierre Auger. Luego, al obtener el factor de asimetría  $b/a$  para cada grupo de lluvias, se lo estudia en cada rango de energía en función de  $\sec \theta$ , que da cuenta de la profundidad atmosférica atravesada. Para todos los rangos de energía y de  $\theta$ , el desarrollo longitudinal de la asimetría tiene un máximo, y es ajustado por una función gaussiana. La posición del máximo,  $X_{AsymMax}$ , es sensible a composición, como se muestra en [42].

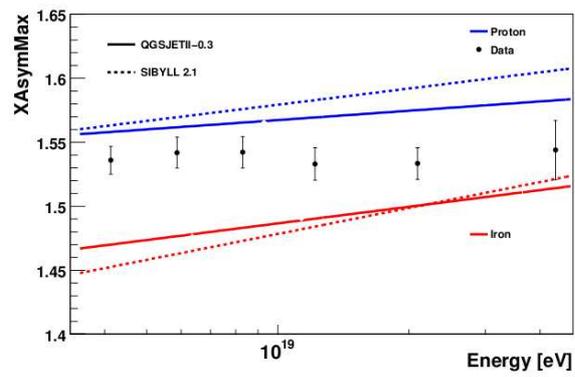
Se tomó para cada rango de energía la posición del máximo del desarrollo acimutal de la asimetría (es decir, el valor de  $\sec \theta$  donde  $b/a$  es máximo),  $X_{AsymMax}$ , y se lo comparó en función de la energía para datos y simu-



**Figura 2.11:** Risetime en función del ángulo acimutal  $\zeta$  para datos tomados con el detector de superficie del Observatorio Pierre Auger, con energía entre  $10^{19.2}$  eV y  $10^{19.5}$ , con bandas de  $\sec\theta = 0.9$  centradas en  $\theta = 32^\circ, 45^\circ, 53^\circ$  y  $60^\circ$ , desde arriba hacia abajo.

laciones. Los resultados más recientes del Observatorio Pierre Auger [45] se muestran en la figura 2.12. Se observa que las simulaciones son compatibles con los datos para ambos modelos hadrónicos, y que los datos experimentales se encuentran entre protón y Fe.

Diversos estudios realizados para este análisis, como el de incertezas sistemáticas, muestran que  $XAsymMax$  es un parámetro robusto, que permite discriminar la partícula primaria. Los primeros resultados presentados, utilizando exclusivamente datos tomados con el detector de superficie del Observatorio Pierre Auger, sugieren que la composición es mixta, y que el componente pesado se acentúa al incrementar la energía del primario, si se supone que los modelos de interacción hadrónica describen correctamente los procesos a estas energías.



**Figura 2.12:** Posición del máximo del desarrollo longitudinal de la asimetría en función de la energía para datos (puntos) y simulaciones, con distintos modelos hadrónicos y partículas primarias Fe (rojo) y protón (azul).



## Capítulo 3

# Observatorio Pierre Auger

El Observatorio Pierre Auger es uno de los experimentos dedicados al estudio de rayos cósmicos de ultra alta energía más importantes en la actualidad. A la altura de sus ambiciosos objetivos, la Colaboración Pierre Auger, formada por más de cuatrocientos científicos de dieciocho países de todo el mundo (Alemania, Argentina, Australia, Bolivia, Brasil, Croacia, Eslovenia, España, Estados Unidos, Francia, Holanda, Italia, México, Polonia, Portugal, Reino Unido, República Checa, Vietnam), ha buscado desde su concepción en 1995 expandir la frontera del estudio de rayos cósmicos ultra energéticos [46].

Para poder analizar rayos cósmicos provenientes de todas direcciones del espacio, el Observatorio Pierre Auger consistirá en dos partes: la primera ubicada en el hemisferio sur, tomando datos desde el 2004, y la segunda a construirse en los próximos años en el hemisferio norte.

Actualmente, el Observatorio Pierre Auger se extiende por más de 3000 km<sup>2</sup> en los campos de Malargüe, Provincia de Mendoza, Argentina, ubicado a 1500m sobre el nivel del mar. La elección de Malargüe no es casual: es necesaria una gran extensión de terreno, para detectar una cantidad significativa de rayos cósmicos ultra energéticos (el flujo de rayos cósmicos de energías de 10<sup>20</sup> eV es de uno por ángulo sólido por siglo por metro cuadrado); el suelo

---

debe ser llano, para una buena comunicación wireless; la zona debe ser relativamente seca y sin nubes, para la detección de fluorescencia; y lo suficientemente elevada, para que la posición en la atmósfera donde se produce la máxima cantidad de partículas de la lluvia generada por una partícula entrante de ultra alta energía sea cercana al suelo.

El Observatorio Pierre Auger es el primer experimento diseñado para detectar rayos cósmicos combinando dos tipos de arreglos de detectores ya conocidos, un arreglo de detectores de superficie, formado por 1600 estaciones Cherenkov, y otro de detectores de fluorescencia, 24 telescopios agrupados en cuatro “ojos” alrededor del arreglo de superficie (figura 3.1). Si bien ambos arreglos funcionan separadamente, la combinación de ambos, que llamaremos técnica híbrida, y las dimensiones de los arreglos, proporcionan una calidad única a los datos del Observatorio Pierre Auger. De esta manera, el Observatorio Pierre Auger puede ser considerado como el primer experimento en combinar la precisión de la medición de energía de los detectores de fluorescencia con el flujo de datos medidos por el detector de superficie y poder determinar en pocos años la forma del espectro de rayos cósmicos a energías superiores a  $10^{18.5}$  eV, y la existencia o no del efecto GZK cutoff.

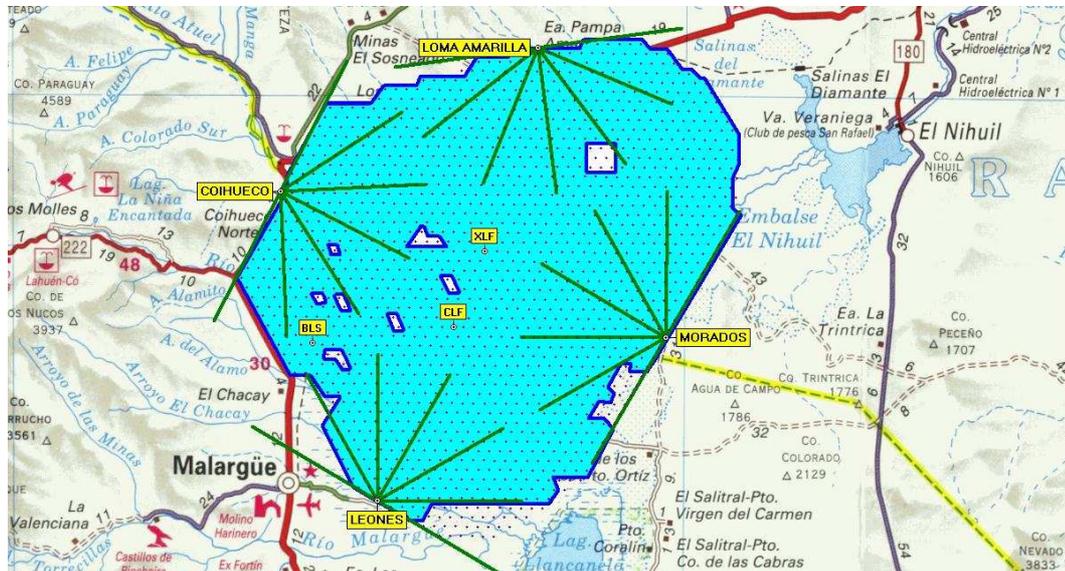
## 3.1 Detector de superficie

El arreglo de detectores de superficie (SD) está formado por 1600 estaciones Cherenkov, a una distancia de 1.5 km entre sí, armando una grilla de triángulos equiláteros, como muestra la figura 3.1.

Se eligieron detectores del tipo Cherenkov, dada su solidez y bajo costo. Además, estos detectores tienen una exposición relativamente uniforme hasta altos ángulos cenitales y son sensibles tanto a partículas cargadas como a fotones energéticos [47].

Cada estación Cherenkov (figura 3.2) consiste en un tanque de plástico po-

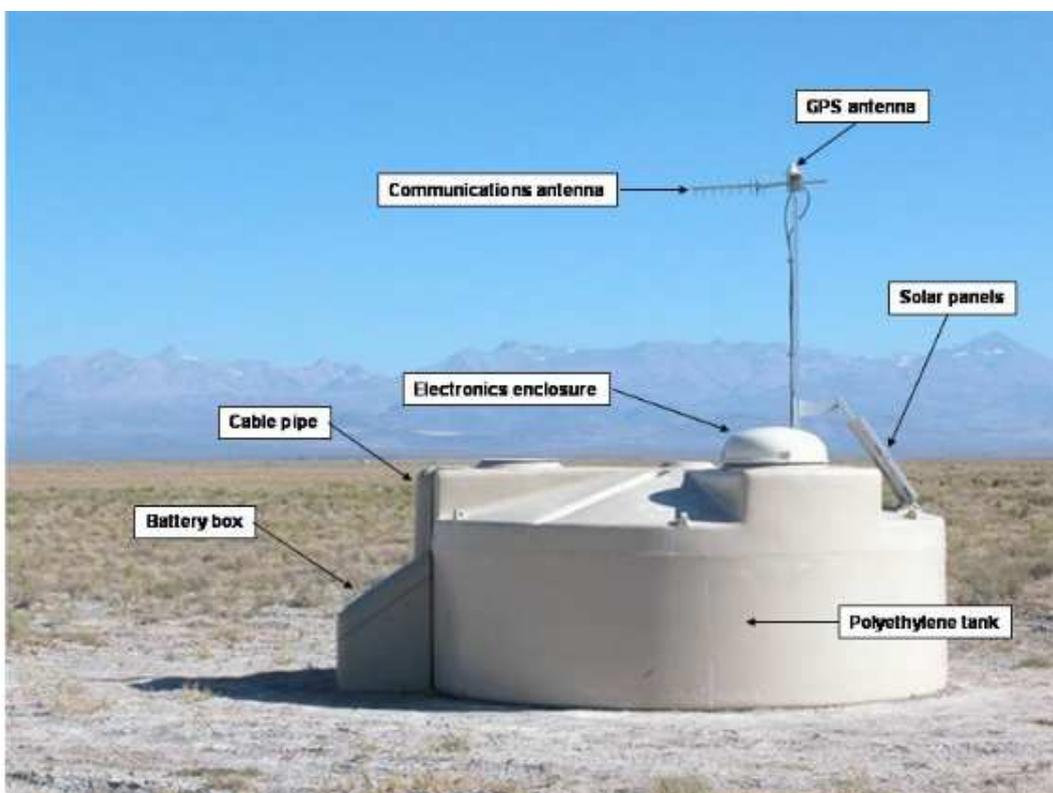
---



**Figura 3.1:** Vista esquemática del Observatorio Pierre Auger en Malargüe, Mendoza. La zona celeste indica los detectores de superficie activos. Las líneas verdes provenientes de cada uno de los cuatro puntos indican el campo visual de cada detector de fluorescencia. Se indican también mejoras instrumentales.

lietileno de 1.8 m de radio y 1.55 m de altura que contiene doce toneladas de agua pura. Cuando las partículas de la lluvia atraviesan la estación, cruzan el agua a una velocidad mayor a la de la luz en ese medio, emitiendo radiación Cherenkov. Esta radiación es captada por cada uno de los tres fotomultiplicadores de nueve pulgadas de diámetro (PMTs) ubicados dentro del tanque, simétricamente a 1.2m del centro del tanque. Para que la reflexión de la radiación sea uniforme, el tanque está forrado por una película de material Tyvek. Las estaciones son autosuficientes: dos paneles solares ubicados en su superficie proveen 10 W para el funcionamiento de los tres PMTs y de la electrónica, que consiste en un sistema GPS, un transceptor de radio y un controlador de potencia.

Cada PMT provee dos señales que son digitalizadas por un Conversor Flash Análogo a Digital (FADC) de 40 MHz y 10 bit. Una señal proviene directamente del ánodo del PMT, y la otra del último dínodo, amplificada e invertida por la electrónica del PMT a una señal nominalmente 32 veces más grande que



**Figura 3.2:** Una de las 1600 estaciones Cherenkov del Observatorio Pierre Auger. Se indican algunos de sus componentes.

la señal del ánodo. Ambas señales son usadas para proveer suficiente rango dinámico para cubrir con buena precisión tanto las señales cercanas al punto de impacto del eje de la lluvia ( $\sim 1000$  partículas por  $\mu s$ ) como las alejadas de dicho punto ( $\sim 10$  partículas por  $\mu s$ ). Cada bin de FADC corresponde a 25 ns [48].

Las señales de los tres PMTs son enviadas al sistema central de adquisición de datos (CDAS), una vez que una lluvia candidata llega al arreglo de superficie.

## Calibración

El SD está constantemente tomando datos. Por lo tanto, el sistema de adquisición de datos (DAQ) debe enfrentarse a varios desafíos.

El ancho de banda de la conexión entre el CDAS y cada estación es de 1200 bits por segundo, lo cual excluye la posibilidad de calibración remota. Por lo tanto, cada estación se calibra local y automáticamente. La calibración está basada en la medición de la carga promedio colectada por un PMT producida por un muón vertical que atraviese el tanque verticalmente,  $Q_{VEM}$  [49]. El detector Cherenkov en su configuración normal no tiene manera de seleccionar sólo muones verticales. Sin embargo, la distribución de luz producida por los muones atmosféricos produce un pico en la distribución de carga,  $Q_{VEM}^{peak}$ , y en el tamaño del pulso,  $I_{VEM}^{peak}$ , ambos proporcionales al producido por un muón vertical que atraviesa el tanque. Los parámetros de la calibración se determinan con una exactitud del 2% cada 60 segundos y son enviadas al CDAS con cada evento. Debido al ancho de banda limitado, los primeros niveles de selección también se realizan localmente, como se explica en la siguiente sección.

### 3.1.1 Sistema de disparo: *trigger*

La mayor limitación a la tasa de eventos almacenados proviene del sistema de comunicación wireless, que conecta a cada una de las 1600 estaciones con el CDAS. La máxima tasa de eventos por detector es de uno por hora, a compararse con los 3kHz medidos por cada estación debido al flujo atmosférico de muones. El sistema de disparo (trigger) debe reducir la tasa por estación, sin pérdida de eventos físicos, y permitir también la adquisición de datos a la menor energía posible. Por estas razones el sistema de trigger es jerárquico, disminuyendo la tasa en cada nivel por medio de condiciones cada vez más estrictas para separar las señales interesantes del fondo [50].

---

Al mismo tiempo, el DAQ está diseñado para permitir almacenar la mayor cantidad posible de candidatos a eventos físicos, es decir, lluvias de partículas originadas por un rayo cósmico de ultra alta energía.

El último paso de separación de eventos reales de coincidencias se hace off-line, y también es un proceso jerárquico.

**Triggers por estación:** Dos niveles de trigger, T1 y T2, se forman en cada estación. Los T2 son combinados con los de otras estaciones y se los examina en busca de correlaciones espaciales y temporales, lo cual da lugar a un trigger del arreglo, T3, que inicia la adquisición de datos y su almacenamiento.

T1: los datos marcados por el trigger T1 son almacenados durante diez segundos en la estación esperando si hay coincidencias con otros detectores, es decir, un T3. Hay dos modos de T1 independientes, ambos diseñados para detectar los componentes electromagnéticos y muónicos de una lluvia. El primero es el TH, sistema de umbral simple, que requiere la coincidencia de los tres PMTs arriba del umbral de  $1.75I_{VEM}^{peak}$ . Este trigger permite seleccionar señales que no estén necesariamente extendidas en el tiempo. Es particularmente efectivo en la detección de lluvias inclinadas que han atravesado una gran cantidad de atmósfera y por lo tanto están dominadas por el componente muónico. El TH reduce la tasa de detección debida a muones atmosféricos, de  $\approx 3\text{kHz}$  a  $100\text{Hz}$ . El otro modo del T1, “Time Over Threshold” (ToT - tiempo sobre umbral), está diseñado para señales más extendidas en el tiempo, como las estaciones más cercanas al punto de impacto de lluvias más verticales. La condición requerida es que por lo menos trece bins de los 120 bins (de 25 ns cada uno) de una traza FADC en una ventana de  $3\ \mu\text{s}$  estén por encima del umbral de  $0.2I_{VEM}^{peak}$  para dos de los tres PMTs. Dado que la señal de un solo muón es de 150 ns, este trigger es eficiente en separar las señales interesantes de las producidas al azar por el fondo de muones. La tasa del ToT-T1 para cada detector es menor a 2 Hz, y se debe mayormente a dos muones llegando casualmente en el intervalo de tiempo de la ventana de integración.

T2: reduce la tasa por estación a 20 Hz. El tiempo del trigger y la clase

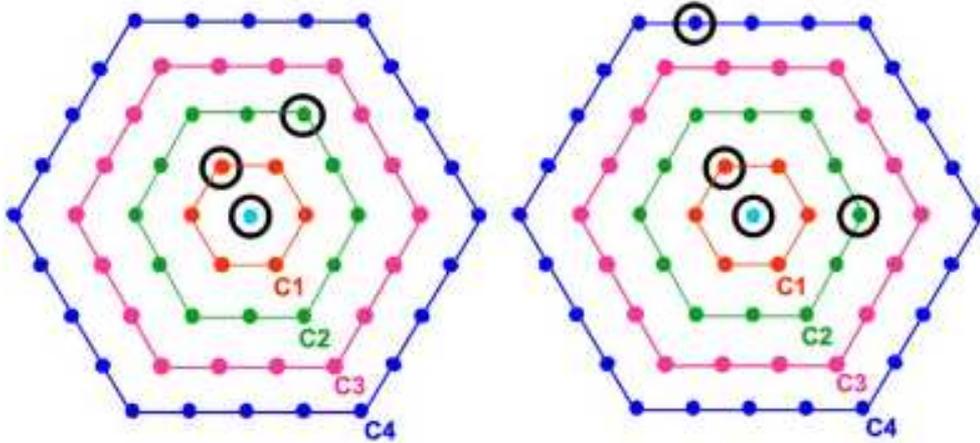
de T2 son enviados al CDAS para formar el trigger del arreglo, T3. Todos los ToT-T1 son considerados T2. En cambio, para los TH-T1 se pide que pasen los tres PMTs en coincidencia un umbral más grande,  $3.2I_{VEM}^{peak}$ . Las tasas de TH-T2 son uniformes en todo el arreglo, pero no las de ToT-T2, debido a que este último es sensible a la forma de las señales, y por lo tanto a las características del agua, del material reflectivo y de la electrónica. De todas formas, esta falta de uniformidad no afecta la selección de eventos o su reconstrucción a energías mayores a la de saturación de la aceptación.

**Trigger del arreglo, T3:** el trigger del arreglo de detectores de superficie inicia la adquisición de datos del CDAS. Se forma en el CDAS y está basada en combinaciones temporales y espaciales de T2. Una vez que el CDAS determina un T3, almacena toda la información de las estaciones T2, y también de aquellas que son T1 pero no T2, siempre que estén a  $30 \mu s$  del T3.

Hay dos modos. El primero,  $ToTC_1 \& C_2$ , requiere inicialmente una coincidencia espacial de tres detectores ToT: uno de los detectores debe tener a uno de sus vecinos más próximos y a uno de sus segundos vecinos más próximos con la condición ToT. En el nombre, el subíndice indica el orden del vecino, como se indica en la figura 3.3 a la derecha. Una vez cumplida la condición espacial, se impone una temporal: cada T2 debe estar a  $(6 + 5C_n)\mu s$  del primero. Un ejemplo de este sistema de trigger se observa a la derecha de la figura 3.3. Dado que el ToT limita ya la cantidad de muones de fondo, el 90% de los eventos seleccionados por este tipo de T3 son eventos físicos, y es más eficiente para aquéllos con ángulos cenitales menores a  $60^\circ$ . La tasa de este tipo de T3 es de 1600 eventos al día, lo cual implica que cada estación participa de por lo menos tres eventos al día.

El segundo modo de T3 es más permisivo: requiere la coincidencia de cuatro T2 en distancias más relajadas que el T3: uno de los cuatro debe estar en  $C_1$ , el otro en  $C_2$  y el último puede estar hasta en  $C_4$ . Por esto este modo de T3 lleva el nombre  $2C_1 \& 3C_2 \& 4C_4$ . Los requerimientos temporales son los mismos que para el  $ToTC_1 \& C_2$ . Un ejemplo de  $2C_1 \& 3C_2 \& 4C_4$  se ve en la figura 3.3 a

la derecha. Este trigger es apropiado para lluvias horizontales, ya que generan patrones extendidos en distancia al nivel de detección. La tasa de eventos diarios es de 1200, de los cuales el 10% son eventos reales.



**Figura 3.3:** Ejemplos de configuraciones de estaciones que cumplen con los requisitos del trigger T3. A la izquierda,  $T_0TC_1\&C_2$ , y a la derecha,  $2C_1\&3C_2\&4C_4$ . C1,C2,C3,C4 indican el nivel de vecinos con respecto a la estación central, y están ubicados a 1.5, 3, 4.5 y 6 km de ella, respectivamente.

### Selección de eventos para lluvias con ángulo cenital menor a $60^\circ$

Luego del almacenamiento de datos, se realiza una selección de los eventos físicos y de las estaciones que pertenecen a dichos eventos. Se espera un gran número de coincidencias al azar dada la cantidad de combinaciones posibles entre los detectores. Los métodos descritos en los párrafos siguientes son aplicables a lluvias con ángulo cenital menor a  $60^\circ$  (para ángulos mayores ver [51]).

Dos niveles sucesivos de selección son aplicados. El primero es llamado “trigger físico”, T4, y tiene en cuenta el tipo de trigger de cada estación, y la configuración espacial y temporal de las estaciones. El segundo es el “trigger de calidad”, T5, y selecciona aquellas lluvias que pasaron al nivel anterior y que están dentro de los límites del arreglo, para garantizar la calidad de la reconstrucción del evento.

**Trigger físico, T4:** Existen dos criterios. El llamado 3ToT requiere que tres estaciones cercanas T2-ToT formen un triángulo y tengan señales cuyos tiempos coincidan con el plano de la lluvia moviéndose a la velocidad de la luz. Dada la baja tasa de T2-ToT, el número de coincidencias al azar es de menos de uno por día, lo cual hace a este tipo de T4 98% eficiente. El segundo criterio es denominado 4C1 y requiere cuatro estaciones cercanas, no necesariamente T2, también con la misma condición temporal con respecto al plano de la lluvia. Con este criterio, la eficiencia para lluvias de menos de  $60^\circ$  es de  $\approx 100\%$ .

Además de descartar eventos accidentales, también es necesario identificar y rechazar estaciones accidentales en los eventos reales; es decir, estaciones cuyas señales están en coincidencia temporal con las demás del evento, pero no forman en realidad parte de él. Con esta idea, se define una “semilla” formada por tres estaciones vecinas no alineadas. Si en el evento hay más de un triángulo, se selecciona aquél con mayor señal. Si el T4 es 3ToT, sólo se consideran estaciones ToT para definir el triángulo, si es 4C1, también se consideran T1-TH. Una vez armado el triángulo, la dirección de arribo es determinada ajustando los tiempos de llegada de las señales a un plano moviéndose a la velocidad de la luz. Luego se examinan las otras estaciones del evento, y se toman como accidentales aquéllas con diferencias temporales al plano entre  $-2\mu s$  y  $1\mu s$ . Las estaciones sin vecinos almacenados (es decir, que no pasaron ningún trigger) en un radio de 3km siempre son descartadas.

Al finalizar esta cadena de selección, 99% de los eventos pasan la cadena de reconstrucción (determinación de la posición de punto de impacto del eje de la lluvia, dirección de arribo y  $S(1000)$ , el valor de la señal a 1000m del eje de la lluvia).

**Trigger de calidad, T5:** En los eventos que impactan cerca del borde del arreglo, la posición del punto de impacto del eje de la lluvia (*core*), y en consecuencia la energía, puede ser mal determinada. T5 selecciona solamente eventos bien contenidos adentro del arreglo, garantizando que esto no pase.

T5 requiere que el detector con la señal más alta tenga todos sus seis ve-

cinos más cercanos funcionando al mismo tiempo. Esto hace que si alguna estación no funciona, el evento sea descartado. Dado que el arreglo es de 1600 detectores, se espera que en cualquier momento el 1% de los detectores no esté en funcionamiento. Por lo tanto, este trigger reduce el área efectiva del arreglo en un 10%.

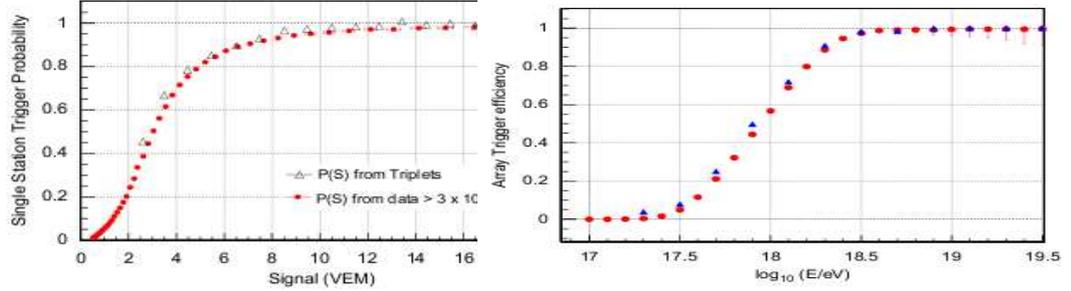
### 3.1.2 Aceptancia y apertura

La apertura del arreglo de superficie está dada por el área efectiva integrada por el ángulo sólido. Cuando la selección de eventos es completamente eficiente (es decir, cuando no depende de la composición de la partícula primaria, ni de su energía, ni dirección de arribo), el área efectiva coincide con el área geométrica.

**Aceptancia:** La energía de saturación de la aceptación,  $E_{SAT}$ , se realiza con dos métodos, a partir de datos tomados por el SD. Primero, se simulan eventos fluctuando la amplitud de la señal y su tiempo de arribo. A cada evento simulado se le aplica toda la cadena de selección y reconstrucción. La eficiencia en función de la energía se obtiene como la fracción de eventos que pasaron la cadena sobre la cantidad simulada. La probabilidad del trigger se acerca a 1 (97%) para  $E \sim 10^{18.5}$  eV para todos los ángulos hasta  $60^\circ$ . El hecho de que las simulaciones se hagan a partir de datos que ya pasaron la cadena de trigger puede incluir un bias a bajas energías, pero no cuando la eficiencia es total, es decir en  $E_{SAT}$  (figura 3.4).

El otro método es utilizando datos híbridos observados por el FD que dispararon por lo menos una estación de SD. Esto hace que el umbral de energía sea menor que el de SD. Se calculan cuántos eventos de este tipo pasan la cadena de trigger de SD, y se obtiene que la eficiencia está saturada ( $> 97\%$ ) para energías mayores a  $E \sim 10^{18.5}$  (figura 3.4).

Por último, se comprueba lo anterior utilizando simulaciones, con partícula primaria protones, fotones y núcleos de hierro. Debido a su mayor contenido



**Figura 3.4:** Eficiencia del trigger de SD. A la izquierda, utilizando dos métodos a partir de datos. A la derecha, para simulaciones de protones, fotones y núcleos de hierro como partículas primarias.

de muones, a bajas energías para los núcleos de hierros la eficiencia es mayor. De todas formas, la eficiencia es la misma y es máxima para protón y para hierro a energía  $10^{18.5}$  eV. Para los fotones la eficiencia es mucho menor, ya que producen lluvias más profundas, con menos muones (figura 3.4).

**Apertura :** Para energías superiores a  $10^{18.5}$  eV, donde la eficiencia está saturada, el cálculo de la exposición depende la apertura geométrica y del tiempo de observación.

Según el trigger T5, se define un hexágono  $a_{cell}$ , que tiene un apertura  $a_{cell} \sim 4.59 \text{ km}^2 \text{ sr}$ . El número de celdas,  $N_{cell}(t)$ , no es constante en el tiempo (puede cambiar con cualquier problema ocasional que surja) y es controlado segundo a segundo. Esto permite obtener la apertura  $a_{cell} \times N_{cell}(t)$  y el tiempo de observación con alta precisión.

La exposición integrada en el tiempo se obtiene integrando  $a_{cell} \times N_{cell}(t)$  en la cantidad de segundos que el SD ha estado trabajando. La incerteza en la exposición está dada por la de  $N_{cell}(t)$  (1.5%) y la del tiempo de observación (3% debido al tiempo muerto).

### 3.1.3 Reconstrucción de las lluvias

Toda la información de las lluvias se obtiene a partir de las señales (su valor integrado y su tiempo de llegada) de los detectores involucrados en el evento, que han pasado la selección descripta anteriormente. A partir de ellas, se determina la dirección de arribo de la lluvia, su inclinación, la posición del punto de impacto del eje de la lluvia (*core*), la curvatura del frente de partículas, el parámetro  $S(1000)$ , y la energía.

A continuación se describe en detalle el proceso [52], que comienza con la selección de estaciones, continúa con el ajuste del frente de la lluvia para determinar la dirección de su eje, luego se procede iterativamente a determinar la forma de la función de distribución lateral (LDF), que involucra la determinación del *core* y del  $S(1000)$ , y por último, con la información del detector de fluorescencia, se realiza la calibración de la energía, con el método CIC (constant intensity cut).

#### Selección de estaciones

Se toman todas las estaciones que hayan pasado el nivel de trigger T2. Se hacen algunas consideraciones más, como descartar los llamados eventos de rayos durante tormentas, detectados como oscilaciones en las trazas de los tres PMT. En el arreglo de superficie se encuentran estaciones agrupadas de a dos (“twins”) o de a tres (“trios”), a 10m entre ellas (una distancia mucho menor a la separación usual del arreglo, 1500m) que resultan útiles para controlar la precisión de los tiempos de arribo y determinar errores de medición de las variables. Sólo se toma una de las estaciones del grupo para el proceso de reconstrucción.

Luego, se continúa con los procesos de selección mencionados anteriormente: T3, selección “Bottom Up” y T4. Para aplicar el trigger T5, es necesario conocer anteriormente la posición del *core*.

---

## Reconstrucción geométrica

La obtención de los parámetros de la geometría de la lluvia involucra también la obtención del parámetro  $S_{1000}$ .  $S_{1000}$  es el valor de la señal a 1000m del punto de impacto del eje de la lluvia, y está relacionado con la energía de la partícula primaria.

Los pasos para la reconstrucción son iterativos:

- se obtiene la dirección de arribo de la lluvia, suponiendo un frente de partículas plano
- se ajusta iterativamente la función LDF (descrita más adelante), y se obtienen la posición del *core* y  $S_{1000}$
- el frente de partículas se considera curvo, y se obtiene el valor de la curvatura que permite recalcular la dirección de arribo

## Frente de partículas

Para determinar la dirección de la lluvia, se utilizan los tiempos de arribo de las señales y la posición de las estaciones, ajustando la función que describe el frente de la lluvia. La aproximación más simple es considerar a este frente como un plano, moviéndose a la velocidad de la luz a lo largo, y perpendicularmente, al eje de la lluvia. Esto recibe el nombre de plano de la lluvia. Para inferir el tiempo  $t(\hat{x})$  en el cual el plano pasa por un punto  $\hat{x}$  en el suelo, este punto debe ser proyectado al plano de la lluvia. Observando la figura 3.5, se observa que la relación entre este tiempo y  $t_0$ , el tiempo de impacto del eje de la lluvia es (3.1)

$$c(\hat{x}) = ct_0 - ((\hat{x}) - \hat{b})\vec{a} \quad (3.1)$$

donde  $\vec{a}$  es el versor que indica la dirección de la lluvia y  $\hat{b}$  el punto de

---



Por último, también es posible minimizar la forma exacta (3.4)

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[c(t_i - t_0) - |R_c \vec{a} - \vec{x}_i|]^2}{c^2 \sigma_1^2} \quad (3.4)$$

La diferencia entre la forma aproximada de  $R_c$  y esta última es del orden de unos pocos 10m, y la diferencia entre los ángulos sólidos de los ejes es de  $0.1^\circ$ .

Una vez que se determinó la dirección de arribo, suponiendo un frente plano, se ajusta la función de distribución lateral, LDF, para estimar  $S_{1000}$  y la posición del *core*. Después de determinar el *core*, puede realizarse el ajuste de la curvatura del frente de partículas.

## Función de distribución lateral, LDF

La LDF es la función que describe el desarrollo lateral de la señal, es decir, el valor de la señal integrada en función de la distancia al punto de impacto,  $S(r)$ , (3.5).

$$S(r) = S_{1000} f_{LDF}(r) \quad (3.5)$$

La idea es ajustar, en varios pasos, esta función, a través de la minimización por cuadrados mínimos de la diferencia entre las señales medidas y la función propuesta. Para ello, se considera al error de la señal como (3.6), proporcional a la raíz cuadrada de la señal.

$$\sigma_s = 1.06\sqrt{S} \quad (3.6)$$

Se toma como LDF una modificación a la tipo NKG (3.7)

$$f_{LDF}(r) = \left(\frac{r}{r_{1000}}\right)^\beta \left(\frac{r + r_{1000}}{r_{1000} + r_{700}}\right)^{\beta+\gamma} \quad (3.7)$$

donde  $r_{1000} = 1000\text{m}$  y  $r_{700} = 700\text{m}$ . Inicialmente se estima  $\beta_0 = 0.9 \sec \theta - 3.3$  y  $\gamma_0 = 0$ .

Para la minimización, se toma una función  $\chi^2$ , y considerando (3.6), tenemos (3.8)

$$\chi^2 = \sum_i \frac{S - S(\rho_i)}{S(\rho_i)} \quad (3.8)$$

tomando  $\rho_i$  como la distancia perpendicular de la  $i$ -ésima estación al punto de impacto  $\hat{c}$ .

La minimización de (3.8) tiene cinco parámetros:  $S_{1000}$ , la posición del *core*  $(x, y)$  y los valores de la pendiente,  $\beta$  y  $\gamma$ . El proceso de ajuste es iterativo. Inicialmente, se toma como posición del *core* el baricentro de las señales, se fijan  $\beta_0$  y  $\gamma_0$  como ya se mencionó, y se estima un valor de  $S_{1000}$  basado en la estación más cercana a los 1000m. Luego se ajustan  $S_{1000}$  y la posición del *core*, suponiendo que éste se encuentra en el plano, tangente al elipsoide que contiene al baricentro.

Se repite este paso para considerar estaciones sin señal, suponiendo que el trigger local no pasó el umbral. Esto permite estabilizar la posición del *core*.

Según la cantidad de estaciones, sobre todo alrededor de 1000m, se puede ajustar también la pendiente de la LDF, es decir,  $\beta$  y  $\gamma$ . Se pide que haya por lo menos cinco estaciones en el evento, que cumplan con alguna de las siguientes tres condiciones:

- por lo menos dos estaciones entre 500m y 1500m, con una diferencia entre ellas de por lo menos 500m
- por lo menos tres estaciones entre 500m y 1500m, con una diferencia máxima

de por lo menos 400m

- por lo menos cuatro estaciones entre 500m y 1500m, con una diferencia máxima de por lo menos 300m

Usualmente, se toman valores fijos de  $\beta$  y  $\gamma$ , una vez que se obtuvieron la dirección de arribo y  $S_{1000}$ .

$$\beta = a_0 + a_1 \log S_{1000} + (b_0 + b_1 \log S_{1000}) \sec \theta + (c_0 + c_1 \log S_{1000}) \sec^2 \theta \quad (3.9)$$

donde  $a_0 = -3.35$ ,  $a_1 = -0.125$ ,  $b_0 = 1.33$ ,  $b_1 = -0.0324$ ,  $c_0 = -0.191$  y  $c_1 = -0.00573$

$$\gamma = 0 \quad (3.10)$$

## Determinación de la energía

La energía de la partícula primaria es obtenida con el detector de superficie calibrando  $S_{1000}$  con la energía obtenida con el detector de fluorescencia. Para ello se utilizan eventos híbridos. Es decir, no es necesario recurrir a simulaciones para la determinación de la energía, que dependen de las partículas primarias y los modelos de interacción hadrónica.

Se utilizan eventos con ángulo cenital  $\theta < 60^\circ$ . Se requiere que hayan pasado el nivel de selección T5, para garantizar que la intersección del eje de la lluvia con el suelo esté dentro del arreglo de detectores de superficie, y que haya suficientes estaciones para determinar  $S_{1000}$  [53].

La disminución de  $S_{1000}$  con  $\theta$  debido a la atenuación geométrica de la lluvia está garantizado por el método de *corte de intensidad constante* (CIC). Este método supone que el flujo de partículas primarias es isotrópico, por lo tanto

el flujo integrado a partir de una dada energía no depende de  $\theta$ . Se seleccionan valores umbrales de  $S_{1000}$  que impliquen intensidades iguales para diferentes  $\theta$ , y así se obtiene la dependencia de  $S_{1000}$  con  $\theta$ , expresada como (3.11)

$$S_{1000}(\theta) = \frac{S_{1000}(\theta_0)}{-\exp(\frac{X_0}{\lambda}(\sec \theta - \sec \theta_0))} \quad (3.11)$$

donde  $X_0$  es la profundidad atmosférica del arreglo,  $875.5\text{gr} \cdot \text{cm}^{-2}$  a 1400m sobre el nivel del mar, y la pendiente  $\lambda$  es la distancia de atenuación, la escala de atenuación del cambio con la profundidad de la atmósfera. En general depende de la altitud del arreglo y del tipo de detectores utilizados. Para el Observatorio Pierre Auger,  $\lambda \approx 960\text{gr cm}^{-2}$

Tomando distintos valores de flujo integrado, se toman distintos valores de  $S_{1000}$  y de energía umbral. Como valor de  $S_{1000}$  se toma  $S_{38}$ , el valor de referencia a  $\theta_0 = 38^\circ$ , el ángulo que divide en dos la distribución cenital de los datos,  $\sin^2 \theta$ .

La conversión de  $S_{38}$  a energía se hace seleccionando eventos medidos con el arreglo de superficie y con el detector de fluorescencia. Se requiere para estos eventos que la reconstrucción del perfil longitudinal tenga un  $\chi^2$  menor a 2.5 y que la profundidad del máximo de la lluvia esté en el campo visual de los telescopios. La fracción de luz Cherenkov debe ser menor al 50% (el detector de fluorescencia y la reconstrucción del evento serán explicados en la sección siguiente).

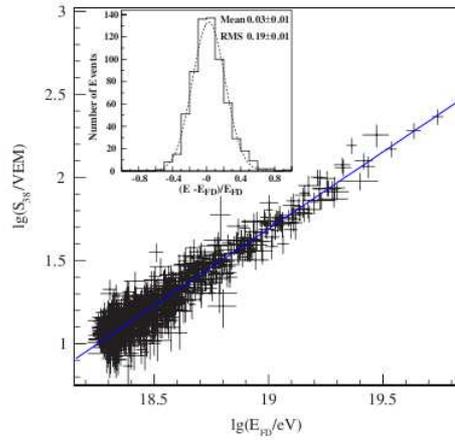
La correlación entre  $S_{38}$  y la energía medida con el detector de fluorescencia,  $E_{FD}$ , se muestra en la figura 3.6, junto con el ajuste de cuadrados mínimos a la relación (3.12)

$$E_{FD} = a \cdot S_{38}^b \quad (3.12)$$

Se obtiene  $a = (1.49 \pm 0.06(stat) \pm 0.12(sys)) \times 10^{17}\text{eV}$  y  $b = (1.08 \pm$

---

$0.01(stat) \pm 0.04(sys)$ ). La resolución de la energía es estimada de la diferencia fraccional entre  $E_{FD}$  y el valor obtenido para la energía de SD a partir de (3.12). La distribución de estas diferencias, también en la figura 3.6, tiene un ancho del 19%, consistente con la de los errores estadísticos, 18%.



**Figura 3.6:** Correlación entre  $\log S_{38}$  y  $\log E_{FD}$  para los 661 eventos híbridos utilizados en el ajuste. Arriba a la izquierda se muestra la diferencia fraccional entre la energía obtenida por los detectores de superficie a través de la calibración y la medida por el detector de fluorescencia.

## 3.2 Detector de Fluorescencia

La detección de rayos cósmicos ultra energéticos ( $\gtrsim 10^{18}$ eV) utilizando la emisión de fluorescencia del nitrógeno inducida en la atmósfera por la lluvia de partículas secundarias es una técnica establecida, utilizada previamente por los experimentos Fly's Eye [54] y HiRes [55].

Las partículas cargadas generadas durante el desarrollo de la lluvia excitan moléculas de nitrógeno en la atmósfera, que emiten luz de fluorescencia en el rango de  $\sim 300 - 400$  nm. El número de fotones de fluorescencia emitidos es proporcional a la energía depositada en la atmósfera debido a pérdidas

electromagnéticas de las partículas cargadas. Midiendo la tasa de emisión de fluorescencia en función de la profundidad atmosférica longitudinal  $X$ , un detector de fluorescencia mide el perfil longitudinal del desarrollo de la lluvia,  $\frac{dE}{dX}(X)$ . La integral de este perfil da el total de la energía disipada por las partículas electromagnéticas, que es aproximadamente el 90% del total de la energía de la partícula primaria.

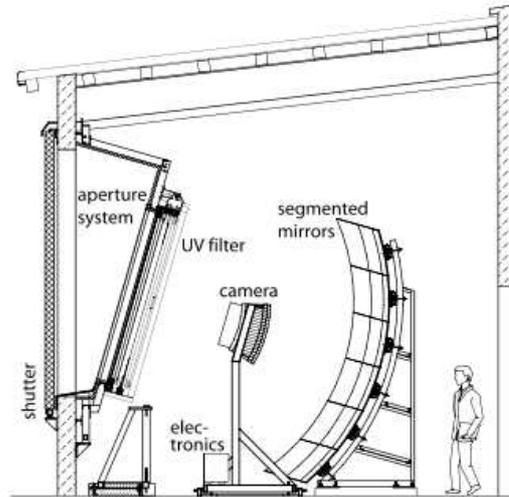
El detector de fluorescencia [56] (FD) consiste de cuatro sitios de observación (Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla y Coihueco) ubicados sobre elevaciones en el perímetro del arreglo de superficie (3.1). En cada sitio hay seis telescopios de fluorescencia independientes, con un campo visual de  $30^\circ \times 30^\circ$  acimutal y en elevación. Los telescopios miran hacia el interior del arreglo, de manera que la combinación de los seis en cada sitio lleva a una cobertura de  $180^\circ$  en ángulo acimutal.

Cada telescopio (esquemático en la figura 3.7) se encuentra en un edificio con control climático. La luz de fluorescencia ingresa por una ventana con filtro UV y un anillo Schmidt para corregir la óptica. La luz se enfoca en un espejo de  $10\text{m}^2$  sobre una cámara de 440 pixels con fotomultiplicadores que funcionan como sensores de luz. Los pulsos de luz en los píxeles son digitalizados cada 100 nanosegundos, y finalmente se aplica una serie de niveles jerárquicos de trigger para la detección y posterior análisis de lluvias de rayos cósmicos.

## Trigger y sistema de adquisición

Los telescopios de FD registran señales de fluorescencia en un amplio rango de intensidades sobre un fondo de luz que cambia constantemente. Esto presenta un desafío para el diseño de la electrónica y del DAQ, que debe proveer un gran rango dinámico y una buena discriminación de cualquier posible cascada producida por rayos cósmicos del fondo de luz. El DAQ también debe permitir la operación a distancia de los telescopios. Finalmente, el offset temporal FD-SD debe ser suficientemente preciso como para proveer una reconstrucción híbrida

---



**Figura 3.7:** Esquema de un telescopio del Observatorio Pierre Auger

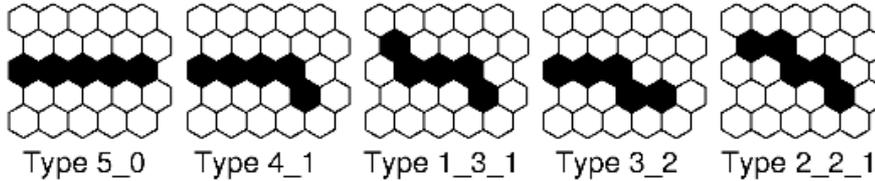
confiable.

La electrónica de FD es responsable por el filtro, digitalización y almacenamiento de señales de los PMTs [57]. La información de los PMTs pasa por un sistema de tres niveles de trigger en firmware y software. Las lluvias candidatas son luego almacenadas para un posterior análisis offline. Para cada una de estas lluvias, se genera un trigger híbrido para el detector de superficie.

**Primer Nivel de Trigger (FLT):** El Primer Nivel de Trigger (FLT) es el corazón de la electrónica. El FLT digitaliza las señales de los PMT a 10MHz. Se genera un trigger por pixel (es decir, por PMT) con un corte umbral en las señales, que se ajusta para mantener una tasa de 100Hz. El fondo de luz detectado por cada PMT también puede ser controlado por el análisis de las variaciones de los valores de los ADC (convertidores analógicos digitales).

Se calcula también la multiplicidad, es decir la cantidad de pixels que pasaron el trigger simultáneamente en 100ns, para cada cámara. La secuencia cronológica de los valores de multiplicidad tiene información sobre el desarrollo temporal de la imagen de la cámara, que es utilizado por el trigger del software.

**Segundo Nivel de Trigger (FLT):** El Segundo Nivel de Trigger [58] se encarga de generar un trigger interno si los pixels que pasaron el primer nivel forman una traza de al menos cinco pixels (figura 3.8)



**Figura 3.8:** Patrones fundamentales de los pixeles considerados como trazas

Durante la adquisición de datos, algunas trazas no pasarán en el centro de cada pixel, y por lo tanto algunos PMTs no tendrán suficiente luz para pasar el primer nivel de trigger. Para tener esto en cuenta, el algoritmo requiere que sólo cuatro de los cinco pixels hayan pasado el trigger.

**DAQ Software y Trigger de Software:** Una vez que un evento ha sido procesado y almacenado por el FLT y el SLT, puede ser tomado y analizado por el software de trigger en las MirrorPCs. Cada MirrorPC está comunicada con las EyePCs.

El sistema de DAQ maneja datos provenientes de distintas fuentes: triggers externos, eventos de calibración y pulsos de prueba, y lluvias verdaderas producidas por rayos cósmicos. Los triggers externos son principalmente fuentes de luz artificiales utilizadas para monitoreo atmosférico, como ser láseres de la Facultad Central de Lasers (CLF).

Cuando los datos pasan por las MirrorPCs, se los somete al tercer nivel de trigger (TLT), y aquellos que cumplen los requisitos para la EyePC, que construye un evento a partir de las coincidencias entre todos los telescopios y genera un trigger híbrido (T3) para el arreglo de superficie.

El TLT [59] es un algoritmo diseñado para separar los datos de las lluvias del ruido que pasan los niveles más bajos del trigger de hardware. Está

optimizado para el rechazo rápido de triggers producidos por relámpagos, impacto de muones en la cámara, y aquellos producidos al azar en algún píxel. En particular, es necesario limpiar los eventos producidos por rayos, ya que pueden producir que una gran parte de la cámara (es decir, cientos de píxeles) sean activados, y congestionen así los buffers de los FLT y SLT. Para filtrarlos rápidamente, el algoritmo TLT se basa en las multiplicidades del FLT y el número total de píxeles. Los cortes aplicados en estas variables son producto de un estudio realizado con un año de datos. Con estos cortes, aproximadamente el 99% de los eventos de rayos son rechazados en un tiempo de  $50\mu\text{s}$ .

Los cortes en multiplicidad descartan eventos ruido con más de 25 píxeles. La eliminación del resto del ruido se realiza en el paso siguiente, usando la correlación entre la disposición temporal y el tiempo de las señales de cada píxel a lo largo de la traza de luz.

Aproximadamente el 94% del ruido es descartado con el TLT, y la fracción de eventos verdaderos descartados es menor al 0.7%.

**Trigger híbrido:** Los eventos que pasan el TLT son enviados a la EyePC, que además de buscar coincidencias entre los telescopios, arma un trigger T3 que envía al CDAS.

El T3 funciona como un trigger externo para el arreglo de superficie. Su propósito es detectar eventos híbridos a bajas energías ( $< 10^{18.5}\text{eV}$ ), donde el arreglo de superficie no es completamente eficiente y no generaría un trigger independiente. Los eventos híbridos de estas energías ocurren dentro de los 20km de los edificios de FD y usualmente no son detectados por más de una o dos estaciones de SD. Como se explicará más adelante, esto es suficiente para una buena reconstrucción de las variables geométricas de la lluvia.

El algoritmo de T3 es utilizado para calcular de manera preliminar la dirección de la lluvia y el tiempo de impacto en el suelo. Una vez que esta información llega al CDAS, se solicita la información de estaciones SD cercanas a la línea de impacto. Por cada T3, las estaciones de SD cercanas al

edificio de FD (un cuarto del arreglo de superficie) son leídas. La información de FD y SD se combina para realizar un análisis híbrido offline.

### 3.2.1 Calibración

La calibración absoluta de los detectores de fluorescencia utiliza una fuente de luz calibrada de 2.5m de diámetro (conocida como el “tambor” [60]) ubicada en la abertura del telescopio, que provee la misma cantidad de luz a cada píxel. El flujo conocido de la fuente y la respuesta del sistema de adquisición dan la calibración para cada píxel. La utilización del tambor para el ajuste de la ganancia y la calibración provee una respuesta uniforme y conocida para cada píxel de cada cámara del detector FD. La respuesta promedio es de 5 fotones/bin ADC.

Hay tres herramientas adicionales para la calibración. Antes y después de cada noche de medición se realiza la calibración relativa de cada PMT, utilizada para monitorear cambios a corto y largo plazo en la respuesta del detector. La respuesta relativa del FD ha sido medida en cinco longitudes de onda (320, 337, 355, 380 y 405 nm), definiendo una curva respuesta espectral normalizada a la calibración absoluta. Por último, se realiza un chequeo independiente de la calibración en algunos fototubos utilizando tiros de láseres verticales [61].

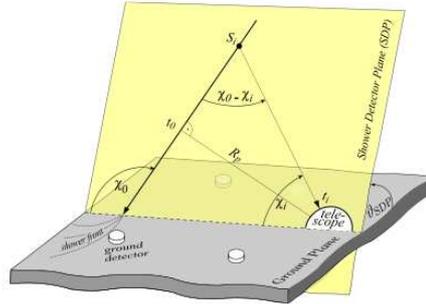
### 3.2.2 Reconstrucción de las lluvias

#### Reconstrucción geométrica

El detector híbrido logra la mejor precisión geométrica utilizando información temporal de todos los elementos del detector, los píxeles de FD y las estaciones SD. Cada elemento registra un pulso de luz del cual es posible determinar su tiempo y su incerteza. Cada geometría de prueba del eje de la lluvia predice los tiempos de llegada de las señales en cada componente del detector. Las

---

diferencias entre las predicciones y las mediciones se pesan por el error y se construye un  $\chi^2$ , tomando como el eje de la lluvia aquél donde el  $\chi^2$  es mínimo [62]. En el FD, las lluvias son detectadas como una serie de píxeles activos a lo largo de la cámara. El primer paso es determinar el plano lluvia-detector (shower-detector plane, SDP), el plano que incluye la ubicación del ojo y la línea del eje de la lluvia (figura 3.9). Experimentalmente, este es el plano que pasa a través del ojo que está más próximo a contener las direcciones de los píxeles de FD centradas en el eje de la lluvia. Utilizando un eje conocido, provisto por la CLF, el error de reconstrucción del SDP puede calcularse como la diferencia entre el vector normal al eje conocido y el obtenido para el SDP reconstruido. Esta incerteza es del orden de unas pocas décimas de grados, dependiendo, por ejemplo, del largo de la traza en la cámara.



**Figura 3.9:** Ilustración de la reconstrucción geométrica de la lluvia a partir de los observables de FD [62]

La información temporal de los píxeles es utilizada para determinar el eje de la lluvia dentro del SDP. El eje de la lluvia es caracterizado por dos parámetros: la distancia perpendicular  $R_p$  de la cámara a la traza, el ángulo  $\chi_0$  entre la traza y el SDP. Cada píxel de la traza apunta en una dirección que forma el ángulo  $\chi_i$ . Sea  $t_0$  el tiempo en el cual el frente de la lluvia en el eje pasa por el punto más cercano a la cámara,  $R_p$ . La luz, viajando a velocidad  $c$ , llega al  $i$ -ésimo píxel en un tiempo  $t_i$  (3.13).

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c \sin(\chi_0 - \chi_i)} - \frac{R_p}{c \tan(\chi_0 - \chi_i)} = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left[\frac{\chi_0 - \chi_i}{2}\right] \quad (3.13)$$

La determinación del eje se obtiene minimizando (3.14)

$$\chi^2 = \sum_i \left( \frac{t_i - t_i^{medido}}{\sigma_{t_i}} \right)^2 \quad (3.14)$$

La precisión de la reconstrucción monocular (es decir, con un solo detector de fluorescencia) está comprometida en eventos donde la velocidad angular medida,  $\frac{d\chi}{dt}$ , no cambia mucho a lo largo de la traza, lo cual lleva a una familia posible de soluciones para los valores de  $(R_p, \chi_0)$ . Esta degeneración se rompe combinando con la información temporal del SD con los telescopios de FD. Esto se llama reconstrucción híbrida.

Como el SD opera el 100% del tiempo, la mayor parte de los eventos FD son híbridos. Se necesita una sola estación del detector de superficie para esta clase de eventos. Suponiendo un frente de partículas plano, el tiempo de la estación esperado es (3.15)

$$t_i^{medido} = T_0 + \frac{1}{c} \vec{R} \cdot \vec{n} \quad (3.15)$$

donde  $\vec{R}$  es la posición de la estación con respecto al ojo de FD y  $\vec{n}$  es la dirección de la lluvia. Las incertezas en la reconstrucción son validadas utilizando eventos con geometrías conocidas, es decir, la luz dispersada proveniente de los láseres del CLF.

## Reconstrucción de la energía y del perfil longitudinal

La cascada de partículas producida por una partícula primaria disipa una gran parte de su energía en la excitación e ionización de moléculas de aire. Las moléculas excitadas de nitrógeno emiten luz de fluorescencia. La eficiencia del proceso, definida como la proporción entre energía emitida por radiación y la pérdida de energía en el medio, es de sólo el  $\sim 5 \times 10^{-5}$ , pero la gran cantidad de partículas en las lluvias generadas por rayos cósmicos ultra energéticos hace que la fuente de radiación sea significativa y detectable.

La luz de fluorescencia es emitida isotrópicamente con una intensidad proporcional al número de partículas cargadas en la lluvia. El número de fotones de fluorescencia emitidos en una distancia  $\Delta X_i$  a lo largo del eje es proporcional al depósito de energía  $\frac{dE}{dX}$  de las partículas electromagnéticas de la lluvia (3.16)

$$N_{\gamma}^f(X) = Y_i^f \frac{dE}{dX} \Delta X_i \quad (3.16)$$

donde  $Y_i^f$  es el llamado *fluorescence yield*: la cantidad de fotones producidos por partícula cargada por metro.  $Y_i^f$  depende de la temperatura, la presión y la humedad relativa [63, 64, 65, 66]. La contribución del  $Y_i^f$  a la incerteza sistemática de la reconstrucción de la energía es de las más importantes en el Observatorio Pierre Auger, y también afecta otros parámetros de la reconstrucción [67]. Los valores de mediciones del  $Y_i^f$  se comparan en [68].

Además de luz de fluorescencia, las lluvias emiten fotones Cherenkov, principalmente en la dirección hacia adelante. La cantidad de luz Cherenkov en algún punto del camino de la lluvia depende de la historia de la lluvia, por lo tanto, no es proporcional al tamaño de la lluvia, como la luz de fluorescencia. Es necesario estimar la cantidad de luz Cherenkov para sustraer su contribución de la señal total. La presencia de esta luz directa usualmente impide la buena observación de los primeros instantes del desarrollo de la llu-

---

via. Además, mientras el componente Cherenkov crece al propagarse el frente de la lluvia, resulta un haz lo suficientemente intenso como para generar luz dispersada a bajas altitudes que puede competir con la luz de fluorescencia local. La intensidad de luz Cherenkov es directamente proporcional al número de electrones y positrones  $N_e$  por encima de una dada energía umbral (3.17) [69].

$$N_\gamma^C = Y_f^C N_e \Delta X_i \quad (3.17)$$

Tanto la luz de fluorescencia como la luz Cherenkov están afectadas por distintos factores de atenuación. Uno de ellos es el factor geométrico de atenuación debido al recorrido  $r_i$  de la luz desde la lluvia al detector (3.18)

$$\tau_{geo} = \frac{\epsilon A}{4\pi r_i} \quad (3.18)$$

siendo  $\epsilon$  la eficiencia de detección del sistema y  $A \approx 7 \text{ m}^2$  es la apertura del telescopio.

También deben considerarse las propiedades de dispersión de la atmósfera. Los efectos de dispersión deben ser comprendidos para estimar con precisión el tamaño de la lluvia usando luz proveniente de una parte más lejana. En el caso de la luz de fluorescencia, la atenuación se debe a la dispersión mientras la luz viaja desde el eje de la lluvia al detector. En el caso de luz Cherenkov, el problema surge en la dispersión de luz hacia el detector. En ambos casos, hay dos mecanismos de dispersión: Rayleigh (molecular) y Mie (aerosoles).

El mecanismo molecular es la dispersión Rayleigh de moléculas de nitrógeno y oxígeno en una distancia longitudinal  $\Delta X$ , y su dependencia con la longitud de onda  $\lambda$  puede ser expresada analíticamente como (3.19)

$$\tau_{Rayleigh} = \exp \left[ -\frac{\Delta X}{X_0} \left( \frac{400 \text{ nm}}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (3.19)$$

donde  $X_0$  es la longitud de atenuación por la dispersión de Rayleigh a una longitud de onda de referencia, 400 nm.

La atenuación por aerosoles, Mie, puede factorizarse como una parte dependiente de la altura ( $h$ ) y otra de la longitud de onda (3.20)

$$\tau_{Mie} = \tau_{Mie}(h)\tau_{Mie}(\lambda) \quad (3.20)$$

Basándose en el flujo de luz medido y teniendo en cuenta todos estos factores de corrección, el perfil longitudinal de la lluvia se calcula con un método novedoso que tiene en cuenta los dos tipos de luz, fluorescencia y Cherenkov, y calcula el perfil de depósito de energía con una minimización de cuadrados mínimos.

Recientemente, se ha presentado un nuevo método para la reconstrucción del perfil longitudinal de la lluvia, que utiliza directamente el depósito de energía por ionización de las partículas en la atmósfera, tanto de luz de fluorescencia como luz Cherenkov [70, 71]. El flujo de fluorescencia medido  $y_i^f$ , emitido en una dada profundidad atmosférica  $X_i$  puede calcularse como (3.21), donde se abrevian los factores de transmisión  $T = \tau_{geo} \cdot \tau_{Rayleigh} \cdot \tau_{Mie}$ , y  $w_i = \frac{dE_i}{dX}$  ( $w_i$  es la energía depositada a la profundidad  $X_i$ )

$$y_i^f = T_i w_i \Delta X_i Y_i^f \quad (3.21)$$

Luego de considera la cantidad de luz total como la suma de todas las contribuciones (3.22), incluyendo la luz directa Cherenkov  $y_i^{CD}$  y la luz Cherenkov dispersada  $y_i^{CS}$ , suponiendo que la cantidad de fotones Cherenkov a la profundidad  $X_i$  es la suma de las contribuciones de los fotones emitidos a las profundidades anteriores  $X_j$ .

$$y_i = y_i^f + y_i^{CD} + y_i^{CS} \quad (3.22)$$

El depósito total de energía en  $X_i$ ,  $w_i = \frac{dE_i}{dX}$ , es la suma de las pérdidas de los electrones, relacionado con el número total de electrones  $N_i^e$  (3.23)

$$w_i = \frac{dE_i}{dX} = N_i^e \int_0^\infty f_e(E, X_i) w_e(E) (d)E \quad (3.23)$$

donde  $f_e(E, X_i)$  denota la distribución normalizada de energías del electrón, que no depende de la energía de la partícula primaria, pero si de la llamada edad de la lluvia  $s_i$  (3.24) [69, 72]

$$s_i = \frac{3}{1 + 2X_{max}/X_i} \quad (3.24)$$

De esta manera, hay una relación directa entre la luz que llega a un detector,  $y_i$ , y el depósito de energía de la lluvia,  $w_i$ , a través del número de electrones. Se obtiene una relación matricial, que se resuelve para obtener el depósito de energía.

El perfil longitudinal de energía depositada cubre solamente la zona dentro del campo visual del detector. Para extenderlo, se utiliza una parametrización de la evolución longitudinal de las lluvias llamada la función Gaisser-Hillas (3.25) [73]

$$f_{GH}(X) = \frac{dE}{dX_{max}} \left( \frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\Lambda}} \exp\left( -\frac{X_{max} - X_0}{\Lambda} \right) \quad (3.25)$$

Los ajustes de esta función son confiables sólo para perfiles observados en un buen rango y cuyo máximo de la lluvia,  $X_{max}$ , está en el campo visual del detector. Dado que la función tiene cuatro parámetros, para poder realizar la reconstrucción los valores de  $X_0$  y  $\Lambda$  se limitan a sus valores promedios. Estos valores ( $\langle X_0 \rangle$  y  $\langle \Lambda \rangle$ ) y sus respectivas varianzas son determinados por los eventos híbridos de mejor calidad. La estadística limita la precisión de estos valores. Para obtener los otros parámetros, se minimiza (3.26)

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(y_i - f_{GH})^2}{V_{y_i}} + \frac{(\Lambda - \langle \Lambda \rangle)^2}{V_\Lambda} + \frac{(X_0 - \langle X_0 \rangle)^2}{V_{X_0}} \quad (3.26)$$

donde  $V_{y_i}$  es la varianza del depósito de energía, obtenida por propagación de errores.

Una vez que se realizó la extrapolación del perfil longitudinal, el depósito total de energía  $E_{dep}$  en la atmósfera está dado por la integral del perfil longitudinal en la atmósfera atravesada por la lluvia (3.27)

$$E_{dep} = \int_0^\infty f_{GH}(X) dX \quad (3.27)$$

Para obtener la energía total de la partícula primaria, es necesario recordar que  $E_{dep}$  es la energía depositada en la atmósfera por las partículas electromagnéticas, y debe tenerse en cuenta la energía de muones y neutrinos. Esto se hace a través de un factor de corrección  $f_{inv}$  (3.28), calculado con simulaciones, que implica una incerteza sistemática en la energía del 4% [74].

$$E_{tot} = f_{inv} E \quad (3.28)$$

### 3.3 Offline Software

El Framework del Software Offline [75] ha sido desarrollado en el Observatorio Pierre Auger para suministrar las herramientas necesarias para el análisis de datos tomados en el observatorio, incluyendo la simulación de lluvias y la reconstrucción de eventos, implementado en C++.

La estructura modular del Offline permite que cada miembro de la Colaboración Pierre Auger pueda modificar partes específicas de la reconstrucción o simulación de eventos de manera sencilla y rápida.

Los módulos son cada uno de los elementos de una secuencia de algoritmos, diseñados para realizar una tarea específica. Cada uno de estos módulos está vinculado a un archivo XML, a través del cual se pueden hacer diversas modificaciones, como por ejemplo elegir el nivel de calidad de los datos o cambiar los valores de alguna parametrización.

El Offline cuenta con una estructura del evento, que a lo largo del proceso se va llenando con diferente información de cada módulo. Esto además permite la comunicación entre módulos. Esta estructura de eventos cuenta con una parte para información obtenida de la reconstrucción de los eventos, que es la misma para datos reales o para simulaciones, y otra para variables simuladas. En el caso de las simulaciones, con el Software Offline es posible realizar la simulación de la respuesta de los detectores a partir de la simulación de una lluvia. Una vez realizada esta simulación del detector, la salida es reconstruida de la misma manera que los datos reales, con la misma secuencia de módulos.

## 3.4 Extensiones del Observatorio Pierre Auger

El Observatorio Pierre Auger fue originalmente diseñado para la detección de rayos cósmicos de ultra alta energía. En los últimos años, la Colaboración Pierre Auger decidió extender sus mediciones a rangos de menor energía, aproximadamente entre  $10^{17}$  eV y  $10^{19}$  eV. En este rango se espera la transición de rayos cósmicos de origen galáctico a extra-galáctico. Estudios detallados a estas energías complementarán los que ya se están realizando en el Observatorio Pierre Auger a energía más alta, y permitirán un análisis más profundo de los diferentes modelos astrofísicos y de la física de los rayos cósmicos.

---

### 3.4.1 AERA

La detección de rayos cósmicos ultra energéticos requiere de detectores con gran apertura. Existen diferentes esfuerzos para ampliar la apertura actual del Observatorio Pierre Auger.

Una de las posibilidades es el uso de arreglos de antenas de radio. La lluvia de partículas emite radiación coherente en frecuencia de radio. Esta radiación puede ser detectada simplemente por antenas de radio, como muestran por ejemplo los resultados de LOPES [76]

En el Observatorio Pierre Auger se está llevando a cabo un proyecto de investigación y desarrollo de la aplicación de este método de detección. El proyecto, llamado AERA (Auger Engineering Radio Array), tendrá unos 20 km<sup>2</sup>, en las que se espera identificar 5000 eventos anuales. Estos datos servirán para estudios científicos y tecnológicos [77].

AERA tendrá 150 estaciones de detección de radio. En el centro habrá 24 estaciones en un arreglo triangular separadas 150m entre sí. Como el centro estará ubicado a 4km del telescopio de fluorescencia Coihueco, provee la posibilidad de estudiar eventos medidos con ambos tipos de detectores. Alrededor del centro, habrá 60 estaciones en un arreglo triangular de 250m. Finalmente, en la región exterior se dispondrán las 72 estaciones restantes, a 375m entre sí. Cada estación funcionará con energía solar y tendrá su propio sistema de adquisición. Como el detector SD, la información del evento se obtendrá a través de información temporal enviada por wireless a un sistema central de adquisición. El diseño de las antenas y de la electrónica será optimizado para tener una alta sensibilidad a la banda de frecuencia entre 30 y 80 MHz.

AERA cumplirá tres objetivos científicos relacionados entre sí:

- Investigación de emisión de radio de lluvias de alta energía. Esto incluye la comprensión de las dependencias de la señal de radio con la geometría y los parámetros de la lluvia. De esta manera, se tendrá un mejor acercamiento

al mecanismo de emisión.

- Exploración de la capacidad de la técnica de detección de radio. Determinación de la precisión y extensión de la detección de radio para proveer información de las cantidades físicas más importantes de los rayos cósmicos ultra energéticos: energía, partícula primaria, dirección de arribo.
- Estudios de composición entre  $10^{17.4}$  eV y  $10^{18.7}$  eV.

AERA se ubicará cerca de las otras extensiones del Observatorio, HEAT y AMIGA (descriptas más adelante).

### 3.4.2 HEAT

Los detectores de fluorescencia originales del Observatorio Pierre Auger tienen un campo visual de hasta  $30^\circ$  sobre el horizonte. A corta distancia, sólo los kilómetros más bajos de la atmósfera entran en este campo visual. Sin embargo, las lluvias de más baja energía se desarrollan más arriba en la atmósfera. Por lo tanto, no es posible determinar satisfactoriamente  $X_{\max}$ . Además, este efecto de corte depende de la energía y composición de la partícula primaria.

En el 2006 la Colaboración Pierre Auger decidió extender el sistema original de FD con tres telescopios de más alta elevación (High Elevation Auger Telescopes - HEAT [78]). Estos telescopios ya están construidos, y se encuentran a 180m al noroeste del edificio de FD de Coihueco, cercano al arreglo de relleno, AMIGA (descripto más adelante).

El diseño de HEAT es similar al original de FD, con la excepción de que los telescopios de HEAT tienen una elevación máxima  $29^\circ$  mayor. Cada uno de los tres telescopios está montado en un refugio individual hecho de paredes aislantes y de estructura metálica, sobre una fuerte trama de hierro llenada con concreto.

---

Hoy en día, ya se han tomado satisfactoriamente las primeras mediciones con HEAT.

### 3.4.3 AMIGA

AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) es la extensión a bajas energías del Observatorio Pierre Auger realizada con detectores de superficie [79, 80]. AMIGA consiste en pares de detectores desplegados en 61 pares ubicados a 750 m entre sí y 24 pares extra separados a 433m. Cada par de detectores consiste en una estación de superficie Cherenkov y un detector de muones enterrado (MC). El MC consiste en tres módulos centelladores con una cubierta de PVC.

La electrónica de AMIGA tiene un componente subterráneo y otro superficial, abastecidos por energía solar.

Para estudiar el diseño propuesto, se construyó un arreglo con siete pares de detectores. Este arreglo ya está tomando mediciones. Los análisis preliminares se centran en la distribución angular y calibración de la energía, apuntando a uno de sus objetivos principales, el estudio de la estructura del espectro a más bajas energías.



## Capítulo 4

# Principales resultados obtenidos con el Observatorio Pierre Auger

En los últimos cinco años, el Observatorio Pierre Auger ha presentado relevantes resultados en la comunidad de rayos cósmicos con una estadística y una calidad de datos sin precedentes. En las secciones siguientes se describirán brevemente los más significativos.

### 4.1 Espectro de energía

En 3.1 se detalló el método para obtención del espectro de energía de rayos cósmicos con el SD. En esta sección se mostrará el espectro más reciente, el espectro obtenido con eventos híbridos, y una combinación de ambos. Se presentarán los valores de la pendiente del espectro [81].

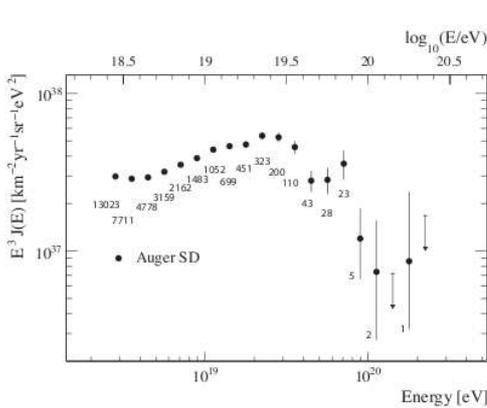
---

### 4.1.1 Espectro medido con el SD

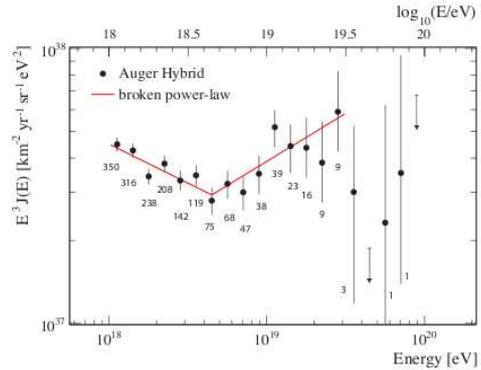
La exposición del arreglo de superficie desde enero del 2005 hasta diciembre 2008 fue de  $12790\text{km}^2\text{sryr}$ . Se requirieron eventos T5 y de ángulo cenital menor a  $60^\circ$ . Más de 35000 eventos fueron seleccionados.

Se corrige el estimador de la energía con el método CIC, se calibra con eventos híbridos y se aplica un algoritmo basado en simulaciones para sustraer la respuesta del detector en el espectro.

El espectro medido se presenta en la figura 4.1. El flujo obtenido tiene una incerteza sistemática total del 22%, debida principalmente a la calibración de la energía con el detector de fluorescencia .



**Figura 4.1:** Espectro de energía obtenido por el Observatorio Pierre Auger con el detector de superficie entre enero 2004 y diciembre 2008



**Figura 4.2:** Espectro de energía obtenido por el Observatorio Pierre Auger con eventos híbridos. Se indican los ajustes para la determinación de la energía del tobillo.

### 4.1.2 Espectro obtenido a partir de datos híbridos

Se seleccionan eventos medidos con el FD que hayan disparado por lo menos una estación Cherenkov. Se aplican cortes de calidad para garantizar una

buena reconstrucción: ángulo cenital menor a  $60^\circ$ , el *core* a menos de 1500m (en el plano de la lluvia) de la estación del SD, contribución de luz Cherenkov menor al 50%,  $\chi^2/Ndof < 2.5$  en el ajuste de la función Gaisser-Hillas, máximo de la lluvia en el campo visual de los telescopios, incerteza en la reconstrucción de energía menor al 20% y toma de datos en períodos sin nubes.

Se calcula la exposición híbrida, con una incerteza sistemática del 6% debido a composición de la partícula primaria.

El flujo de energía está dado por:

$$J = \frac{d^4 N_{\text{inc}}}{dE dA d\Omega dt} \cong \frac{\Delta N_{\text{sel}}(E)}{\Delta E} \frac{1}{\epsilon(E)} \quad (4.1)$$

donde  $N_{\text{inc}}$  es el número de rayos cósmicos incidentes con energía  $E$  en una superficie  $dA$ , en un ángulo sólido  $d\Omega$  a un tiempo  $dt$ .  $\Delta N_{\text{sel}}(E)$  es el número de eventos pasando los cortes de calidad en un bin de energía centrado en  $E$  con ancho  $\Delta E$ .  $\epsilon(E)$  es la exposición dependiente de la energía.

El espectro obtenido se presenta en la figura 4.2. Se observa un quiebre en la parametrización del flujo por una ley de potencias  $J = kE^{-\gamma}$ . La posición del tobillo se obtiene ajustando libremente dos leyes de potencias, y se encontró en  $\log(E_{\text{tobillo}}/eV) = 18.65 \pm 0.09(\text{stat})_{-0.11}^{+0.10}(\text{sys})$ . Para energías menores, el índice es de  $\gamma_1 = 3.28 \pm 0.07(\text{stat})_{-0.10}^{+0.11}(\text{sys})$  y para mayores es  $\gamma_2 = 2.65 \pm 0.14(\text{stat})_{-0.14}^{+0.16}(\text{sys})$ .

La incerteza sistemática en la determinación de la energía está dominada por el *fluorescence yield* (14%). Junto con la incerteza sistemática de l modelo hadrónico a utilizar para determinar la fracción de energía de muones y neutrino (8%), la calibración absoluta del detector (9.5%) y su dependencia con la longitud de onda (3%) y las condiciones atmosféricas, se llega a un 22% de incerteza sistemática.

### 4.1.3 Espectro combinado

Se combinan los datos híbridos con los de SD con un método de maximum likelihood. Ambos espectros tienen un 22% de incerteza sistemática en la determinación de la energía pero diferentes incertezas en la normalización, que se utilizan para obtener la escala de los flujos de cada espectro.

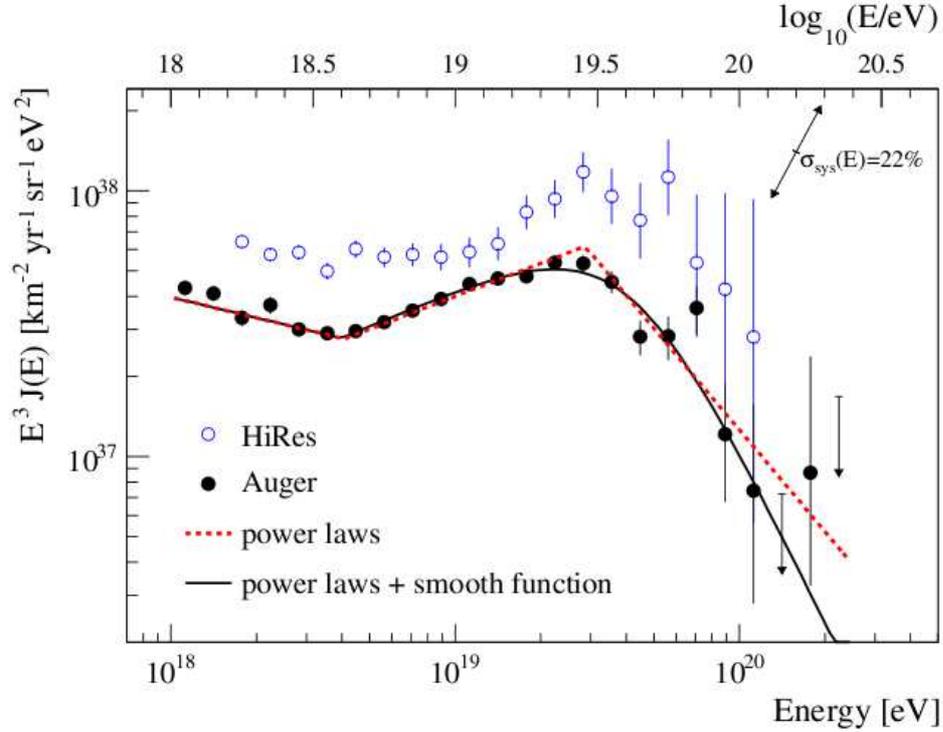
El espectro combinado, en proporción a  $E^{-3}$ , se muestra en la figura 4.3. La estructura del espectro se caracteriza de dos maneras. Primero, con tres leyes de potencias con dos quiebres en energía libres. Se rechaza la continuación de una ley de potencias a altas energías por  $20\sigma$ . En el otro método, se toman dos leyes de potencias en la región del tobillo y una función “suave” a alta energía (4.2), donde  $E_{1/2}$  es la energía donde el flujo ha caído a la mitad del valor de la extrapolación de la ley de potencias y  $W_C$  caracteriza el ancho de la región de transición. Los resultados se presentan en la tabla 4.1.

$$J(E; E > E_{\text{tobillo}}) \propto \frac{E^{-\gamma_2}}{1 + \exp\left(\frac{\log_{10} E - \log_{10} E_{1/2}}{\log_{10} W_C}\right)} \quad (4.2)$$

parámetro	ley de potencias	ley de potencias + función suave
$\gamma_1(E < E_{\text{tobillo}})$	$3.26 \pm 0.04$	$3.26 \pm 0.04$
$\log_{10}(E_{\text{tobillo}}/eV)$	$18.61 \pm 0.01$	$18.60 \pm 0.01$
$\gamma_2(E > E_{\text{tobillo}})$	$2.59 \pm 0.02$	$2.55 \pm 0.04$
$\log_{10}(E_{\text{quiebre}}/eV)$	$19.46 \pm 0.03$	
$\gamma_3(E > E_{\text{quiebre}})$	$4.3 \pm 0.2$	
$\log_{10}(E_{1/2}/eV)$		$19.61 \pm 0.03$
$\log_{10}(W_C/eV)$		$0.16 \pm 0.03$
$\chi^2/\text{ndof}$	$38.5/16$	$29.1/18$

**Tabla 4.1:** Valores obtenidos para la caracterización del espectro de rayos cósmicos combinando mediciones de SD con mediciones híbridas.

En conclusión, el Observatorio Pierre Auger ha tomado mediciones del espectro de rayos cósmicos cubriendo el rango de energía entre  $10^{18}$  eV y  $10^{20}$  eV. La mayor fuente de incertezas sistemáticas proviene de la escala



**Figura 4.3:** Espectro de energía obtenido por el Observatorio Pierre Auger combinando eventos medidos solamente con el detector de superficie con eventos híbridos, proporcional a  $E^{-3}$ . Se lo compara con el espectro del experimento Hi-Res. La incerteza sistemática en la determinación de la energía es de 22%.

de energía, que se estima del 22%. Se determinó la posición del tobillo a  $\log_{10}(E_{\text{tobillo}}/\text{eV}) = 18.61 \pm 0.01$ . El índice espectral encontrado para energías menores al espectro es de  $\gamma = 3.26 \pm 0.04$ . Sobre el tobillo, el espectro sigue una ley de potencias con índice  $\gamma = 2.55 \pm 0.04$ . En comparación con la extrapolación de esta ley de potencias, el espectro se suprime por un factor dos a  $\log_{10}(E_{1/2}/\text{eV}) = 19.61 \pm 0.03$ . La significancia de la supresión es mayor a  $20\sigma$ . La supresión es similar a la esperada por el efecto GZK para protones o núcleos pesados, como Fe, pero también podría estar relacionado a un cambio en la forma promedio del espectro de las fuentes.

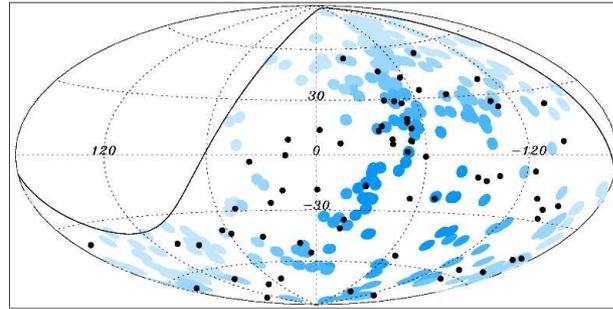
## 4.2 Correlación de rayos cósmicos de ultra alta energía con materia extragaláctica cercana

El origen astrofísico de los rayos cósmicos ultra energéticos sigue siendo desconocido, pero se espera que la anisotropía en la distribución de las direcciones de arribo de estos rayos provea indicios para la identificación de sus fuentes. Como se explicó en el capítulo 1, los protones y núcleos con tan altas energía interactúan con los fotones de la radiación cósmica de fondo, lo cual limita la distancia de la fuente que pueda emitir un flujo significativo de rayos cósmicos ultra energéticos hacia la Tierra. Por ejemplo, la mayor parte del flujo observado con energía mayor a 60 EeV debería provenir de fuentes dentro del “horizonte GZK” (aproximadamente 200 Mpc). Los posibles procesos de aceleración a estas energías requieren condiciones astrofísicas particulares, que sólo son encontradas en muy pocos objetos, como núcleos galácticos activos (AGN), lóbulos de radio galaxias y fuentes de bursts de rayos gamma. Las inhomogeneidades en la distribución espacial de estas fuentes en el rango de distancias del horizonte GZK podrían llevar a una anisotropía medible en las direcciones de arribo de los rayos cósmicos ultra energéticos. La comparación de las direcciones de arribo con la posición de distintos objetos astrofísicos es una herramienta útil para identificar las fuentes, siempre que los campos magnéticos que intervienen en el camino de la partícula no desvíen en un ángulo significativo la trayectoria de los rayos cósmicos.

El primer estudio de anisotropía [82, 83] del Observatorio Pierre Auger se realizó utilizando datos entre enero del 2004 y agosto del 2007. Se encontró una correlación entre eventos de energía mayor a 55EeV y la posición de objetos astrofísicos cercanos del catálogo de quásars y AGN de Véron-Cetty y Véron (VCV). Se rechazó la hipótesis de isotropía con un 99% de nivel de confianza. Sin embargo, el catálogo VCV no es suficiente para identificar fuentes individuales o una clase específica de objetos astrofísicos porque es un catálogo

---

de AGN incompleto. En la figura 4.4 se indican las direcciones de arribo de los sesenta y nueve rayos cósmicos con energía mayor a 55EeV y la posición de AGNs a distancias menores a 75Mpc según el catálogo VCV.



**Figura 4.4:** Las direcciones de arribo de los sesenta y nueve eventos con energía mayor a 55EeV detectados por el Observatorio Pierre Auger entre enero 2004 y diciembre 2009 se indican como puntos negros según la proyección de Aitoff-Hammer en el espacio en coordenadas galácticas. La línea sólida indica el campo visual del Observatorio Sur para ángulos cenitales menores a  $60^\circ$ . Los círculos azules corresponden a una abertura de  $3.1^\circ$  centrada en la posición de 318 AGN a 75Mpc de distancia que están dentro del campo visual del observatorio (según el catálogo VCV). Un azul más oscuro indica una exposición relativa mayor. La fracción del cielo cubierto por los círculos azules (pesada por la exposición) es del 21%.

Un segundo estudio [84] se efectuó tomando datos hasta diciembre del 2009. En este período, el Observatorio Pierre Auger detectó sesenta y nueve rayos cósmicos con energía mayor a 55 EeV. Utilizando los parámetros del estudio anterior, se obtuvo una correlación de  $38^{+7}_{-6}\%$ , que si bien es menor al  $69^{+11}_{-13}\%$  del estudio anterior, es mayor al 21% que se espera por azar bajo la hipótesis de isotropía en el flujo de rayos cósmicos ultra energéticos.

También se observaron *a posteriori* las direcciones de arribo teniendo en cuenta distintas situaciones. Se comparó la distribución de direcciones de arribo con diferentes tipos de objetos extragalácticos cercanos: galaxias en el 2MRS SURVEY y AGNs detectados en rayos X por Swift-BAT. Se consideraron modelos donde la luminosidad de los rayos cósmicos es proporcional al

flujo de la longitud de onda correspondiente a los objetos en estos catálogos.

Se construyeron mapas de probabilidad a partir de estos catálogos, pesando el flujo por la longitud de onda electromagnética relevante a cada objeto e incluyendo un factor de atenuación por el efecto GZK. Los mapas son construidos como la superposición pesada de distribuciones gaussianas centradas en la posición de cada objeto y con una apertura angular  $\sigma$ . Para cada modelo, el mapa de densidad tiene dos parámetros libres:  $\sigma$  (para tener en cuenta posibles deflecciones por campos magnéticos) y la fracción de isotropía,  $f_{\text{iso}}$ .

Se utilizaron datos para obtener estos parámetros. Para cada modelo, y para distintos valores de los parámetros se evaluó una función likelihood con la muestra de datos, y se buscó el set de parámetros que la maximizara. Se encontró para los distintos modelos un valor de  $\sigma$  de pocos grados, y entre 0.56 y 0.88 para  $f_{\text{iso}}$ . Grandes valores de  $f_{\text{iso}}$  pueden indicar que el catálogo no está completo, o que la proporcionalidad entre la luminosidad de los rayos cósmicos y el flujo electromagnéticos no es una suposición realista, o que una fracción de direcciones de arribo es en realidad modificada por deflecciones grandes de campos magnéticos fuertes. De todas formas, para acotar los valores de los parámetros es necesaria una mayor cantidad de datos. Además, estos estudios son *a posteriori*; por lo tanto, no constituyen evidencia cuantitativa de anisotropía. Son una indicación de que hay distintos modelos astrofísicos de anisotropía a partir de la distribución de materia del universo cercano que son consistentes con las distribuciones de direcciones de arribo observadas.

En la autocorrelación de las direcciones de arribo, se muestra sólo un exceso modesto de pares sobre un amplio rango de ángulos. En suposiciones de fuentes discretas en el universo cercano, la ausencia de acumulación a ángulos pequeños de direcciones de arribo puede ser interpretada como evidencia de la contribución de muchas fuentes o grandes separaciones angulares entre direcciones de arribo provenientes de una misma fuente.

Se analizó la región del espacio cercana a la radiogalaxia Cen A, donde se observa el exceso mayor en lo que respecta a la anisotropía. Los rayos cósmicos

---

de esta región contribuyen fuertemente a la señal de autocorrelación con diferentes grupos de objetos extragalácticos cercanos. De todas las direcciones de arribo de rayos cósmicos con energía mayor a  $55\text{EeV}$ , 18.8% está dentro de los  $18^\circ$  de Cen A, cuando se esperaría un 4.7% bajo la suposición de isotropía. Esta región está poblada por distintos objetos extragalácticos. Según modelos de flujo comentados anteriormente, se predice una fracción de CR del 13% para las galaxias 2MRS, y 29% para los AGNs del Swift-BAT. El resto de los excesos están distribuidos en todo el espacio.

De todas formas, para conclusiones más definitivas, es necesario contar con más datos. Si éstos sostienen la evidencia de anisotropía, será posible discriminar entre diferentes tipos de situaciones astrofísicas utilizando técnicas como las presentadas en estos estudios.

## 4.3 Cota superior a la fracción de fotones en el flujo de rayos cósmicos

La existencia de rayos cósmicos con energía mayor a  $6 \sim 10^{19}$  eV ha estimulado la búsqueda de fotones como partículas primarias. En este contexto se han propuesto nuevos modelos físicos, principalmente modelos “top down” [85], mencionados en el capítulo 1. Estos modelos incluyen materia oscura super pesada [86, 87], defectos topológicos [88] o interacciones de neutrino con los neutrinos cósmicos de fondo (Z-bursts) [89]. Un rasgo común de estos modelos es la predicción de un flujo no despreciable de fotones a las más altas energías. Por lo tanto, la búsqueda de fotones primarios permite la posibilidad de poner un límite a la contribución de mecanismos top-down al flujo de rayos cósmicos.

En la sección 4.1 se comentó que el Observatorio Pierre Auger ya ha mostrado la existencia del GZK cut-off. Los fotones ultra energéticos pueden actuar como indicadores de este efecto de resonancia de producción de fotopiones de núcleos que interactúan con la radiación cósmica de fondo. El flujo de fotones

---

depende de las características de la fuente y de los parámetros de propagación. Por lo tanto, el estudio de este flujo también permitirá poner condiciones a los modelos de fuentes y de propagación de rayos cósmicos.

Estimar la fracción máxima del flujo de fotones es también importante para determinar correctamente el espectro de rayos cósmicos tomado por el Observatorio Pierre Auger : la reconstrucción de la energía de la partícula primaria puede cambiar si una fracción no despreciable de los eventos de más alta energía son fotones.

En el estudio presentado en [90] se utilizaron datos medidos con el detector de superficie del Observatorio Pierre Auger entre enero del 2004 y diciembre del 2006. Se realizaron cortes de calidad: se pidió un nivel de trigger T5, más de cuatro estaciones utilizadas para el ajuste de la LDF (de las cuales, por lo menos cuatro tenían que tener señal no saturada mayor a 10 VEM), y un  $\chi^2/\text{Ndof} < 10$  en la obtención del radio de curvatura. Para estos cortes se estudiaron las eficiencias para lluvias generadas por fotones utilizando simulaciones. Para estar en regiones de alta eficiencia (mayor a 0.5), se trabajó a energías mayores a  $10^{19}$  eV y ángulos cenitales entre  $30^\circ$  y  $60^\circ$ .

Se consideraron dos variables medidas con el detector de superficie: el radio de curvatura del frente de la lluvia ( $R$ , descrito en 3.1.3) y una variable temporal de la traza medida por las estaciones Cherenkov del SD llamada *risetime*, evaluada a 1000m del *core*. El *risetime*  $t_{1/2}$  [43] de una estación se define como el tiempo en el cual la señal tarda en incrementar del 10% al 50% de su valor total. Para lluvias no verticales, se espera una dependencia de  $t_{1/2}$  con el ángulo acimutal  $\zeta$ , debido a la asimetría, como se describió en la sección 2.4. Se corrigió al  $t_{1/2}$  en función de  $\zeta$ . Para obtener el *risetime* a 1000m,  $t_{1/2}(1000)$ , se parametrizó en cada evento  $t_{1/2}$  en función de la distancia al *core*,  $r$ , por una parábola.

Como estimador de la energía se utilizó  $S(1000)$ , tomando una conversión de  $S(1000)$  a energía particular para fotones a partir de simulaciones, ya que para una misma dirección de arribo y energía de la partícula primaria, el valor

---

de  $S(1000)$  para fotones puede ser más de dos veces menor al de primarios nucleares, debido al menor número de muones y el desarrollo más temprano en la atmósfera de las lluvias iniciadas por fotones.

Para las simulaciones de fotones, se tuvieron en cuenta los efectos LPM y las cascadas geomagnéticas. El efecto LPM implica una supresión de las secciones eficaces de producción de pares y de bremsstrahlung, lo cual aumenta el valor de la diferencia de  $X_{\max}$  entre lluvias de fotones y de núcleos. Las cascadas geomagnéticas son pre-lluvias de fotones inducidas fuera de la atmósfera, lo cual lleva a un desarrollo de la lluvia más arriba en la atmósfera.

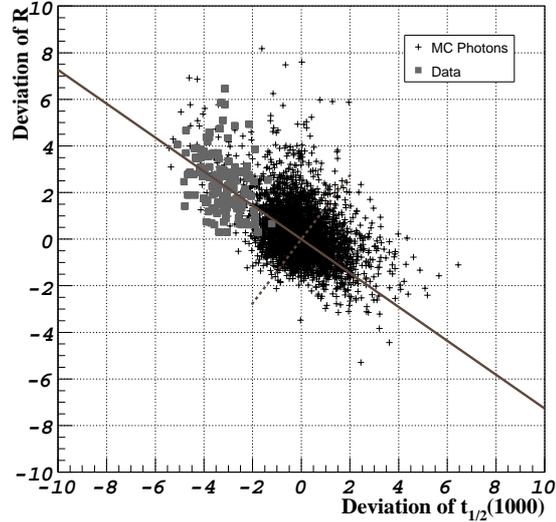
Una vez seleccionados los datos, se construyó para  $R$  y para  $t_{1/2}(1000)$  la variable  $\Delta_x$  (4.3) como la diferencia del parámetro al valor medio del parámetro para fotones  $x_{\gamma}$ , pesado por la dispersión del observable  $\sigma_{x,\gamma}$ .

$$\Delta_x = \frac{x - \bar{x}_\gamma(S(1000), \theta)}{\sigma_{x,\gamma}(S(1000), \theta)} \quad (4.3)$$

Se combinaron los valores de  $\Delta_R$  y  $\Delta_{t_{1/2}}$  en un análisis de componentes principales (PCA), que consiste básicamente en una transformación a variables no correlacionadas, donde el llamado componente principal es el que tiene la varianza más grande. Para determinar este componente, se utilizaron el 5% de los datos y simulaciones de fotones (considerando un espectro de ley de potencias con índice -2.0). El 95% restante de los datos fueron proyectados en el eje principal con las simulaciones. Se tomó como corte en estas variables el valor medio de la distribución de fotones, de manera que la eficiencia de dicho corte fuera de 0.5 por construcción (figura 4.5). Cualquier evento real sobre este corte se consideraría un candidato a fotón, teniéndose en cuenta que no necesariamente sería un fotón, ya que podría ser simplemente parte del fondo de lluvias generadas por núcleos.

Finalmente, se calcularon la cota superior al flujo de fotones para una energía superior a  $E_{\min}$  y la fracción de fotones también a partir de dicha energía. Se tomaron tres  $E_{\min}$ : 10, 20 y 40EeV. En ninguno de los casos se

---



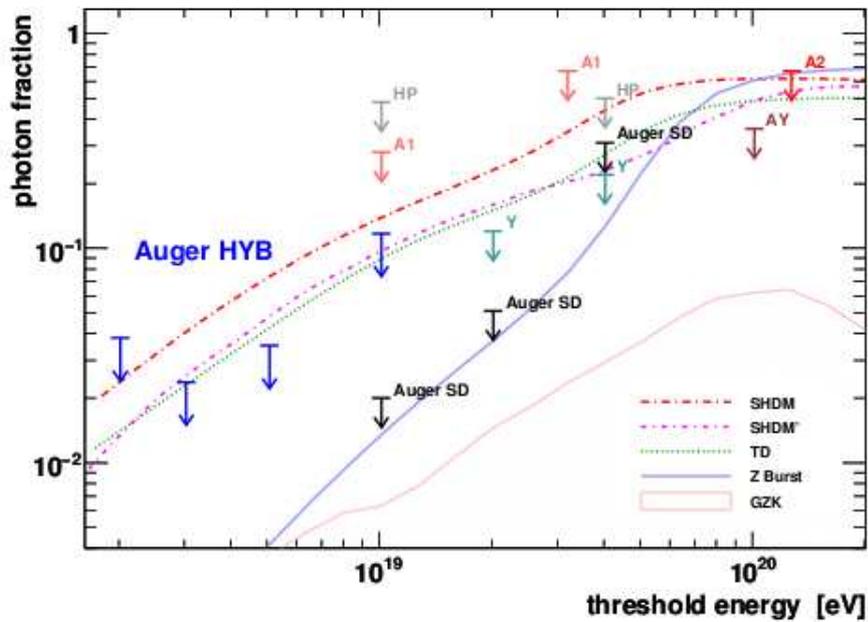
**Figura 4.5:** Desviación de los observables medidos con el detector de superficie con respecto al valor medio de fotones para el 5% de los datos (■) y simulaciones de fotones (+). La línea sólida indica el componente principal y la punteada, el eje perpendicular a dicho componente.

encontró un evento candidato a fotón. Los valores para la cota en el flujo son, respectivamente,  $3.8 \times 10^{-3}$ ,  $2.5 \times 10^{-3}$  y  $2.2 \times 10^{-3} \text{ km}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{yr}^{-1}$  (con un nivel de confianza, CL, del 95%). Los límites obtenidos para la fracción, 2.0%, 5.1% y 31% (también con un 95% CL). En la figura 4.6 se comparan estos resultados con experimentos anteriores y con predicciones teóricas.

También se realizaron en el Observatorio Pierre Auger estudios del flujo de fotones utilizando la técnica híbrida [91, 92]. La idea básica es comparar los valores de  $X_{\text{max}}$  medidos con los que se esperan para fotones primarios, dado que éstos tienen un  $X_{\text{max}}$  significativamente más profundo que los núcleos o protones. Se buscan eventos con características “fotónicas”:  $X_{\text{max}}$  mayor a la media esperada para fotones en esa energía y dirección. Se realizan simulaciones para analizar si la cantidad de candidatos encontrados es estadísticamente diferente a la esperada si sólo se consideraran primarios nucleares. Esto depende significativamente de la composición esperada a esa energía y de los

modelos de interacción hadrónica. Para el modelo QGSJET01, se encontró que el número de candidatos fotónicos encontrados está dentro de lo esperado tanto para primario protón como para hierro.

Los resultados de ambos estudios se presentan en la figura 4.6.



**Figura 4.6:** Límite superior al flujo integral de fotones. Las flechas negras indican los valores obtenidos con el detector de superficie y las azules, con técnica híbrida por el Observatorio Pierre Auger. Se indican predicciones de distintos modelos top-down y del flujo de fotones GZK. Se compara con un flujo indirecto obtenido por AGASA (A1,A2), AGASA-Yakutsk (AY), Yakutsk (Y) y Haverah Park (HP).

## 4.4 Límite al flujo difuso de neutrinos ultra energéticos

La búsqueda de neutrinos ultra energéticos puede abrir una ventana a regiones del universo desconocidas, ya que pueden atravesar grandes cantidades de materia. Además, los neutrinos, al no estar cargados, no pueden ser desviados por campos magnéticos, y por lo tanto, apuntan a sus fuentes. La existencia de rayos cósmicos a energías mayores a  $10\text{EeV}$  permite pensar en la existencia de neutrinos a estas energías. Se espera que los neutrinos sean producidos simultáneamente a los rayos cósmicos y en la interacción de éstos con la radiación de fondo. Dada esta relación con la producción y transporte de rayos cósmicos, la detección de neutrinos proveería de importante información sobre el origen de los rayos cósmicos.

Los modelos de propagación de rayos cósmicos consideran la producción de piones decayendo en neutrinos. Si los núcleos son de origen extragaláctico son acelerados en condiciones astrofísicas extremas, su interacción con la materia o con la radiación en la región de producción debería originar piones, que al decaer generarían flujos de neutrinos. El mecanismo GZK también es una fuente de neutrinos: la interacción de protones con la radiación cósmica de fondo da origen a los neutrinos cosmológicos, y la de los núcleos con luz infrarroja que disocia al núcleo. Los modelos top-down, aunque descartados en parte por el estudio del flujo de fotones (presentado en la sección anterior), también implica un flujo significativo de neutrinos, mayor al esperado por interacciones de los rayos cósmicos con las radiaciones de fondo.

Los neutrinos  $\nu_\tau$  entrando a la Tierra justo bajo el horizonte pueden producir un leptón  $\tau$  muy penetrante por interacción de corriente cargada débil. Cuando la interacción ocurre muy cerca de la superficie de la Tierra, el  $\tau$  puede escapar a la atmósfera y decaer durante el vuelo. Esto en general produciría una lluvia de partículas casi horizontal y en sentido ascendente, para una superficie terrestre ideal esférica. El Observatorio Pierre Auger desarrolló un método

---

para identificar lluvias generadas por  $\nu_\tau$  y puso una cota superior a su flujo [93].

El detector SD del Observatorio Pierre Auger también es sensible a los neutrinos “down-going” de todos los sabores que interactúan en la atmósfera e inducen una lluvia cerca del suelo [94]. Estos neutrinos pueden interactuar a través de corrientes cargadas o neutras e inducir cascadas de partículas en la atmósfera.

La identificación de lluvias producidas por neutrinos entre las iniciadas por nucleones se basa en una idea simple: los neutrinos pueden atravesar una gran cantidad de materia y generar lluvias “jóvenes” muy inclinadas (quasihorizontales) que se extienden temporalmente en la superficie. Para desarrollar un criterio de selección, se tuvo en cuenta el tipo de señales que se espera obtener con lluvias muy inclinadas. A medida que la lluvia atraviesa la atmósfera, el componente electromagnético va disminuyendo y en un par de unidades de profundidad atmosférica vertical, sólo sobreviven muones de alta energía. Mientras se desarrolla el componente electromagnético, la amplitud temporal del frente de partículas es grande ( $\sim \mu$  ns). Cuando la lluvia es más vieja, los muones llegan en una ventana temporal más pequeña,  $\sim 100$ ns. Esto implica que lluvias muy inclinadas producidas por protones o núcleos (o hasta fotones) en lo alto de la atmósfera llegan al nivel de observación como un frente fino y plano de muones acompañado de un halo electromagnético, producido por bremsstrahlung, producción de pares y decaimiento de muones, con una estructura temporal similar a la de los muones. En cambio, si la lluvia es inducida por una partícula que interactúa profundamente en la atmósfera, o sea más cerca del nivel de observación, su componente electromagnético podría llegar al suelo y se vería como una señal extendida en el tiempo. Dado que las señales de SD están digitalizadas utilizando FADC, es posible distinguir sin lugar a dudas señales estrechas de las extendidas.

El criterio para seleccionar lluvias generadas por neutrinos y la exposición del detector están basados en técnicas de Monte Carlo [95]. Se realizaron simu-

---

laciones de neutrinos, utilizando HERWIG [96] para la primera interacción y AIRES [97] para el desarrollo de la cascada. Las lluvias producidas por neutrinos tau (la interacción de corriente cargada seguida del decaimiento del lepton tau) son generadas con Tauola para simular los productos del decaimiento del tau.

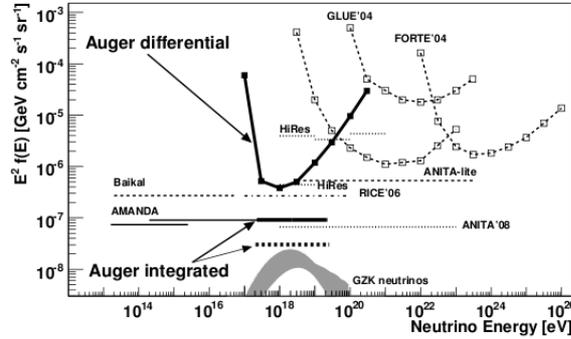
Las simulaciones indican que sólo las señales de las primeras estaciones del arreglo de SD que detectan la lluvia son más anchas que aquéllas inducidas por lluvias generadas más arriba en la atmósfera. Se contruyó un conjunto de condiciones para seleccionar lluvias iniciadas por neutrinos “down-going”, utilizando datos del detector de superficie del Observatorio Pierre Auger tomados entre enero del 2004 y octubre del 2007 como “datos de entrenamiento”. El método desarrollado se basa en la relación espacio temporal entre las señales de las primeras estaciones a las que llegó la lluvia, la forma del patrón de la lluvia en el arreglo de superficie y la velocidad aparente a la cual la señal se mueve por el arreglo.

Se aplicaron los cortes de selección en datos tomados por el arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger entre noviembre del 2007 y febrero del 2009. No se encontraron candidatos a neutrinos y se estableció una cota para neutrinos ultra energéticos. Para ello, se calculó la exposición para neutrinos ultra energéticos del arreglo de superficie con simulaciones de Monte Carlo.

Para los neutrinos tau, el procedimiento es similar, y se tomaron datos entre enero del 2004 y febrero del 2009 para establecer la cota superior al flujo de neutrinos.

El límite para el flujo de neutrinos en el caso más desfavorable (teniendo en cuenta los errores sistemáticos) se muestra en la figura 4.7. Se utilizan dos tipos de formatos: integrado (por un flujo con ley de potencias  $E^{-2}$ ) y diferencial ( $2.3/\text{Exposición} \cdot E_\nu$ ). El formato diferencial muestra que la sensibilidad del Observatorio Pierre Auger tiene un pico en un estrecho rango de energía cercano a donde se esperan los neutrinos GZK.

---



**Figura 4.7:** Cotas superiores al 90% CL diferenciales e integradas al flujo difuso de neutrinos para neutrinos ultra energéticos “down-going” y para neutrinos tau. La zona sombreada corresponde a la región permitida para el flujo de neutrinos GZK según diferentes suposiciones.

## 4.5 Profundidad del máximo de la lluvia para energías mayores a $10^{18}$ eV

La profundidad atmosférica,  $X_{\max}$ , donde el desarrollo longitudinal de la lluvia es máximo (máximo número de partículas secundarias) está correlacionado con la masa de la partícula primaria. Como se verá en los capítulos siguientes, la sensibilidad de esta variable es clave para el estudio presentado en esta Tesis.

En la subsección 1.4.2 se describió el modelo simplificado que ilustra la dependencia lineal de  $X_{\max}$  con la masa de la partícula primaria. En 2.1 se explicó el teorema del *elongation rate*, y la sensibilidad del cambio de  $\langle X_{\max} \rangle$  por década de energía a cambios de composición con energía (2.4).

Otro observable también sensible a composición es la magnitud de la fluctuación lluvia a lluvia del máximo,  $\text{RMS}(X_{\max})$ , que se espera decretezca con el número de nucleones de la partícula primaria  $A$  (aunque a una tasa menor a  $1/\sqrt{A}$ ), y aumente con la longitud de interacción de dicha partícula.

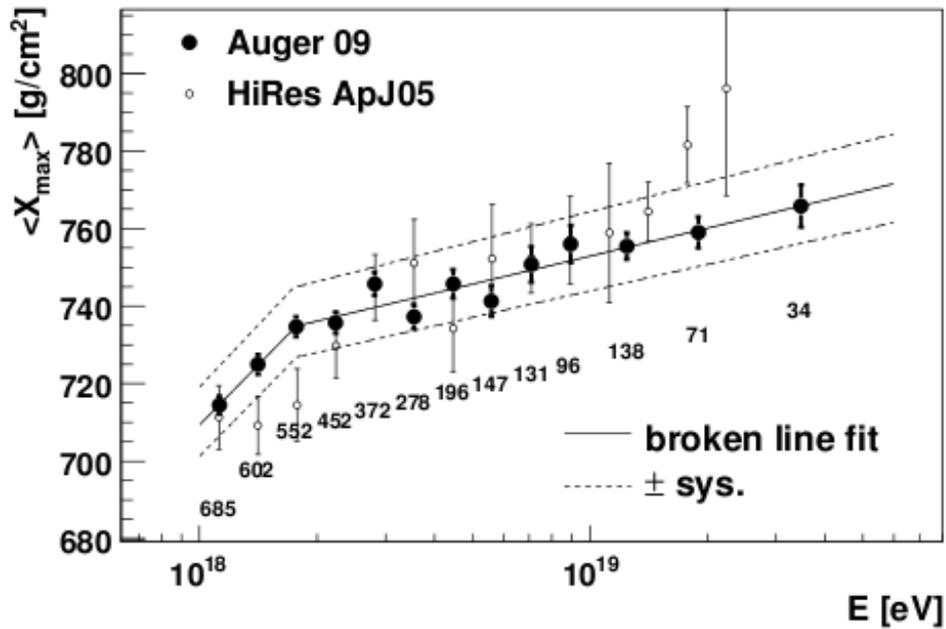
A ultra alta energía,  $X_{\max}$  puede ser observado directamente con los de-

tectores de fluorescencia. La medición del valor medio de  $X_{\max}$  en función de la energía se realizó en el Observatorio Pierre Auger [98] considerando datos detectados en modo híbrido entre diciembre del 2004 y marzo del 2009. Se realizaron cortes de calidad a los datos. El  $X_{\max}$  debía estar en el campo visual de los detectores de fluorescencia. Por lo menos una estación de SD debía estar en coincidencia temporal. Por esto último se trabajó con eventos de energía mayor a  $10^{18}$  eV, porque a partir de esta energía la probabilidad de disparar por lo menos una estación de SD es del 100%, independientemente de la masa de la partícula primaria. Se minimizó el impacto de las condiciones atmosféricas en la medición rechazando datos tomados cuando había nubes y con una mala medición de la profundidad vertical de los aerosoles. La distorsión en los perfiles longitudinales se descartó con un corte de  $\chi^2/\text{Ndof} < 2.5$  en el ajuste de la función Gaisser-Hillas. Para evitar posibles incertezas en la sincronización temporal entre ambos detectores, se trabajó con eventos con ángulo de emisión hacia el detector de fluorescencia menor a  $20^\circ$ . Este corte también elimina eventos con una fracción alta (50%) de luz Cherenkov. Se descartaron eventos donde sólo se observaba la primera o última porción del perfil longitudinal, y se pidió también que la incerteza en la reconstrucción de  $X_{\max}$  fuera menor a  $40\text{g cm}^{-2}$ . Estos últimos dos cortes podrían causar un sesgo de selección debido a un subsampleo sistemático de las colas de las distribuciones verdaderas de  $X_{\max}$ , dado que se podrían haber rechazado lluvias desarrolladas muy rápidamente o más profundamente en la atmósfera. Para evitar este posible sesgo, se aplicaron cortes de volumen fiduciaros para  $\langle X_{\max} \rangle$  y  $\text{RMS}(X_{\max})$ , asegurándose así que el rango visible de  $X_{\max}$  para cada lluvia fuera suficiente para poder detectar la distribución completa de  $X_{\max}$ .

Después de los cortes, 3754 eventos fueron seleccionados. La resolución de  $X_{\max}$  en función de la energía para estos eventos se estimó utilizando una simulación detallada del detector de fluorescencia y de la atmósfera, y se obtuvo un valor de  $20\text{g cm}^{-2}$ . Estos resultados fueron chequeados con los eventos detectados independientemente por más de un ojo del detector de fluorescencia.

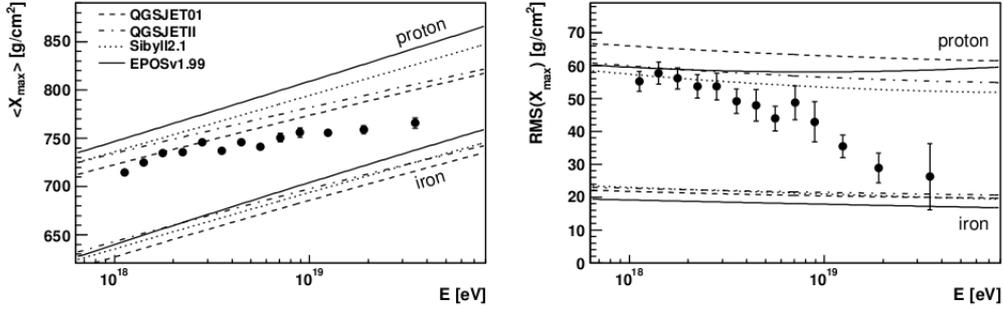
---

Los valores medidos de  $\langle X_{\max} \rangle$  y su RMS en función de la energía se muestran en las figuras 4.8, 4.9. Las incertezas sistemáticas debidas a la calibración, las condiciones atmosféricas, la reconstrucción y la selección de eventos son de hasta  $13\text{g cm}^{-2}$  para  $\langle X_{\max} \rangle$  y  $6\text{g cm}^{-2}$  para el RMS. Los resultados son independientes del ángulo cenital, período temporal de toma de datos y estaciones de fluorescencia utilizadas, dentro de las incertezas.



**Figura 4.8:**  $\langle X_{\max} \rangle$  en función de la energía. Se indica el ajuste por dos rectas. Las incertezas sistemáticas se indican con una línea punteada. Los números corresponden a la cantidad de datos en cada bin de energía. Se muestra la medición de Hi-Res para comparar.

Se ajustó a los datos un *elongation rate* con dos pendientes, como se indica en la figura 4.8, obteniendo un valor de  $106_{-21}^{+35}\text{g cm}^{-2}/\text{década}$  para energía menor a  $10^{18.24 \pm 0.05}$  eV, y  $24 \pm 3\text{g cm}^{-2}/\text{década}$  para energía mayor a  $10^{18.24 \pm 0.05}$ . Si las propiedades de las interacciones hadrónicas no cambian mucho con la energía, este cambio en  $\Delta D_{10} = (82_{-21}^{+35})\text{g cm}^{-2}$  implicaría un cambio en la dependencia en energía de la composición alrededor del tobillo



**Figura 4.9:** A la izquierda, comparación de  $\langle X_{\max} \rangle$  en función de la energía con simulaciones con partículas primarias protón y hierro, distintos modelos de interacción hadrónica. A la derecha,  $\text{RMS}(\langle X_{\max} \rangle)$  en función de la energía, también comparado con simulaciones.

del espectro de rayos cósmicos, lo cual apoya la hipótesis de una transición en esta región de rayos cósmicos galácticos a extragalácticos.

Las fluctuaciones lluvia a lluvia,  $\text{RMS}(\langle X_{\max} \rangle)$ , fueron calculadas sustrayendo en cuadratura la resolución del detector del ancho de las distribuciones de  $X_{\max}$ , lo cual llevó a correcciones menores a  $6\text{g cm}^{-2}$ . Suponiendo nuevamente que las propiedades de las interacciones hadrónicas no varían significativamente con la energía, el comportamiento de  $\text{RMS}(\langle X_{\max} \rangle)$  indicaría un aumento de la masa de la partícula primaria con la energía.

Para la interpretación de los valores absolutos de  $X_{\max}$  y  $\text{RMS}(\langle X_{\max} \rangle)$  es necesario utilizar simulaciones. Las conclusiones cambian con los modelos hadrónicos (figura 4.9). Sin embargo, si estos modelos describen la realidad, la comparación de las simulaciones con los datos también muestra un aumento gradual de la masa promedio de los rayos cósmicos ultra energéticos .

## Capítulo 5

# Estructura temporal del frente de EAS y composición de rayos cósmicos

### 5.1 $t_{30}-t_{10}$

Tradicionalmente, la estructura del frente de la cascada de partículas secundarias producida en la atmósfera por rayos cósmicos de ultra alta energía se ha estudiado a partir de la distribución temporal de las señales colectadas con los arreglos de superficie. En particular, hasta el presente se utilizó el risetime ( $t_{50} - t_{10}$ ) [43]. La calidad de las señales obtenidas con los detectores de superficie del Observatorio Pierre Auger permite el estudio de otros parámetros temporales, sin pérdida de precisión en la toma de datos [99]. En este trabajo se analizó  $t_{30} - t_{10}$ , el tiempo que tarda la señal en incrementarse del 10% al 30% de su valor total. El  $t_{30} - t_{10}$  está más relacionado con la primera parte de la señal, como puede apreciarse en la figura 5.1, y por lo tanto es más sensible al contenido muónico de la lluvia. Asimismo, no se ve tan afectado por efectos relacionados a la cola de la señal, dominada por el componente electromagético

---

de la cascada, como la asimetría acimutal, descrita en la sección 2.4.

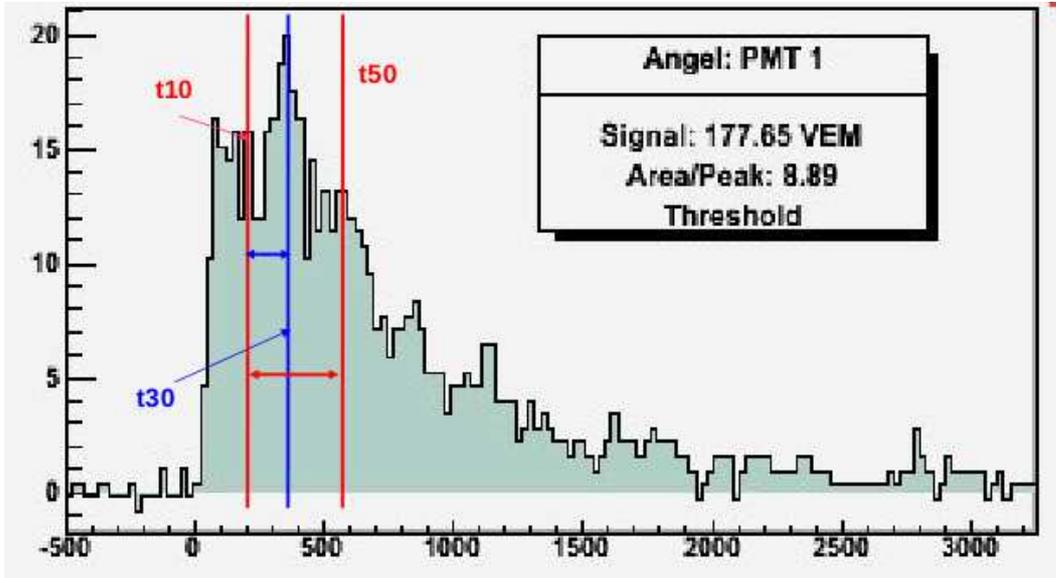


Figura 5.1: Ejemplo de una traza FADC. En rojo,  $t_{50}$  y  $t_{10}$ , en azul  $t_{30}$ .

## 5.2 Parámetro $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$

La forma de la traza en los detectores Cherenkov del Observatorio Pierre Auger (señal de los detectores de superficie descrita en el capítulo 3) depende de la energía depositada por las partículas en la estación y de su tiempo de arribo: los muones llegan al nivel del suelo con energía del orden del GeV y antes que las partículas electromagnéticas, con energía promedio del orden del MeV. Así, el componente electromagnético domina la última porción de la señal. La proporción de contenido muónico a electromagnético en el nivel de observación depende de la cantidad de atmósfera atravesada, y esta relación se refleja en las trazas. Esto implica que las distribuciones temporales son sensibles al desarrollo de la lluvia: para una lluvia que se desarrolla más arriba en la atmósfera, la proporción de contenido muónico a electromagnético será diferente al de una que comience más profundamente, lo cual se refleja en un menor valor

de  $t_{30} - t_{10}$  (para una dada energía, ángulo cenital  $\theta$  y distancia al punto de impacto del centro de la lluvia, *core*).

Las cascadas producidas por una partícula primaria, a una dada energía y ángulo cenital, tienen fluctuaciones intrínsecas que se reflejan en fluctuaciones de las distribuciones temporales [100]. Esto hace que una parametrización evento a evento de las variables temporales sea muy imprecisa, complicado aún más por el bajo número de estaciones que quedan luego de aplicar cortes de calidad (especialmente en eventos de baja energía y menor  $\theta$ ). Por otra parte, el uso de una parametrización por evento incluye incertezas sistemáticas en el análisis difíciles de evaluar. Sin embargo, es posible medir un comportamiento promedio para todos los eventos, y obtener una parametrización general de la variable temporal elegida. La desviación respecto a este comportamiento general puede calcularse para cada evento, introduciendo una variable global apropiada.

Las fluctuaciones evento a evento del risetime han sido estudiadas como la variable  $\langle \Delta_i \rangle$  [101, 45], tomando la distancia de los valores del risetime (pesados por su incerteza) al valor promedio de referencia a energía de  $10^{19}$  eV. En el citado análisis, se deconvolucionaba la respuesta del detector a partir de la señal medida y el risetime era corregido por asimetría acimutal con una parametrización. En la presente Tesis, se tomó esta idea, modificándola para definir una variable óptima  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  en diferentes rangos de energía utilizando  $t_{30} - t_{10}$ . Las trazas fueron utilizadas sin ningún proceso adicional al realizado normalmente durante la reconstrucción. Tampoco fue necesario tener en cuenta la asimetría acimutal, cuyo valor absoluto es menor para la variable temporal  $t_{30} - t_{10}$  que para el risetime.

Entonces, el primer paso es definir la variable  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  por evento que mide la distancia del  $t_{30} - t_{10}$  de cada estación disparada por la lluvia al valor promedio de  $t_{30} - t_{10}$  para esa energía, pesada por el error de medición de  $t_{30} - t_{10}$ .  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  se calcula según

$$\langle \Delta_E \rangle_{ev} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{t_i - t(r, \theta, E)}{\sigma_t} \quad (5.1)$$

donde  $n$  es la cantidad de estaciones en el evento (que pasan los cortes de selección). Básicamente,  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es un parámetro que mide el promedio de los residuos de la parametrización general de  $t_{30} - t_{10}$  por cada evento, a una energía  $E$ .

Parte de los objetivos de esta tesis es estudiar la sensibilidad de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  a la composición de la partícula primaria y desarrollar un método para obtener  $X_{\max}$  a partir de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ , lo que permite usar toda la estadística del detector de superficie (SD) del Observatorio Pierre Auger, con un  $\sim 90\%$  más de datos que el detector de fluorescencia (FD), que mide directamente el  $X_{\max}$ .

La incerteza de medición de  $t_{30} - t_{10}$  es obtenida en la sección 5.3. Los cortes de selección de eventos se describen en la sección 5.4. En la sección 5.5, el valor de referencia de  $t_{30} - t_{10}$  es calculado a partir de la llamada función *benchmark*, la parametrización de  $t_{30} - t_{10}$  en función de  $r$ ,  $\theta$  y energía  $E$ . El parámetro  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  propiamente dicho es estudiado en la sección 5.6: el comportamiento con la energía, posibles sesgos y fluctuaciones. En el capítulo 6, la relación entre  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  y  $X_{\max}$  es estudiada con eventos híbridos medidos por ambos tipos de detectores. Finalmente, la relación funcional obtenida entre  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  y  $X_{\max}$  es aplicada a todos los datos de SD, obteniendo el comportamiendo promedio de  $X_{\max}$  en función de la energía.

### 5.3 Incerteza de medición $\sigma_{t_{30}-t_{10}}$

El primer paso de cualquier análisis experimental es el estudio de las incertezas experimentales de las variables medidas. En este trabajo, se determinó  $\sigma_{t_{30}-t_{10}}$  utilizando datos de estaciones “twin”, estaciones en el arreglo de SD separadas unos 10m (ver descripción del arreglo de detectores de superficie en el capítulo

3).

### 5.3.1 Selección de datos de estaciones “twins”

Para el estudio particular de la determinación de la incerteza de medición de  $t30 - t10$ , a fin de ganar estadística, se seleccionaron eventos que satisficieran sólo el nivel de trigger T4. Se aplicaron los siguientes cortes de selección[102]:

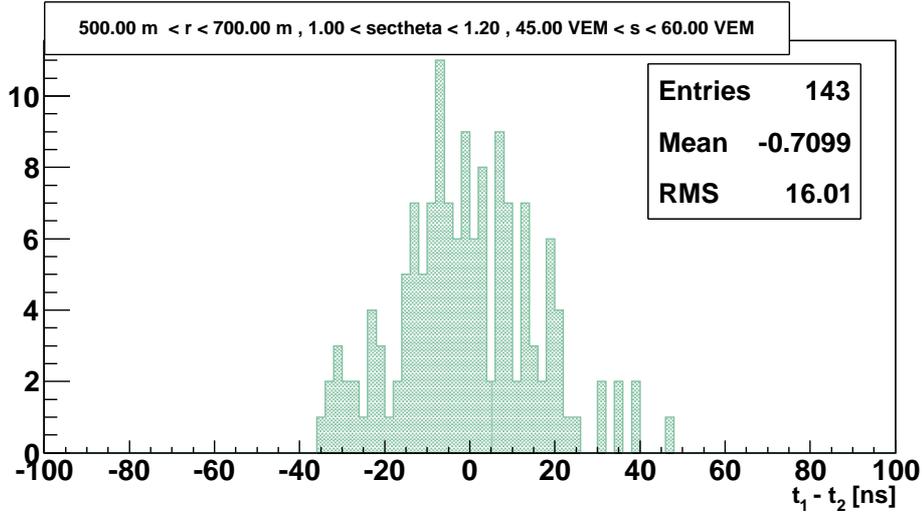
- $s_i < 1000$  VEM para evitar saturación
- $s > 10$ VEM, donde  $s$  es la señal promedio entre las dos estaciones del par twin  $s = \frac{s_1+s_2}{2}$  ( $s_i$  es la señal de cada estación)
- $|\frac{s_1-s_2}{2}| < \sigma_s$  donde  $\sigma_s = (0.32 + 0.42 \cdot \sec \theta) \cdot \sqrt{s}$  [103]
- el RMS del risetime entre los PMTs (calculado por el Offline) menor a 20ns

### 5.3.2 $\sigma_{t30-t10}$ en función del ángulo cenital, distancia al punto de impacto de la lluvia y señal integrada

Con el fin de estudiar la dependencia de  $\sigma_{t30-t10}$  con  $\theta$ ,  $r$  y  $s$ , se dividió el conjunto de datos en rangos de 0.2 en  $\sec \theta$ , de 200m en distancia al *core*  $r$  y 15 VEM en señal  $s$ . En cada grupo, se calculó la diferencia entre el  $t30 - t10$  de una estación y de su “twin”, y se construyó un histograma con estos valores. Se espera que el valor medio de dicho histograma sea  $\sim 0$ , como se observa en la figura 5.2. La incerteza de medición  $\sigma_{t30-t10}$  se calculó a partir de:

$$\sigma_{t30-t10} = \frac{\sigma(t_1 - t_2)}{\sqrt{2}} \quad (5.2)$$

donde  $t_1$  y  $t_2$  son los valores de las distribuciones temporales  $t_{30} - t_{10}$  de cada estación del par. Un ejemplo de estos histogramas se muestra en la figura 5.2, correspondiente a un rango de  $r$  entre 500m y 700m,  $\sec \theta < 1.2$  y señal entre 45 VEM y 60 VEM.



**Figura 5.2:** Histograma de la diferencia de  $t_{30} - t_{10}$  entre estaciones “twins”, distancia al eje entre 500m y 700m,  $\sec \theta < 1.2$ , señal entre 45 y 60 VEM

El efecto de la respuesta del detector es menor para valores mayores de la señal, por lo tanto para cada rango de  $\sec \theta$  y  $r$  éste fue parametrizado por:

$$\sigma_{t_{30}-t_{10}} = \frac{j(\theta, r)}{s} + k(\theta, r) \quad (5.3)$$

Dado que  $k(\theta, r)$  es el valor asintótico de  $\sigma_{t_{30}-t_{10}}$ , el ajuste fue limitado a valores positivos de  $k(\theta, r)$ .

En la figura 5.3 se muestran los ajustes de  $\sigma_{t_{30}-t_{10}}$  como función de la señal según la ecuación 5.3. Se ve que, como se esperaba, el error de medición es menor para mayores valores de señal. En particular, para valores mayores a 20 VEM,  $\sigma_{t_{30}-t_{10}}$  es más estable, y no varía con la señal tan rápidamente como para valores menores.

La parametrización final de  $j(\theta, r)$  y  $k(\theta, r)$  se obtuvo a partir de las expresiones (5.4) y (5.5):

$$j(\theta, r) = (-260 + 0.7 * r) + (40 - 0.034 * r) / \cos(\theta) \quad (5.4)$$

$$k(\theta, r) = (-53 + 0.12 * r) + (37 - 0.076 * r) / \cos(\theta) \quad (5.5)$$

A modo de ejemplo, algunos valores de la incerteza de  $t_{30} - t_{10}$  se muestran en la tabla 5.1, para señal 7 VEM, 40 VEM y 75 VEM.

$\sec\theta$	r[m]	s[VEM]	t30-t10[ns]	$\sigma_{t_{30}-t_{10}}$ [ns]
1.0 - 1.2	600	75	80	12
1.0 - 1.2	1200	7	170	100
1.4 - 1.6	600	40	56	11

**Tabla 5.1:** Valores de  $\sigma_{t_{30}-t_{10}}$

## 5.4 Selección de datos para el análisis de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$

El análisis de los datos del detector de superficie se realizó con eventos tomados entre enero del 2004 y agosto del 2009. El corte para el conjunto de datos se tomó por la necesidad de utilizar eventos híbridos también reconstruidos con el detector de fluorescencia, que requieren la utilización de bases de datos sobre condiciones atmosféricas actualizadas hasta el análisis de la Colaboración Pierre Auger descrito en 4.5. Los eventos fueron reconstruidos con el software Offline Godot v2r5p7.

Los datos de SD utilizados fueron seleccionados con el trigger de mayor calidad, T5. A partir del conjunto de datos resultante, se tomaron sólo eventos

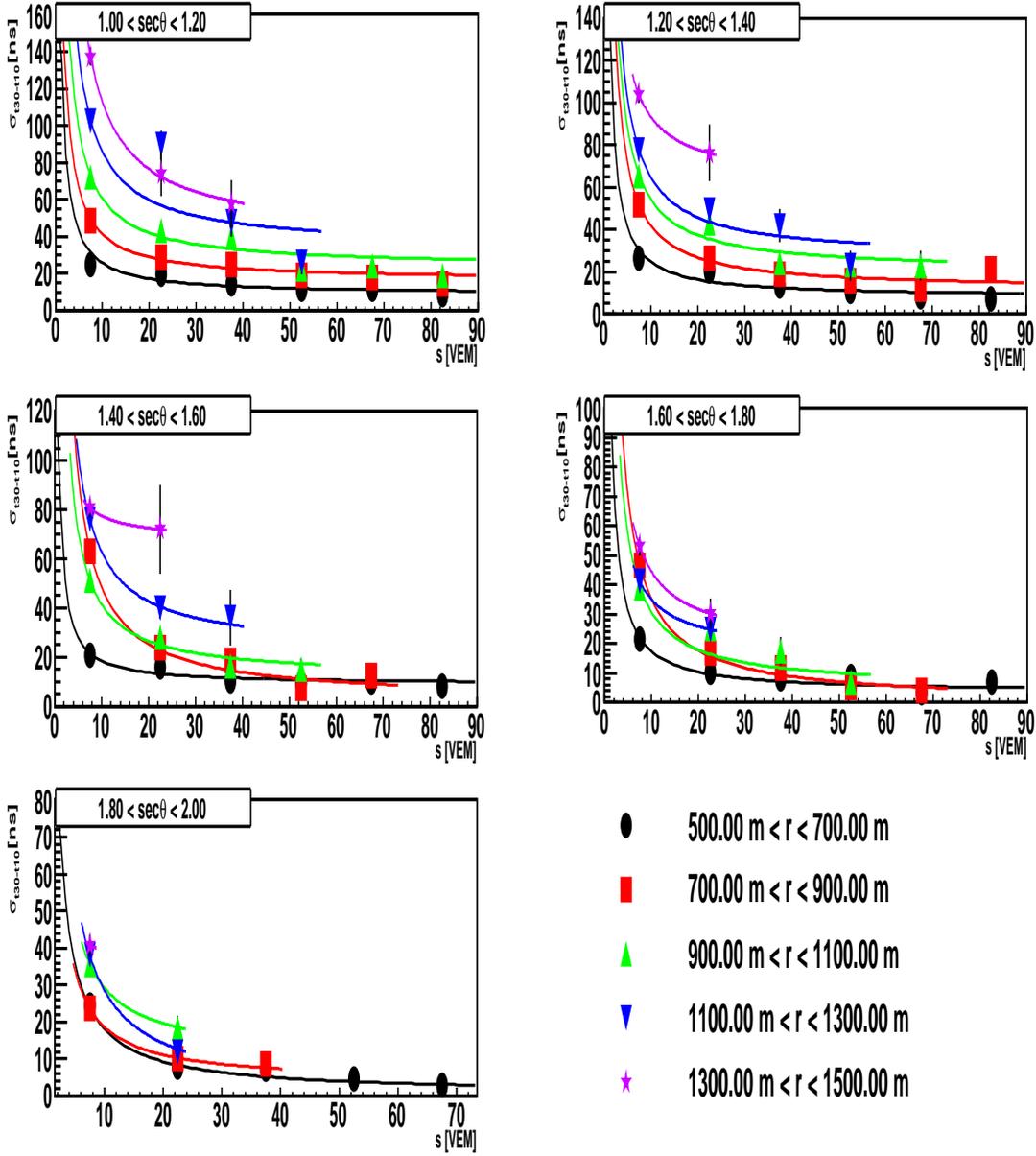


Figura 5.3:  $\sigma_{t30-t10}$  como función de la señal integrada en las estaciones Cherenkov.

con  $\sec \theta < 1.5$  para evitar el efecto de digitalización. Este efecto resulta en una cota inferior en los valores medidos de las distribuciones temporales. Por lo tanto, dado que los valores medios de las distribuciones temporales disminuyen con  $\sec \theta$ , para cascadas más inclinadas se observa un corte inferior cuando se estudian las distribuciones de, en este caso,  $t_{30} - t_{10}$ . Este efecto se ejemplifica en la figura 5.4, donde se muestran histogramas de  $t_{30} - t_{10}$  para eventos con energía entre  $10^{18.9}$  eV y  $10^{19}$  eV, distancia al *core* entre 750m y 850m, y diez rangos equidistantes de  $\sec \theta$  desde 1.0 hasta 2.0. Para  $\sec \theta > 1.5$ , se observa claramente un corte en los valores inferiores de  $t_{30} - t_{10}$ , específicamente para  $t_{30} - t_{10} < 20$ ns. Esto implica que el detector no puede resolver valores de  $t_{30} - t_{10}$  menores a 20ns. Cualquier valor menor a éste será visto como 20 ns, generando una acumulación en los histogramas en dicho valor, y la pérdida de la forma simétrica de los histogramas para  $\sec \theta > 1.5$ . Por lo tanto, los estudios del valor medio y las fluctuaciones de  $t_{30} - t_{10}$  deben realizarse para  $\sec \theta < 1.5$ ; de otra manera, se introduciría un sesgo hacia valores mayores de  $t_{30} - t_{10}$ .

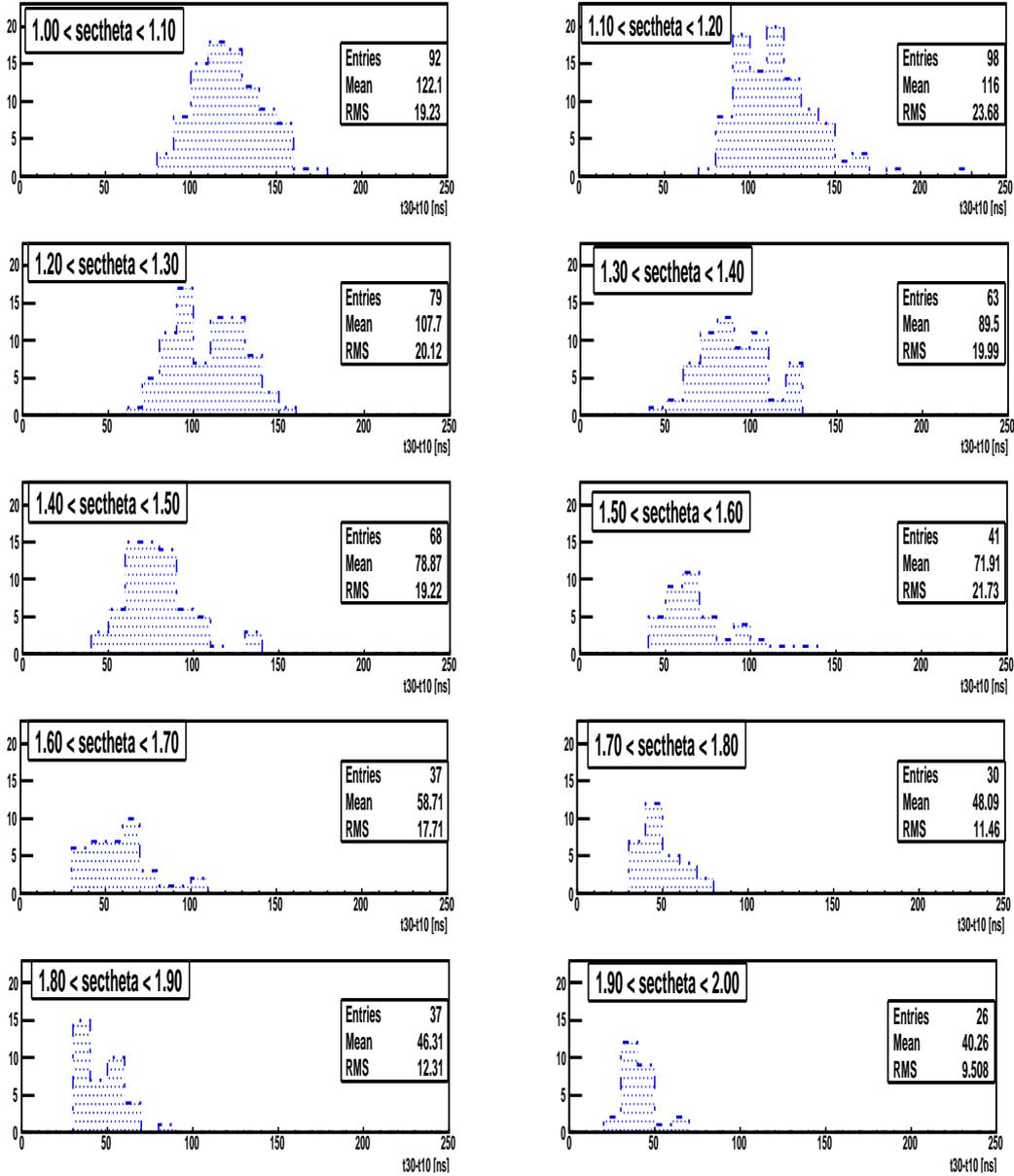
Con el fin de evitar fluctuaciones espúreas, se aplicaron cortes de calidad a los valores de señal de las estaciones,  $s$ , y su distancia al *core*,  $r$ :

- $s < 1000$  VEM, para evitar saturación
- $s < 20$ VEM, para trabajar en la región donde la incerteza de medición,  $\sigma_{t_{30}-t_{10}}$ , es menor
- $r > 600$ m, para evitar estaciones saturadas
- $r < 2000$  m, este corte está fuertemente correlacionado con el corte en señal

### 5.4.1 Eficiencia de la selección de eventos

Una vez que los cortes de selección han sido definidos, es necesario investigar que no se haya introducido ningún sesgo hacia alguna composición primaria

---



**Figura 5.4:** Distribuciones de  $t_{30} - t_{10}$  para distancias al *core* entre 750m y 850m, energía entre  $10^{18.9}$  eV y  $10^{19}$  eV, en diez rangos iguales de  $\sec \theta$  entre 1.0 y 2.0. Se observa que para  $\sec \theta > 1.5$  la forma de los histogramas cambia, y que hay un claro corte en los valores menores de  $t_{30} - t_{10}$  en  $\approx 20$  ns.

específica, dado que  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es un parámetro sensible a la masa de la partícula primaria. Con este fin, se comparó la eficiencia de selección para datos y para simulaciones de distintos primarios.

La eficiencia de la selección  $\epsilon$  se calculó como

$$\epsilon = \frac{N_{cortes}}{N_{total}} \quad (5.6)$$

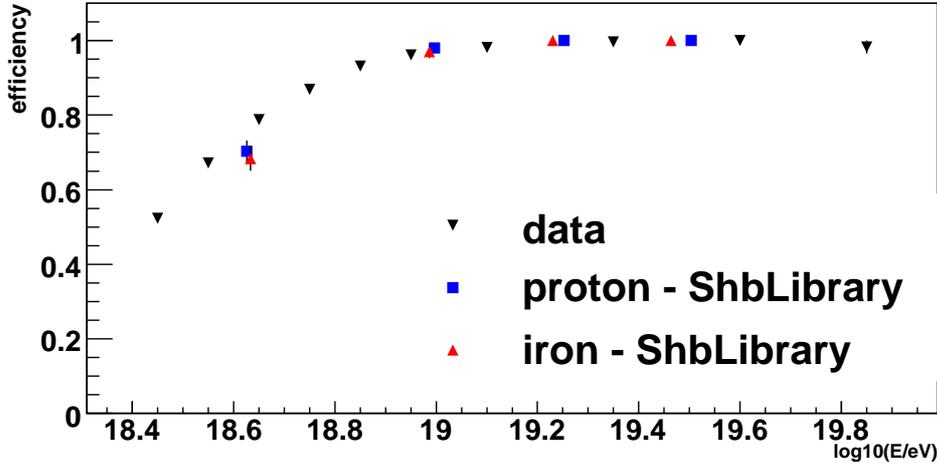
donde  $N_{total}$  es el conjunto de eventos T5 con  $\sec\theta < 1.5$ , y  $N_{cortes}$  es el subconjunto de dichos eventos cuyas estaciones tienen valores de  $s$  y  $r$  dentro de los rangos elegidos para este análisis.

La eficiencia  $\epsilon$  es graficada en función de la energía para datos y para simulaciones con dos tipos de partícula primaria (núcleos de hierro y protones) en la figura 5.5. Las simulaciones utilizadas fueron realizadas con el programa AIRES [97], modelo hadrónico QGSJETII. Como puede observarse en dicha figura, los cortes son completamente eficientes para energía mayor a  $10^{19}$  eV. Si bien a energías menores la eficiencia de las simulaciones es menor a la de los datos en  $\sim 5\%$ , no hay diferencias significativas entre partículas primarias. Esto permite concluir que no se introduce ningún sesgo hacia ninguna composición particular en el rango de energía estudiado.

## 5.5 Benchmark: $t_{30} - t_{10}$ en función de la distancia al eje, ángulo cenital y energía

Como se mencionó más arriba, las partículas en el disco de la lluvia no llegan simultáneamente al detector de superficie. Los tiempos de arribo se dispersan debido principalmente a efectos geométricos, y en segundo orden debido a diferencias de velocidad, dispersión múltiple y deflecciones geomagnéticas de

---



**Figura 5.5:** Eficiencia de la selección de estaciones en función de la energía. Comparación de datos con simulaciones de núcleos de hierro y protón como partículas primarias.

las partículas. Las primeras partículas en llegar al detector de superficie son los muones, que se dispersan poco, y no sufren dispersiones múltiples como las electromagnéticas, cuyos tiempos de arribo tienen distribuciones más extendidas.

Los parámetros temporales definidos a partir de las señales medidas en los detectores de superficie, como el risetime o el  $t_{30} - t_{10}$ , proveen una manera de medir los efectos del ancho temporal del frente de partículas. En los primeros estudios del risetime [43], se estableció su dependencia con la distancia al *core*  $r$ , ángulo cenital  $\theta$  y energía de la partícula primaria.

En esta sección se investiga la dependencia de  $t_{30} - t_{10}$  con la energía,  $\sec \theta$  y  $r$ . Primero, se estudió  $t_{30} - t_{10}$  en función de  $r$ , y se observó una dependencia parabólica. Luego, los parámetros obtenidos del ajuste parabólico fueron parametrizados como función de  $\sec \theta$ . Por último, los resultados de esta parametrización fueron estudiados en función de la energía. Las funciones obtenidas para describir  $t_{30} - t_{10}$  son los llamados “benchmarks”.

Con el fin de obtener estos benchmarks, el conjunto de datos fue dividido en ocho rangos iguales de  $\sec \theta$  entre 1.0 y 1.5 y diez rangos de energía entre  $10^{18.4}$  eV y  $10^{20.0}$  eV,  $\log(E/\text{eV})$  18.4-18.5, 18.5-18.6, 18.6-18.7, 18.7-18.8, 18.8-18.9, 18.9-19.0, 19.0-19.2, 19.2-19.5, 19.5-19.7, 19.7-20.0.

En cada rango de energía y  $\sec \theta$ , se determinó el  $t_{30} - t_{10}$  de cada estación que pasó los cortes de selección. Luego, éste se graficó con su incerteza en función de  $r$ , y se lo parametrizó por la función cuadrática (5.7), como se ilustra para un rango particular de energía en la figura 5.6.

$$t_{30} - t_{10}(r) = 20\text{ns} + a(\theta, E)\text{ns} \cdot \text{m}^{-1} \cdot r + b(\theta, E)\text{ns} \cdot \text{m}^{-2} \cdot r^2 \quad (5.7)$$

El valor en el origen de  $t_{30} - t_{10}(r)$  fue fijado en 20 ns para evitar valores no medibles. Este valor fue elegido dado que es la cota inferior para  $t_{30} - t_{10}$  debido al efecto de digitalización discutido en la sección 5.4.

Los parámetros  $a(\theta, E)$  y  $b(\theta, E)$  fueron estudiados en función de  $\sec \theta$  en cada rango de energía, y parametrizados según (5.8) y (5.9) respectivamente. Los resultados se muestran en las figuras 5.7 y 5.8.

$$a(\theta, E) = A_0(E) \cdot \exp - \frac{(\sec \theta - A_1(E))^2}{2 \cdot A_2(E)^2} \quad (5.8)$$

$$b(\theta, E) = B_0(E) + B_1(E) \cdot \sec \theta + B_2(E) \cdot r^2 \quad (5.9)$$

Los parámetros resultantes pueden a su vez ser estudiados en función de la energía, como se muestra en la figura 5.9. A mayor energía, la estadística colectada por el detector de superficie es menor que a más baja energía, lo que implica una mayor dispersión en los datos. Se observan dependencias linealmente crecientes para  $A_0$ ,  $B_0$  y  $B_2$  y decrecientes para  $A_1$ ,  $A_2$  y  $B_1$ , con

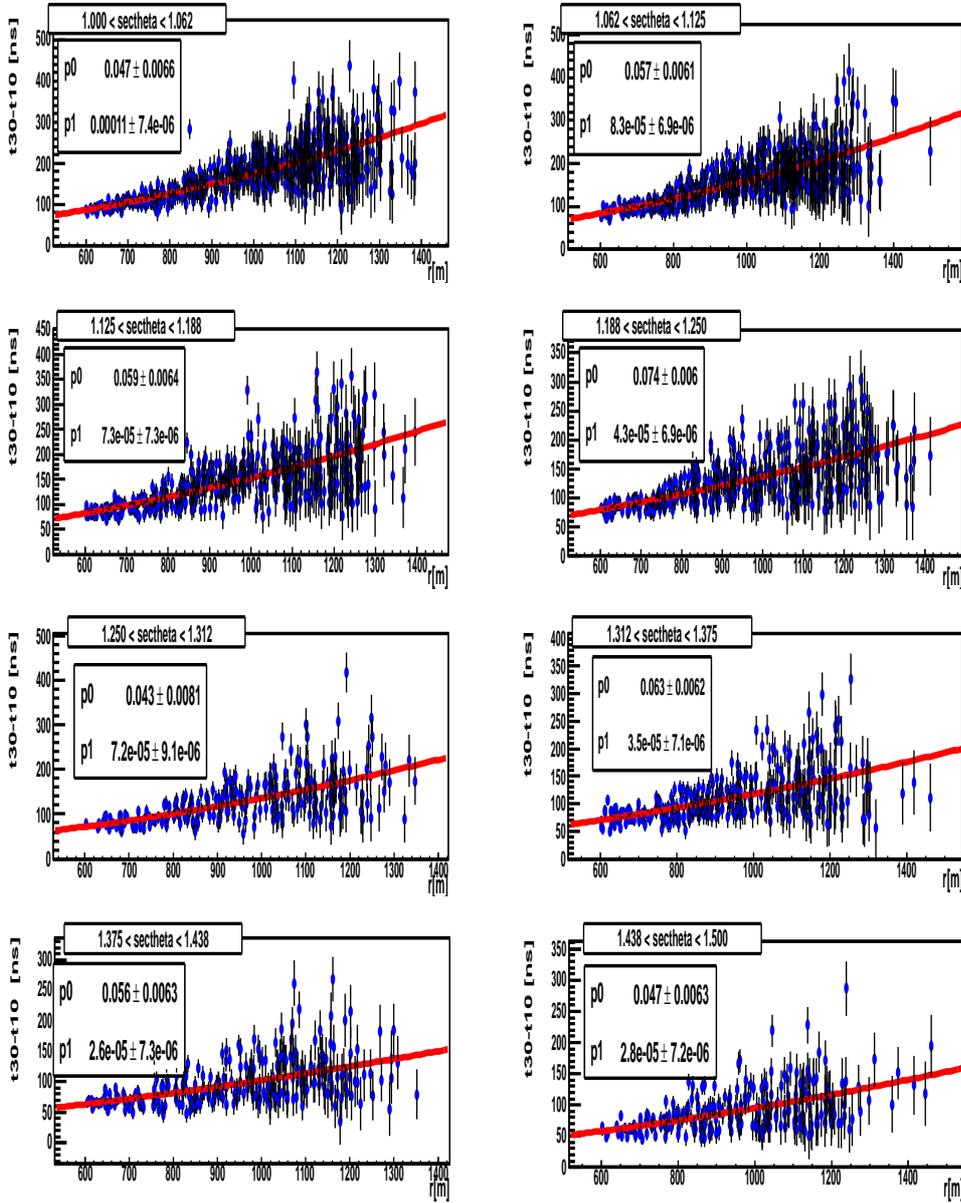


Figura 5.6:  $t_{30} - t_{10}$  vs  $r$  en ocho rangos de  $\text{sec } \theta$ , para energía entre  $10^{18.9}$  eV y  $10^{19}$  eV. Se muestra el ajuste a los datos por una parábola con valor fijo en el origen.

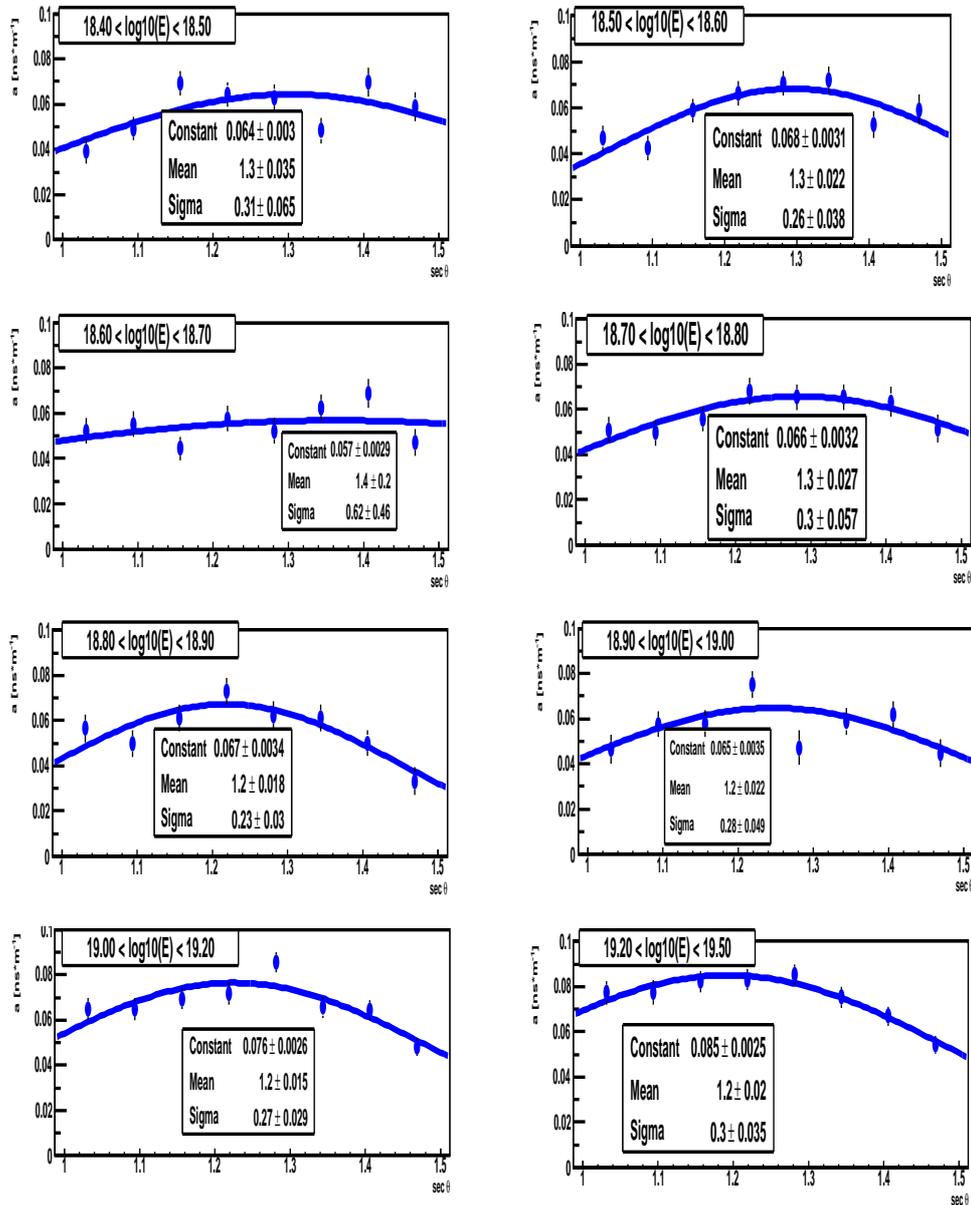


Figura 5.7: Parametrización del parámetro  $a$  del ajuste cuadrático de  $t_{30} - t_{10}$  vs  $r$  como función de  $\sec \theta$  para diferentes rangos de energía.

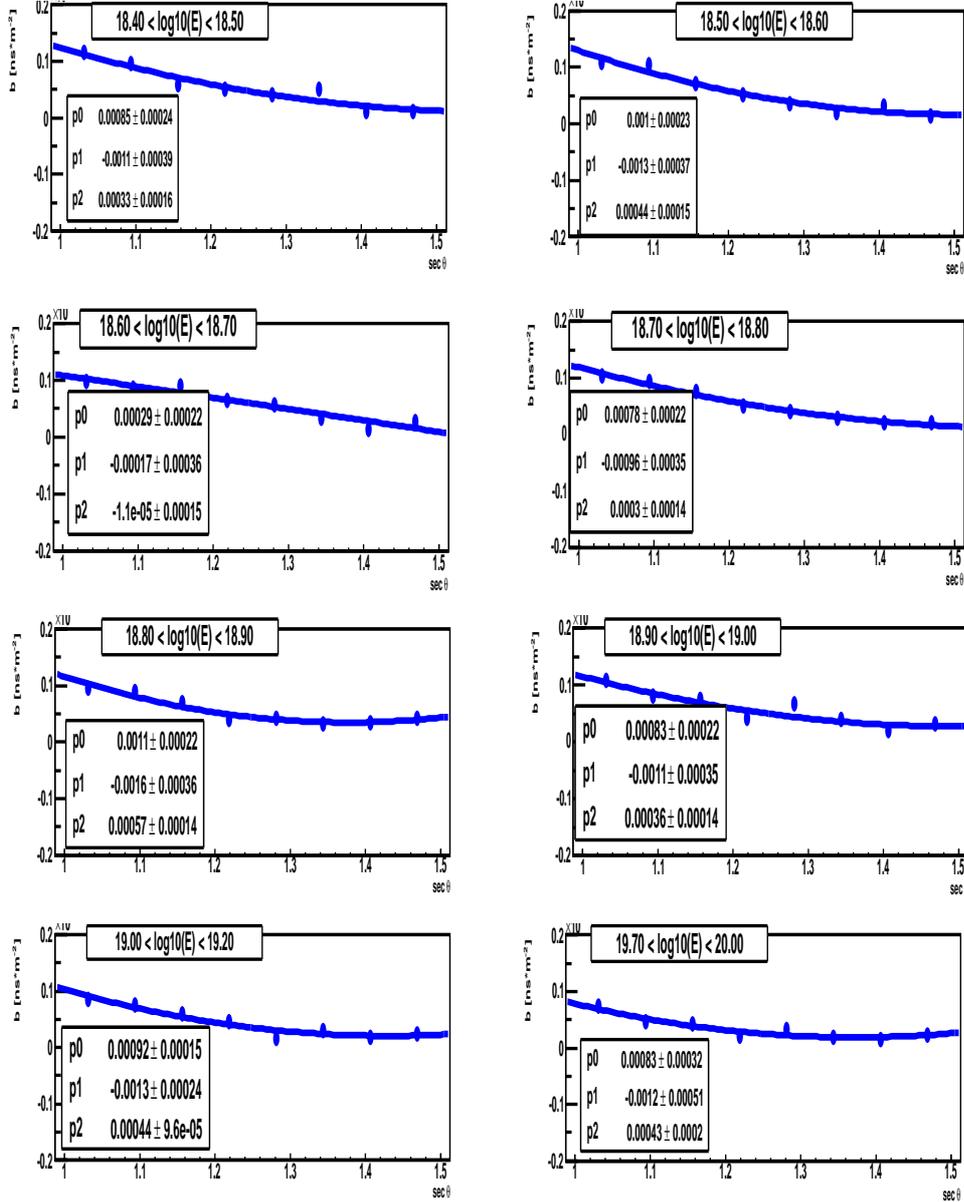


Figura 5.8: Parametrización del parámetro  $b$  del ajuste cuadrático de  $t_{30}-t_{10}$  vs  $r$  como función de  $\sec\theta$  para diferentes rangos de energía.

buena aproximación.

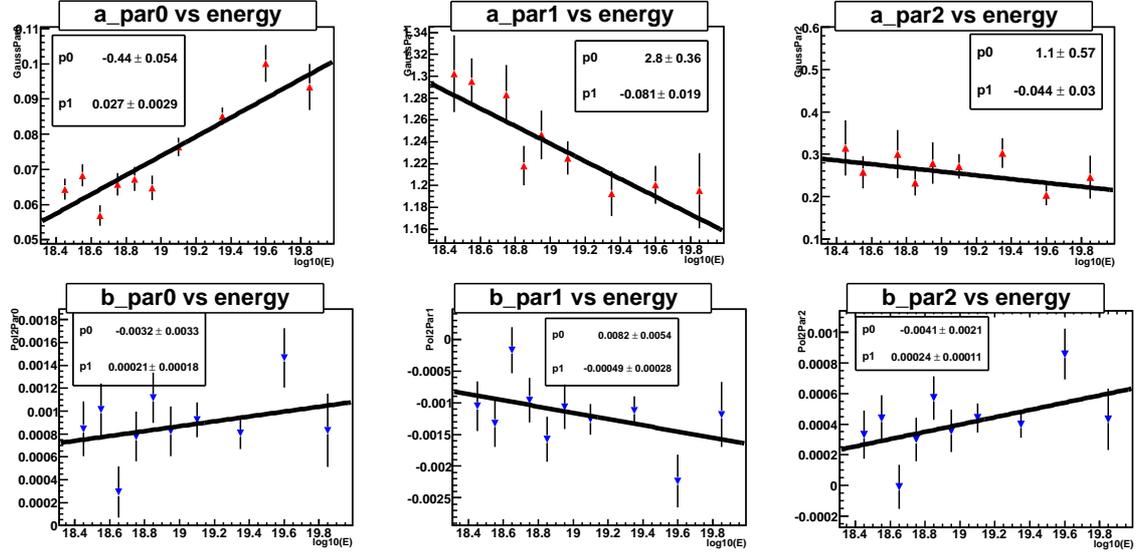


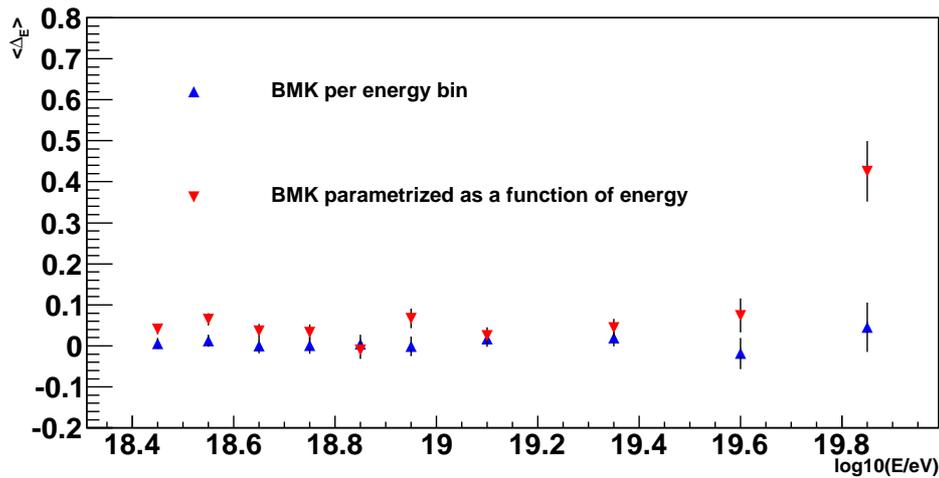
Figura 5.9: Dependencia con la energía de los parámetros del ajuste cuadrático de  $t_{30} - t_{10}$  vs  $r$ .

## 5.6 Estudio de la variable $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$

### 5.6.1 Validez de la parametrización de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ con energía

En la sección anterior se vio que la parametrización de  $t_{30} - t_{10}$  en función de la energía es complicada a alta energía debido a la dispersión de los valores y la estadística. Ésto motivó la siguiente prueba de validez de la parametrización encontrada con la energía. Se construyó la variable  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  de dos maneras: (i) tomando la parametrización de los parámetros de los benchmarks  $a(E, \theta)$  y  $b(E, \theta)$ ; (ii) dividiendo el conjunto de datos en los diez rangos de energía y usando sólo la parametrización en ángulo cenital,  $a(\theta)$  y  $b(\theta)$ , para cada rango

de energía. Una comparación de estos dos casos se presenta en la figura 5.10, como el valor medio de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  a una dada energía,  $\langle \Delta_E \rangle$ , en función de energía (las incertezas son estadísticas, calculadas como  $\frac{RMS}{\sqrt{N}}$ , donde  $RMS$  es el estimador no sesgado de la desviación estándar y  $N$  es el número de eventos). El valor medio  $\langle \Delta_E \rangle$ , a una dada energía, debería ser cercano a cero por construcción. Se observa que, si bien la parametrización en función de energía es una buena aproximación, predice valores sistemáticamente por encima de 0, y para energías mayores a  $10^{19.8}$  eV el valor de  $\langle \Delta_E \rangle$  se aleja  $5\sigma$  de cero. Por lo tanto, para el análisis presentado en esta Tesis se utilizaron sólo parametrizaciones en función de  $r$  y  $\sec \theta$  en cada rango de energía.



**Figura 5.10:** Comparación de  $\langle \Delta_E \rangle$  construido con dos clases de benchmarks: con una parametrización general con energía (triángulos rojos hacia abajo) y con una parametrización por rango de energía sólo en función de  $\sec \theta$  (triángulos azules hacia arriba). La comparación se muestra para todo el rango de energía tomado en este análisis. Se ve un claro apartamiento sistemático de 0 en el rango de más alta energía cuando se utiliza la parametrización general.

Las distribuciones resultantes de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  y su valor medio en función de la energía se presentan en las figuras 5.11 y 5.12, respectivamente.

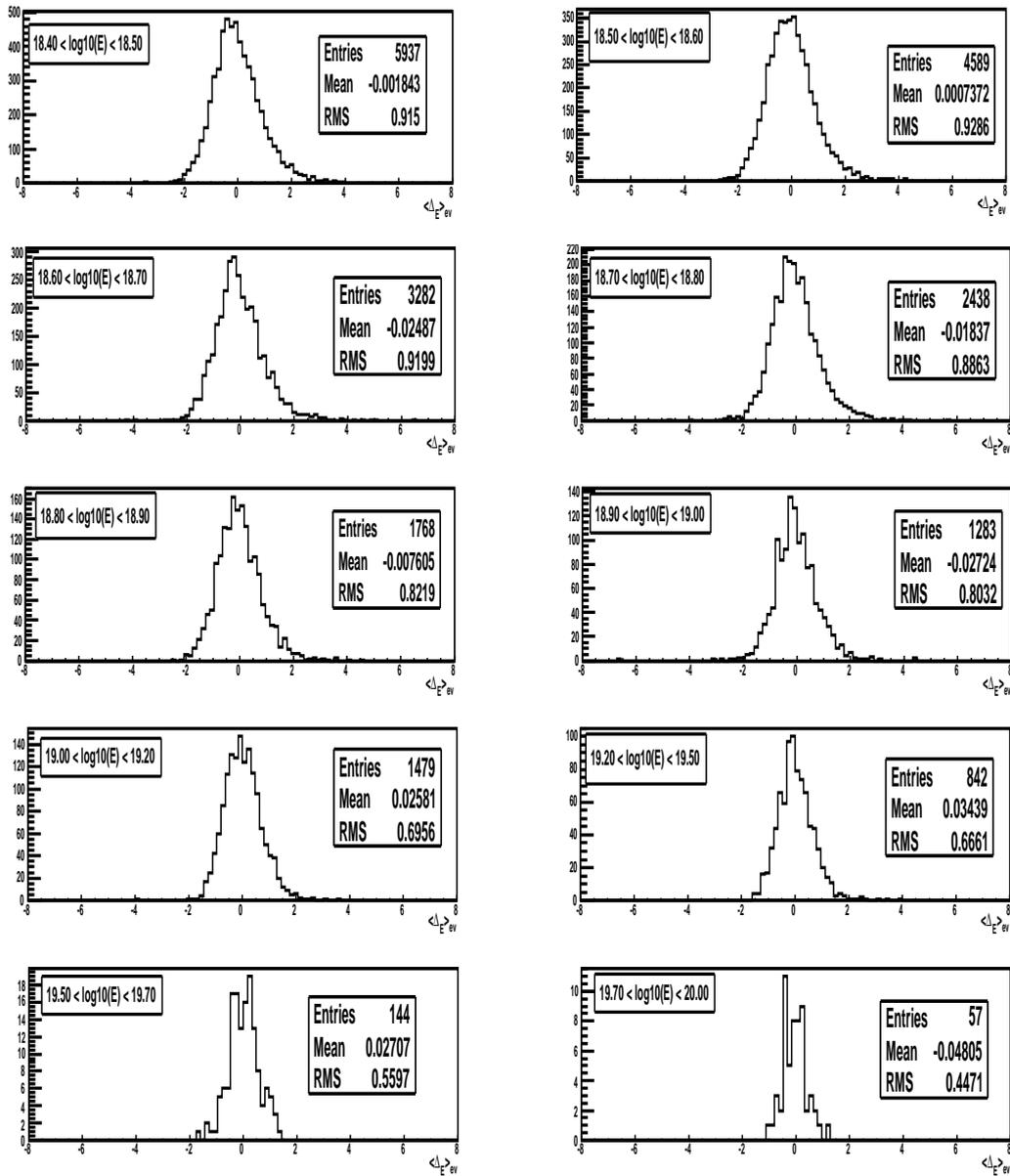


Figura 5.11: Distribuciones de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  en rangos de energía.

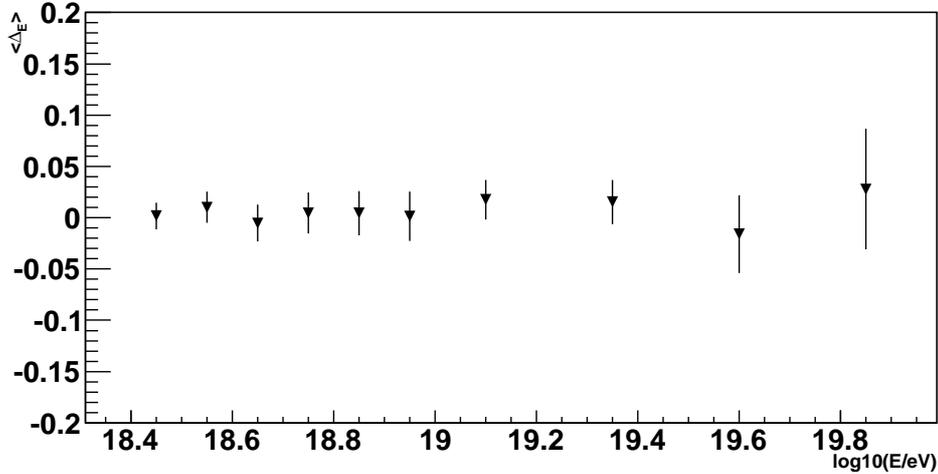


Figura 5.12:  $\langle \Delta_E \rangle$  en función de energía.

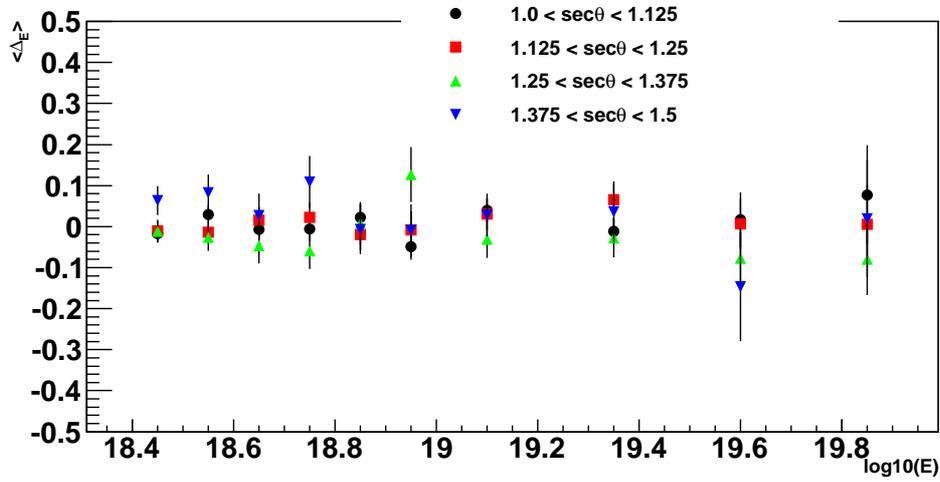
### 5.6.2 Sesgos

$\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es un parámetro diseñado para estudiar composición, y por lo tanto, es importante asegurar que no esté sesgado hacia ninguna partícula primaria. Como se describió en la sección anterior,  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es contruido promediando valores de  $t_{30} - t_{10}$  para estaciones con diferentes distancias al *core*, y su valor medio,  $\langle \Delta_E \rangle$ , es calculado tomando eventos a una dada energía con un amplio rango de valores de ángulo cenital. Es necesario asegurarse que el comportamiento de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es el esperado en cualquier rango, es decir, su valor medio es siempre 0. En las subsecciones siguientes se presentas estudios para analizar los sesgos con  $\sec \theta$  y  $r$ .

#### Sesgos con ángulo cenital

La composición de la partícula primaria no depende de su dirección de arribo. Por construcción, el valor medio  $\langle \Delta_E \rangle$  no debería depender del ángulo cenital de la lluvia. Para investigar la posibilidad de sesgos en algún rango de

$\sec \theta$ , se dividió el conjunto de datos en cinco rangos iguales de  $\sec \theta$  entre 1.0 y 1.5, y se calculó  $\langle \Delta_E \rangle$  para cada rango de  $\sec \theta$  y de energía. El resultado se muestra en la figura 5.13. En la figura 5.14 se ve  $\langle \Delta_E \rangle$  vs  $\sec \theta$  para cada rango de energía, con un ajuste a una constante. No se observa ninguna tendencia. A altas energías (mayores a  $10^{19.7}$ ), los datos aún no son suficientes para realizar este estudio, lo cual se traduce en grandes barras de error en las figuras 5.13 and 5.14.



**Figura 5.13:** Estudio de los sesgos de  $\langle \Delta_E \rangle$  con  $\theta$ :  $\langle \Delta_E \rangle$  como función de energía en cuatro rangos de  $\sec \theta$ . Todos los valores son consistentes entre sí dentro de las incertezas estadísticas. A energía mayor a  $10^{19.7}$  eV, los datos todavía no son suficientes para esta clase de estudios.

### Sesgos con la distancia al *core*

$\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es una variable por evento, construida promediando la diferencia  $\Delta_{E_i}$  entre el valor medido en cada estación de  $t_{30} - t_{10}$  con un valor de referencia. Como ya se ha dicho,  $t_{30} - t_{10}$  depende de la distancia al *core*,  $\theta$  y energía. Se espera que para valores fijos de estas variables, si las parametrizaciones se hicieron correctamente y sin introducir ningún sesgo, el valor medio de

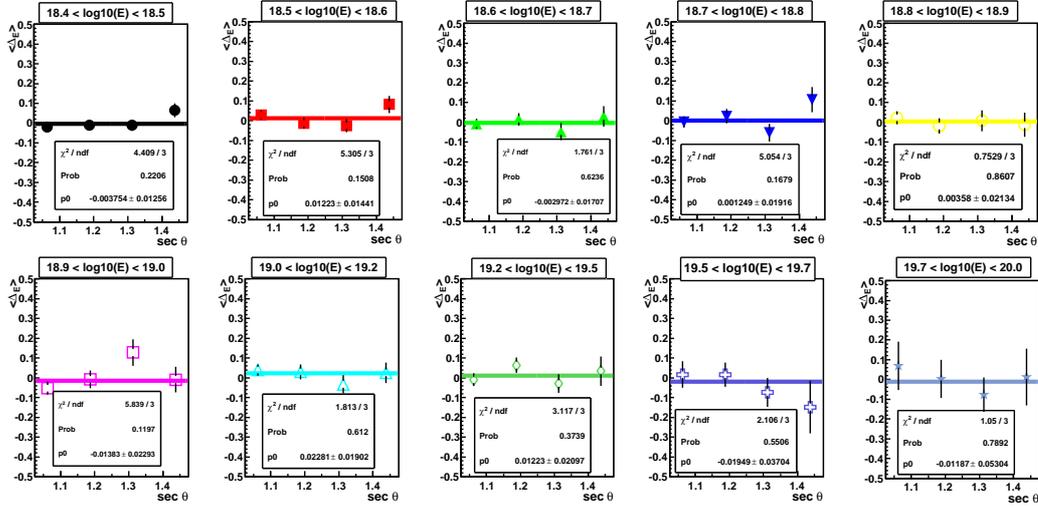
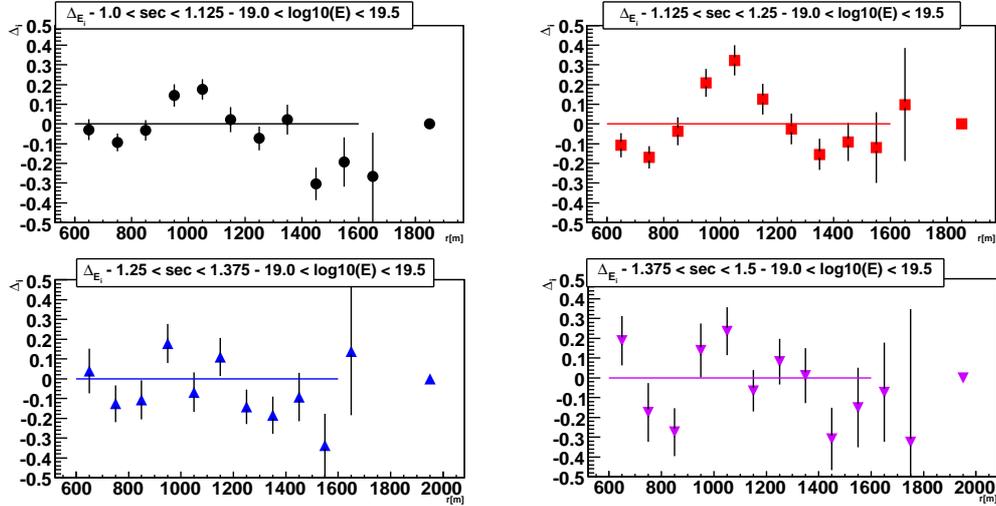


Figura 5.14:  $\langle \Delta_E \rangle$  en función de  $\sec \theta$ , para todos los rangos de energía. Se hizo un ajuste por una función constante.

$\Delta_{E_i} = \frac{t_i - t_B}{\sigma_i}$  también sea 0. En esta sección, se estudia el comportamiento de  $\Delta_{E_i}$  con la distancia al *core*.

El conjunto de datos fue dividido en cinco rangos de energía entre  $10^{18.4}$  y  $10^{20.0}$  eV,  $\log(E/\text{eV}) = 18.4-18.6, 18.6-18.8, 18.8-19.0, 19.0-19.5, 19.5-20.0$ , cuatro rangos iguales de  $\sec \theta$  entre 1.0 y 1.5, y doce rangos iguales de distancias al *core* entre 600m y 2000m. No se observa ninguna tendencia particular con  $r$ . A modo de ejemplo, en la figura 5.15, se muestra  $\Delta_{E_i}$  vs  $r$  para el rango de energía entre  $10^{19.0}$  eV y  $10^{19.5}$  eV.

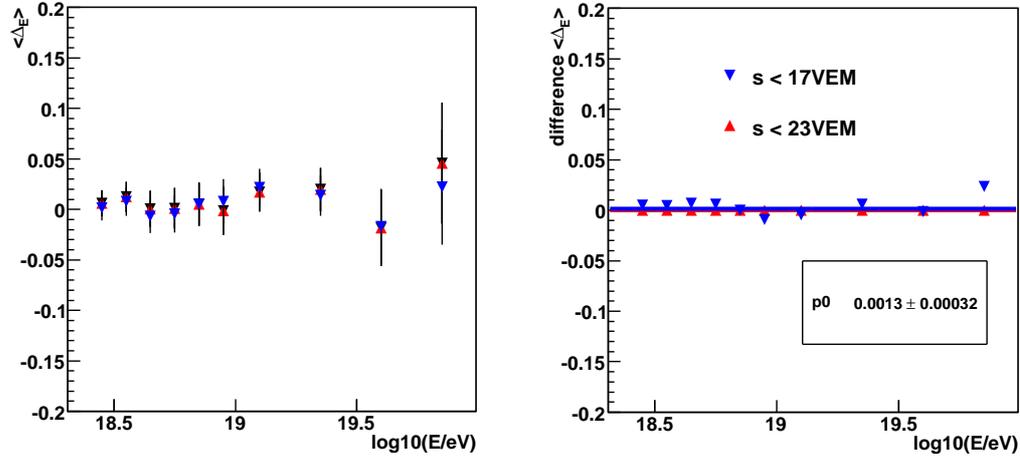


**Figura 5.15:**  $\Delta_{E_i}$  vs  $r$ , para eventos de SD con energía entre  $10^{19.0}$  eV y  $10^{19.5}$  eV, en cuatro rangos de  $\sec \theta$ . Todos los valores están estadísticamente distribuidos alrededor de 0.

## 5.7 Incertezas sistemáticas de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$

### 5.7.1 Sistemáticos debidos a los cortes de selección

Se modificaron los cortes de selección de las estaciones para estudiar las incertezas sistemáticas que dichos cortes implican. En la figura 5.16 se muestra la diferencia entre  $\langle \Delta_E \rangle$  para el valor usado de corte en señal (señal mayor a 20 VEM) y un corte modificado en  $\pm 3$ VEM, y la figura 5.17 muestra la diferencia entre el corte utilizado en distancia al *core* ( $600\text{m} < r < 2000\text{m}$ ) y una modificación en  $\pm 100\text{m}$  a los límites del rango de  $r$ . Como en ambos casos, la diferencia entre  $\langle \Delta_E \rangle$  estándar y su valor modificado no presentan ningún sesgo con la energía, se ajustó por una constante a fin de obtener una estimación de la incerteza sistemática.



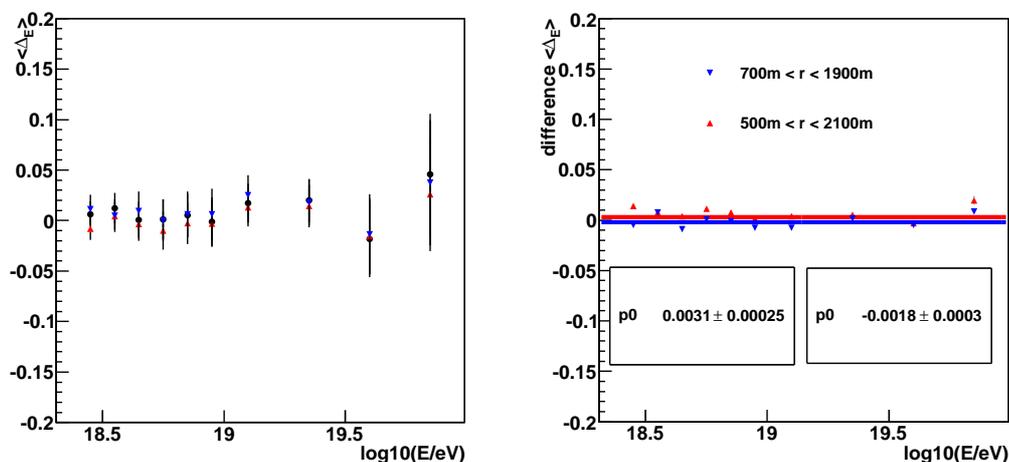
**Figura 5.16:** Comparación del valor medio  $\langle \Delta_E \rangle$  vs E considerando un cambio de  $\mp 3\text{VEM}$  en la cota inferior para el valor de la señal (i.e., señales mayores a  $17\text{VEM}$  - azul  $\bullet$  - y a  $23\text{VEM}$  - rojo  $\circ$ ). A la izquierda,  $\langle \Delta_E \rangle$  original (negro  $\square$ ) comparado con ambos casos. A la derecha, la diferencia entre cada caso con el corte estándar. Se realizó un ajuste por una función constante.

## Efecto de la atmósfera

Los efectos de la temperatura y del cambio de estaciones en  $\langle \Delta_E \rangle$  fueron estudiados dividiendo los datos del SD en períodos cálidos, primavera y verano, y fríos, otoño e invierno, y construyendo  $\langle \Delta_E \rangle$  en función de la energía en cada caso. Los resultados se muestran en la figura 5.18. No se observa ninguna diferencia significativa, y el comportamiento entre ambos subconjuntos de datos concuerda dentro de las incertezas estadísticas. Cabe aclarar que los benchmarks fueron recalculados para cada período de temperatura.

## Performance de SD con el tiempo

Se estudió la estabilidad de  $\langle \Delta_E \rangle$  en función de la energía dividiendo el conjunto de datos en cuatro grupos, de acuerdo al año de adquisición: 2004-

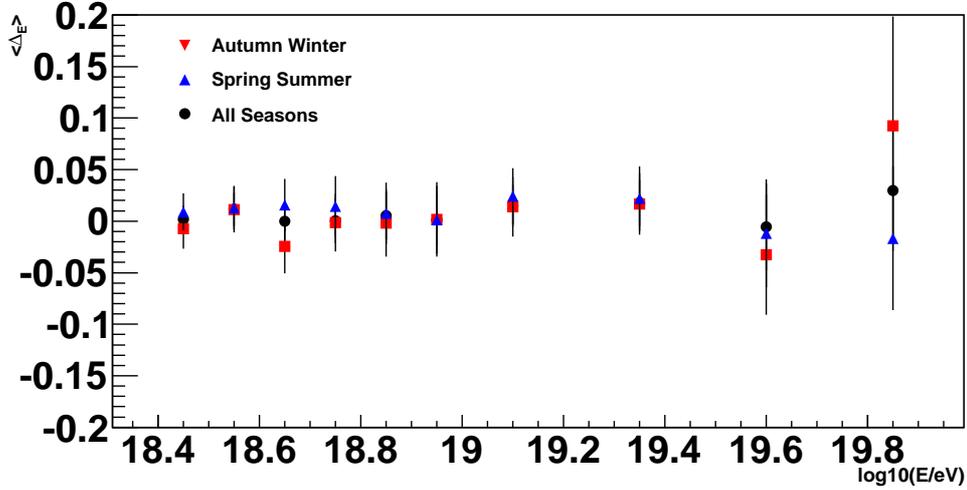


**Figura 5.17:** Comparación del valor medio  $\langle \Delta_E \rangle$  vs E tomando un rango más grande de  $r$  (500m-2100m) (azul ●) y uno menor (700m-1900m) (rojo ○). A la izquierda,  $\langle \Delta_E \rangle$  original (negro □) comparado con ambos casos. A la derecha, la diferencia entre cada caso con el corte estándar. Se realizó un ajuste por una función constante.

2005, 2006, 2007 and 2008. Para cada grupo se recalcularon los benchmarks, se construyeron los correspondientes  $\langle \Delta_E \rangle$ , y se los comparó con el  $\langle \Delta_E \rangle$  de todos los datos juntos. Los resultados se muestran en la figura 5.19. Todos los gráficos son compatibles dentro de las incertezas estadísticas. A altas energías, la falta de datos impide una buena comparación.

### Número de estaciones utilizadas para construir $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$

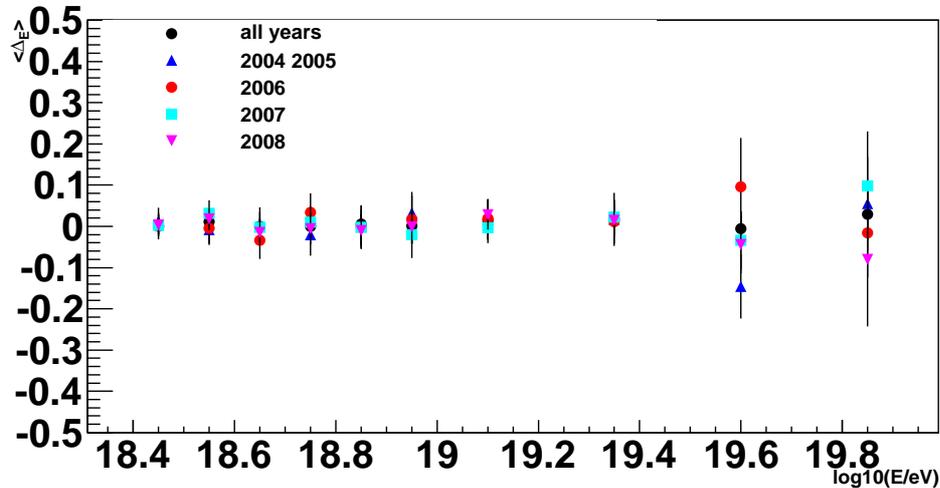
$\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es un parámetro robusto que puede ser construido incluso si solamente una estación satisface los cortes por evento. Esto permite el uso de lluvias de baja energía y más verticales, que no se extienden tanto sobre el arreglo como las más energéticas. Por lo tanto, es necesario chequear que el valor medio  $\langle \Delta_E \rangle$  no es diferente para aquéllos eventos en los cuales  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es contruido con una estación, o con dos, o con tres, o más.



**Figura 5.18:** Comparación de  $\langle \Delta_E \rangle$  en función de la energía para datos tomados en primavera-verano y en otoño-invierno. No se ve diferencia significativa entre ellos y el valor de  $\langle \Delta_E \rangle$  obtenido para todas las estaciones.

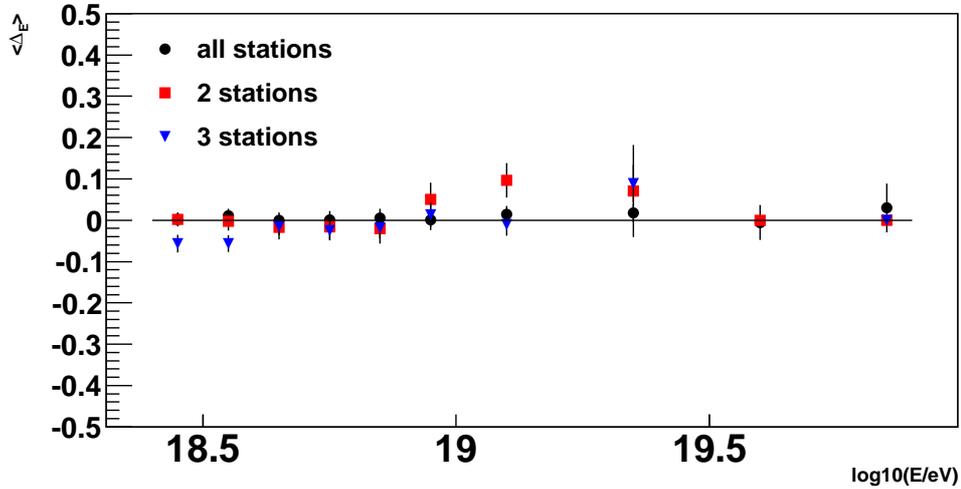
La figura 5.20 muestra la comparación entre todos los eventos y aquéllos para los cuales sólo dos estaciones pasan los cortes, y para los cuales sólo tres. Se tomaron estas cantidades, ya que a más baja energía no hay muchos eventos que tengan cuatro estaciones que pasan los cortes de selección, y a energía mayor a  $10^{19.2}$  eV no hay eventos con sólo una estación. En ningún caso se observa una desviación sistemática de 0. Dentro de las incertezas, ambos subconjuntos concuerdan con el conjunto completo de datos.

Además, en promedio,  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  no debería depender de qué estaciones fueron usadas en cada evento. Por ejemplo, si un evento tiene tres estaciones que pasan los cortes, y el valor de  $t_{30} - t_{10}$  para una de ellas está por encima del valor del benchmark para esa energía,  $\theta$  y  $r$ , y las otras dos por debajo, el valor de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  cambiará si tomamos para armarlo estas dos últimas o solamente la primera. Sin embargo, cuando se usan todos los eventos, tomando estaciones al azar, no debería verse un efecto en el valor medio  $\langle \Delta_E \rangle$ . Para comprobar esto, se tomaron eventos donde  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  se construye con tres estaciones. Esto implica eventos con energía menor a  $10^{19.5}$  eV, dado que a

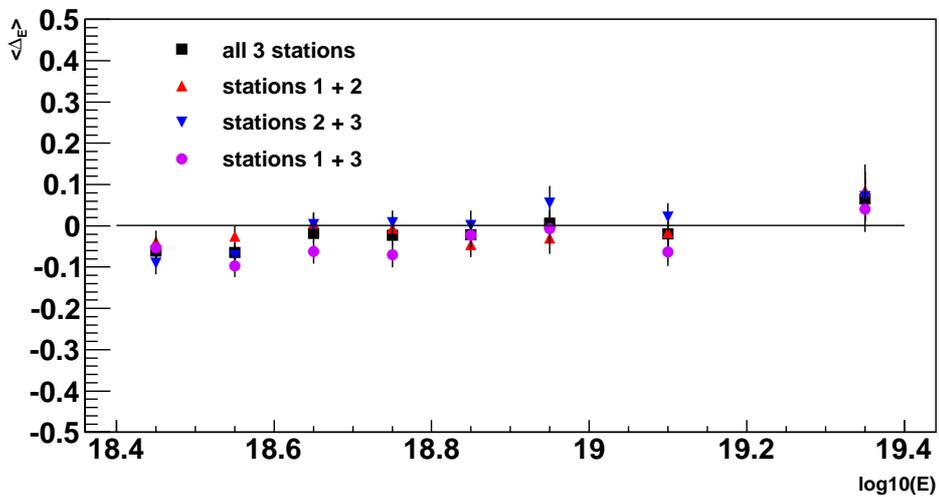


**Figura 5.19:** Comparación de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  en función de la energía para todos los datos de SD seleccionados, y para cuatro subconjuntos, armados según el momento de adquisición. Todos los subconjuntos concuerdan con el conjunto general dentro de las incertezas estadísticas. A altas energías, el tamaño de las barras de error refleja la falta de datos.

altas energía  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  se construye a partir de por lo menos cuatro estaciones. Luego, se contruyeron tres submuestras armando  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  con tres pares de estaciones tomados de las estaciones que pasaron los cortes. Por ejemplo, si las estaciones fueran 1,2 y 3, se calcularon tres  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  con las estaciones 1 + 2; 2 + 3; 1 + 3. Los valores medios resultantes  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  se compararon en la figura 5.21. No se observó ninguna diferencia, dentro de las incertezas estadísticas.



**Figura 5.20:** Comparación de  $\langle \Delta_E \rangle$  en función de la energía para todo el conjunto de datos de SD, y para dos subconjuntos de eventos: aquéllos donde  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  se construye con sólo dos estaciones y aquéllos donde se construye con tres.



**Figura 5.21:** Comparación de  $\langle \Delta_E \rangle$  en función de la energía para  $\langle \Delta_E \rangle$  construido con tres estaciones a partir de tres subconjuntos formados con los tres pares de estaciones posibles.

## Capítulo 6

# Determinación de $X_{\max}$ a partir de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$

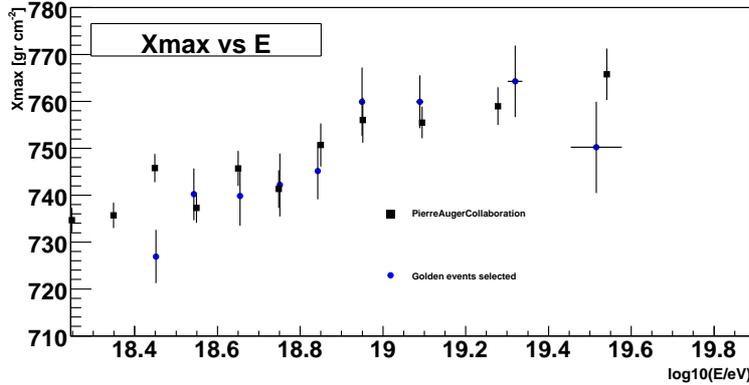
Como se describió en el capítulo anterior, se espera que  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  sea sensible a la composición de las partículas primarias. La fluctuación de los parámetros temporales (a una dada energía,  $\theta$  y  $r$ ) debería ser mayor para primario protón que para hierro [100], dado que este último tiene un camino libre medio más pequeño, desarrollándose más arriba en la atmósfera, lo que implica un mayor número de muones en el nivel de observación del detector de superficie. Debido a que  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es una variable por evento, es natural que correlacione con  $X_{\max}$ , que es el parámetro sensible a composición mejor establecido en el estudio de rayos cósmicos.

Siendo  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  una variable de SD y  $X_{\max}$  un observable de FD, es necesario trabajar con eventos híbridos con buenas reconstrucciones de SD y de FD, los llamados eventos “Golden”, a fin de estudiar la correlación de dichas variables. Un subconjunto de estos eventos fue elegido, según los cortes de SD de 5.4, y la selección de eventos FD (híbridos) utilizada en el estudio de la medición de la profundidad atmosférica del máximo de partículas realizada por el Observatorio Pierre Auger [104, 98].

---

## 6.1 Sesgos de la selección de eventos “Golden”

Los eventos “Golden” seleccionados son un subgrupo de los eventos híbridos utilizados para estudiar  $X_{\max}$  [98, 104], en los que los datos colectados por el detector de superficie pueden ser reconstruidos. Para chequear que la selección de SD no introduce ningún sesgo, se comparó el resultado de  $X_{\max}$  en función de la energía presentado por la Colaboración Pierre Auger [104, 98] con el obtenido con el  $X_{\max}$  medido con el FD para el subconjunto de datos “Golden” seleccionados. Como se muestra en la figura 6.1, para energías donde el trigger de SD es completamente eficiente ( $E > 10^{18.5}$  eV [50]), los cortes realizados en SD no introducen ningún sesgo.



**Figura 6.1:** Comparación de  $X_{\max}$  como función de la energía entre los datos híbridos presentados en [98] por la Colaboración Pierre Auger y el subconjunto de eventos “Golden” utilizados en este análisis.

## 6.2 Calibración de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ con $X_{\max}$

$\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  fue calculado para los eventos “Golden” seleccionados, tomando la parametrización de  $t_{30} - t_{10}$  de los datos de SD en cada rango de energía

correspondiente. Luego, los valores de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  para cada evento fueron graficados en función del valor de  $X_{\max}$  medido por el FD, obtenido para el mismo evento. Dado que se observó una clara correlación entre  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  con  $X_{\max}$ , se realizó un ajuste lineal, obteniendo en cada rango de energía la curva de calibración (6.1).

$$\langle \Delta_E \rangle_{ev} = A(\log E) + B(\log E) \cdot X_{\max} \quad (6.1)$$

Debido a la falta de estadística de eventos “Golden”, esta calibración sólo pudo hacerse hasta energía de  $10^{18.9}$ eV. Las curvas de calibración obtenidas se muestran en la figura 6.2. Para poder calcular  $X_{\max}$  a partir de datos de SD a mayores energías, los parámetros de la calibración lineal para cada rango de energía fueron estudiados en función de la energía, y se los ajustó por una función lineal, como se ve en la figura 6.3. La calibración de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  con  $X_{\max}$  obtenida, suponiendo la validez de la extrapolación para toda energía, está dada por la ecuación (6.2).

$$\langle \Delta_E \rangle_{ev} = 168 - 9 \log(E) + (-0.2 + 0.012 \log(E)) \cdot X_{\max} \quad (6.2)$$

## 6.3 Profundidad del máximo de partículas medido con SD: $X_{\max}$ a partir de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$

La calibración  $\langle \Delta_E \rangle_{ev} - X_{\max}$  de la ecuación (6.2) fue aplicada a todo el conjunto de datos SD, permitiendo la determinación de  $X_{\max}$  para cada evento. Luego se calculó el valor medio de  $X_{\max}$  para cada rango de energía para construir las dependencias de  $\langle X_{\max} \rangle$  con la energía y obtener el llamado *elongation rate*. El resultado se presenta en la figura 6.4. Los resultados

---

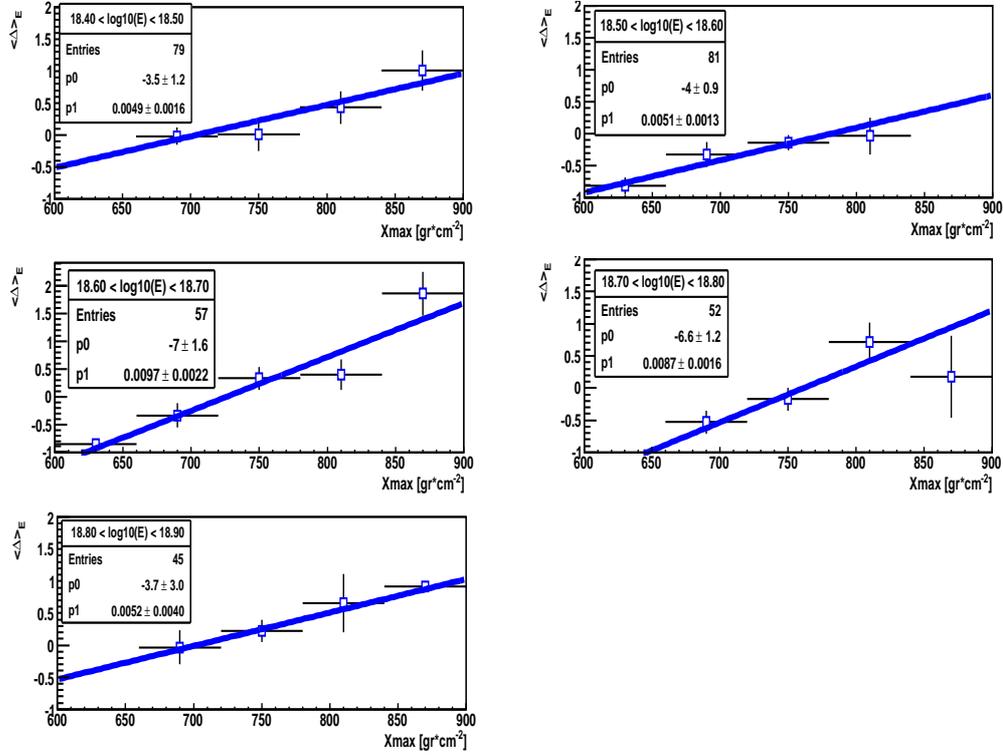


Figura 6.2:  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  en función de  $X_{\max}$  en cinco rangos de energía.

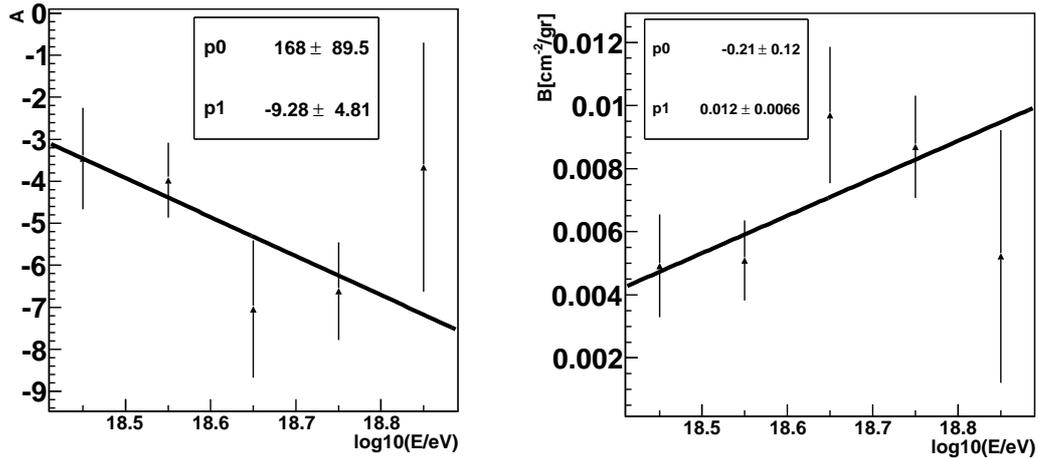


Figura 6.3: Parámetros A y B de la correlación lineal  $\langle \Delta_E \rangle_{ev} = A(E) + B(E)X_{\max}$  en función de la energía.

obtenidos sugieren una tasa de cambio de composición suave al aumentar la energía. El valor de  $D_{10}$  (definido en 2.1), calculado como un ajuste lineal a los puntos, es  $19 \pm 2 \text{ g cm}^{-2}/\text{d}{\acute{e}}\text{cada}$ .

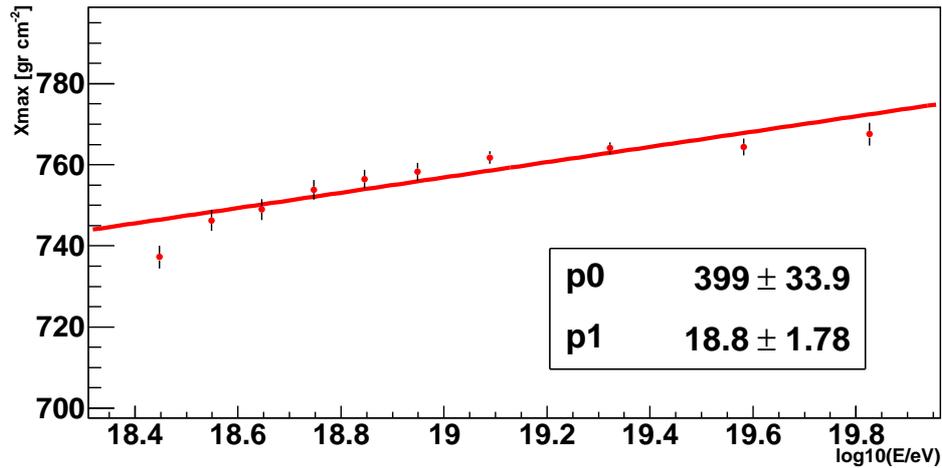


Figura 6.4:  $\langle X_{\max} \rangle$  obtenido a partir de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  utilizando datos medidos con el detector de superficie, en función de la energía.

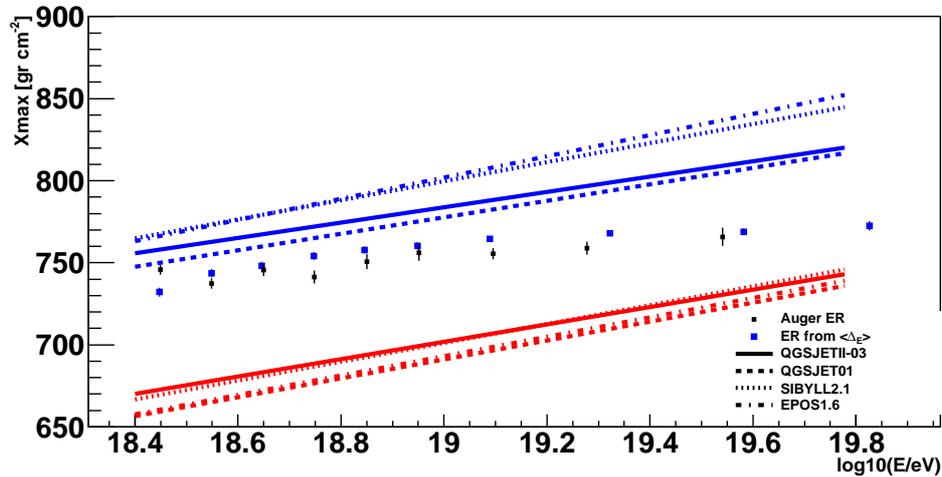


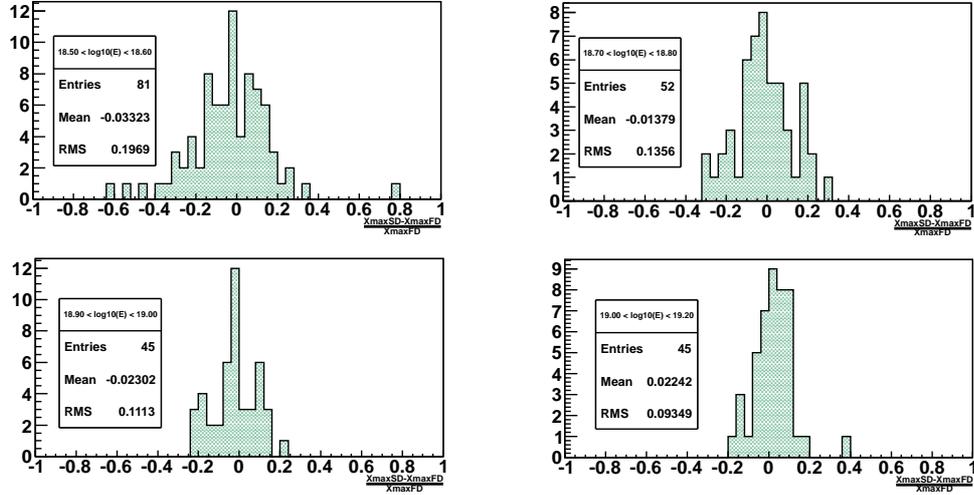
Figura 6.5:  $\langle X_{\max} \rangle$  obtenido a partir de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  utilizando datos medidos con el detector de superficie, en función de la energía (triángulos rojos). Comparación con  $\langle X_{\max} \rangle$  vs energía medido con el detector de fluorescencia [98] (cuadrados negros). Las líneas indican las predicciones de distintos modelos de interacción hadrónica.

En la figura 6.5 se muestra el resultado del análisis de  $\langle X_{\max} \rangle$  obtenido a partir de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  junto con los valores publicados en [98], y se observa un buen acuerdo entre ambos, dentro de la incertezas estadísticas. La mayor estadística de SD permite obtener un valor adicional de  $\langle X_{\max} \rangle$  a energías mayores a  $10^{19.7}$ eV. Las líneas en la figura 6.5 indican las predicciones de los modelos de interacción hadrónica QGSJETII-03, QGSJET1 [105], SIBYLL 2.1 [106] y EPOS 1.6 [107].

## 6.4 Incertezas sistemáticas

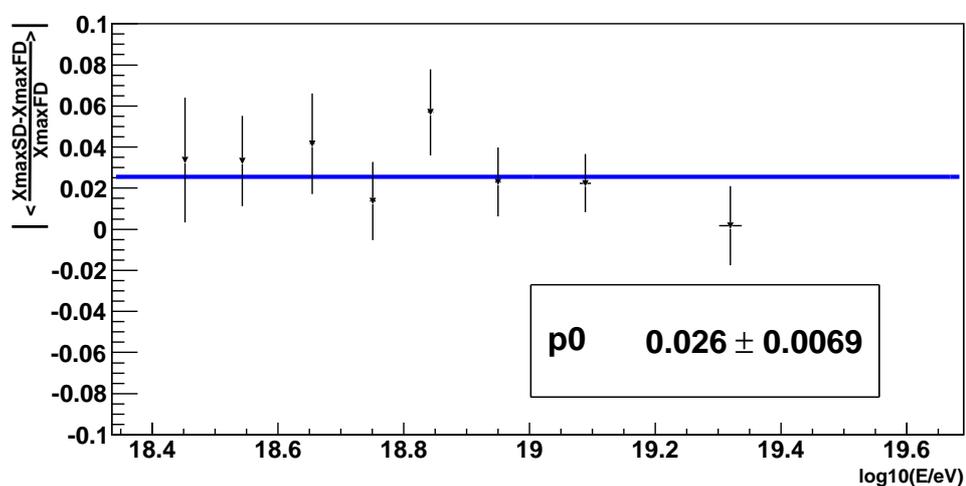
La principal fuente de incertezas sistemáticas en la determinación de  $X_{\max}$  proviene de la correlación  $\langle \Delta_E \rangle_{ev} - X_{\max}$ . Para evaluarla, se aplicó la ecuación 6.2 a todo el conjunto de datos “Golden” y el  $X_{\max}$  obtenido a partir de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  fue comparado con el medido por FD para cada evento. La diferencia entre ambos valores de  $X_{\max}$  relativa al  $X_{\max}$  medido por el FD se muestra en la figura 6.6, para cuatro rangos de energía ( $[10^{18.5} - 10^{18.6}]$ eV -  $[10^{18.7} - 10^{18.8}]$ eV -  $[10^{18.9} - 10^{19.0}]$ eV -  $[10^{19.0} - 10^{19.2}]$ eV). Los valores medios de estas diferencias en función de la energía se grafican en la figura 6.7. Se tomaron eventos hasta  $10^{19.5}$ eV, ya que a mayores energías sólo cinco eventos pasan los cortes de selección. Se realizó un ajuste por una constante para estimar la incerteza sistemática, obteniéndose un valor de  $(2.6 \pm 0.7)\%$ . Considerando un valor típico de  $X_{\max}$  de  $750\text{gr} \cdot \text{cm}^{-2}$ , la incerteza sistemática debido a la correlación resulta de  $\sim 20\text{gr} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

En el capítulo anterior, se estudiaron las principales fuentes de incertezas sistemáticas introducidas en la determinación de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . La propagación de los sistemáticos obtenidos a los valores de  $X_{\max}$  resultan despreciables frente a la incerteza sistemática originada por la calibración  $\langle \Delta_E \rangle_{ev} - X_{\max}$ , de aproximadamente  $20\text{gr} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Es evidente de la figura 6.5 que el método presentado para determinar  $X_{\max}$  a partir de eventos colectados por el detector de superficie está, al presente, dominado por las incertezas sistemáticas de la cali-



**Figura 6.6:** Histogramas de las diferencias entre el valor de  $X_{\max}$  obtenido a partir de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  y el medido por el FD, relativa al valor medido, para los eventos “Golden” que pasan los cortes de selección de SD y de FD, en cuatro rangos de energía.

bración, siendo las incertezas estadísticas menores a  $5 \text{gr} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Las incertezas sistemáticas se reducirán en el futuro cuando se cuente con un conjunto mayor de datos “Golden”. Asimismo, cabe señalar que el método presentado, aún a pesar de las incertezas sistemáticas, permite extender la determinación de  $X_{\max}$  a energías más altas que las observadas por el detector de fluorescencia.



**Figura 6.7:** Valor absoluto de la diferencia entre el  $X_{\max}$  obtenido a partir de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  y el medido con el FD, relativo al valor medido, en función de la energía, para todos los eventos “Golden” que pasan los cortes de selección de SD y de FD.

# Capítulo 7

## Otros estudios del parámetro

### $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ : fluctuaciones

En los capítulos anteriores se mostró que  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es un parámetro sólido, con valor medio  $\langle \Delta_E \rangle$  alrededor de cero, y que no presenta sesgos significativos con la distancia al eje de la lluvia o ángulo cenital. También se presentó la primera estimación de  $X_{\max}$  con datos medidos por el detector de superficie del Observatorio Pierre Auger utilizando el parámetro  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ .

En este capítulo se presenta una primera aproximación al estudio de las fluctuaciones de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . Al trabajar con fluctuaciones de un parámetro particular, es necesario primero analizar la contribución originada por la respuesta del detector. Una vez que éstas han sido entendidas, es posible determinar si la fluctuación lluvia a lluvia en el parámetro es efectivamente medible, y luego estudiar sus características, como su sensibilidad a la composición de la partícula primaria.

---

## 7.1 Fluctuación de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ corregida por la respuesta del detector

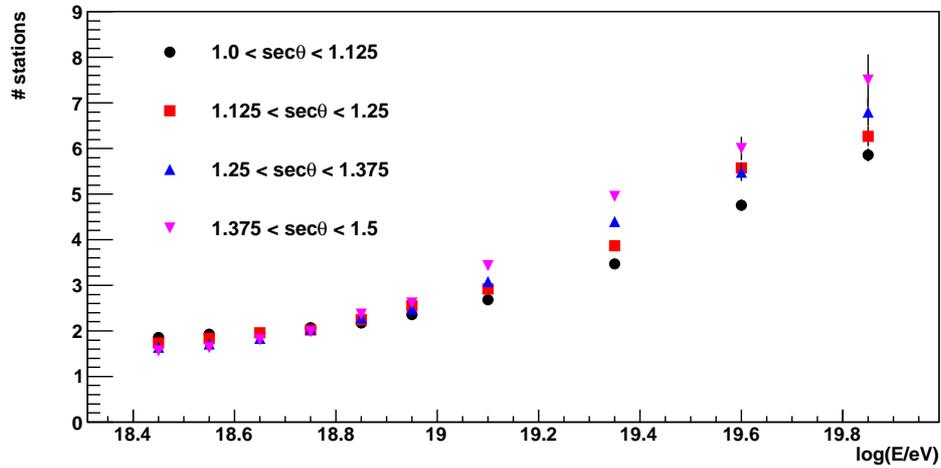
La contribución del detector a las fluctuaciones de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  fue estudiada de dos maneras: (i) se consideró el “error teórico” con el número de estaciones utilizadas para construir  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ , (ii) se estudió el error de medición de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  con las estaciones “twin”.

### Respuesta del detector como $1/\sqrt{n}$

Por la definición del parámetro  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  (ecuación (5.1)), si la desviación de  $t_{30} - t_{10}$  de su valor de referencia es del orden de la incerteza de medición, cada  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  sigue una distribución con valor medio cero y desviación estándar  $1/\sqrt{n}$ , donde  $n$  es el número de estaciones utilizadas en cada evento para calcular  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . Por lo tanto, si la fluctuación no está dominada por el detector, es decir, si el apartamiento de  $t_{30} - t_{10}$  al valor promedio es mayor que el error de medición  $\sigma_{t_{30}-t_{10}}$ , la desviación estándar de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  será mayor a  $1/\sqrt{n}$ .

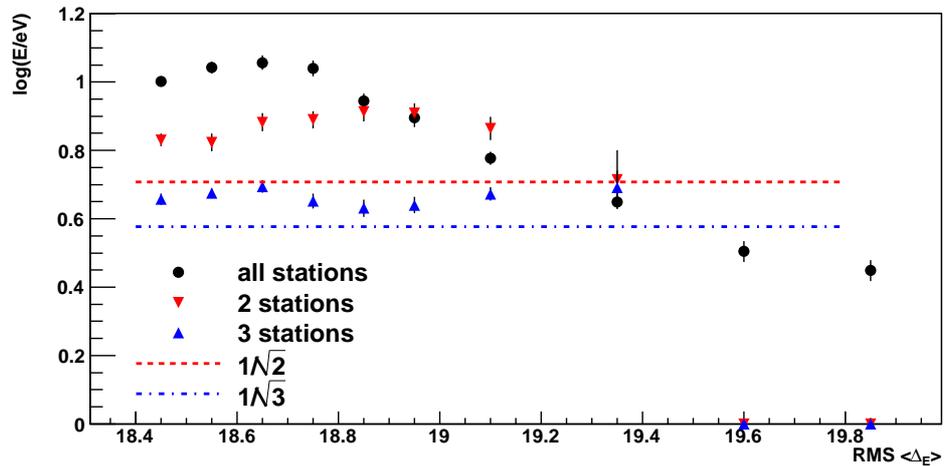
El número de estaciones  $n$  que pasan los cortes de selección es diferente para cada evento. El promedio de  $n$  en función de la energía en cuatro rangos de  $\sec\theta$  se muestra en la figura 7.1. Se observa que  $n$  aumenta con la energía.

Dado que cada evento tiene distinto  $n$ , se graficó el RMS (calculado como la desviación estándar no sesgada) de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  en función de la energía para aquéllos eventos donde  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  está construido con dos y tres estaciones. Se consideraron eventos hasta  $10^{19.5}\text{eV}$ , ya que a mayor energía no hay eventos con sólo dos o tres estaciones en el cálculo de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . Para observar si este valor es mayor a  $1/\sqrt{n}$ , es decir, se comparó el RMS con  $1/\sqrt{2}$  y  $1/\sqrt{3}$  respectivamente, como se muestra en la figura 7.2. Se observa que el RMS es mayor a  $1/\sqrt{n}$ , al valor esperado si la fluctuación estuviera dominada por el efecto del detector. Además, según la figura 7.2 el RMS depende del número de estaciones utilizadas para construir  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ , y que su valor disminuye



**Figura 7.1:** Promedio del número de estaciones  $n$  utilizadas para construir el parámetro  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  en función de la energía en cuatro rangos de  $\sec \theta$ .

con la energía.



**Figura 7.2:** RMS de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  en función de la energía. En negro, el RMS de todos los eventos. En rojo, el RMS para eventos construidos con sólo dos estaciones, y en azul, con tres estaciones. Estos valores se comparan con las líneas punteadas, que corresponden a  $1/\sqrt{2}$  y  $1/\sqrt{3}$ .

### Respuesta del detector calculada con eventos “twin”

Otra forma de explorar las incertezas por efecto de la respuesta del detector es trabajar con los eventos “twin”. Si bien la estadística en “twins” no es alta, un primer análisis es posible utilizando eventos T4, como en la sección 5.3. La selección de estaciones es la presentada en 5.4. El número de eventos seleccionados en cada rango de energía se muestra en la tabla 7.1.

$\log E/eV$	# eventos
18.4 - 18.5	123
18.5 - 18.6	81
18.6 - 18.7	60
18.7 - 18.8	52
18.8 - 18.9	34
18.9 - 19.0	24
19.0 - 19.2	38
19.2 - 19.5	21

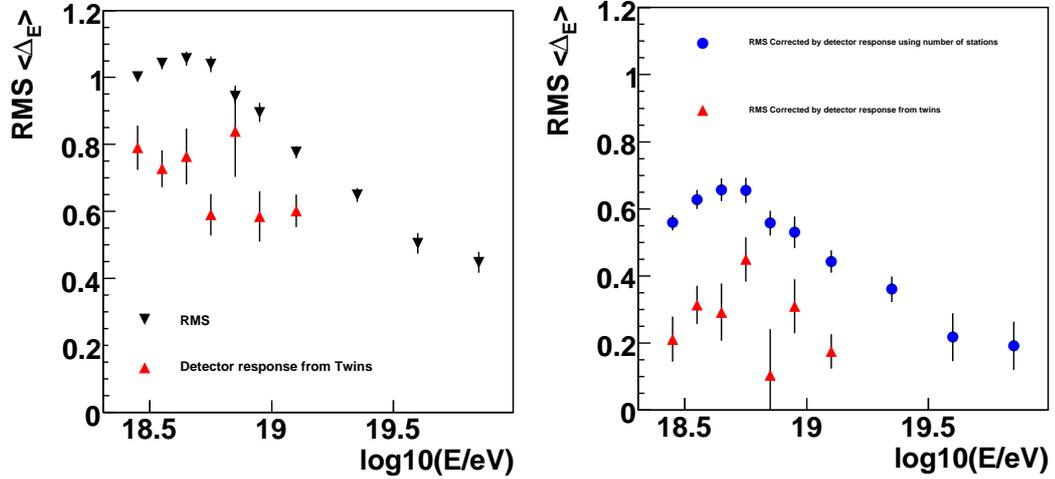
**Tabla 7.1:** Número de eventos “twin” en cada rango de energía.

La idea es similar a la utilizada para el cálculo de  $\sigma_{t30-t10}$  en 5.3: se construye el parámetro  $\langle \Delta_E \rangle_{ev_1}$  para un evento, y se calcula  $\langle \Delta_E \rangle_{ev_2}$  con el par “twin”. De esta manera, se tienen dos valores de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  para un mismo evento. La incerteza de medición de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  se calculó como:

$$\sigma_{\langle \Delta_E \rangle_{ev}} = \frac{\sigma(\langle \Delta_E \rangle_{ev_1} - \langle \Delta_E \rangle_{ev_2})}{\sqrt{2}} \quad (7.1)$$

Se compara  $\sigma_{\langle \Delta_E \rangle_{ev}}$  calculado según (7.1) con el RMS total de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  obtenido con todos los datos de SD en función de la energía en la figura 7.3. La comparación no es válida a energía mayor a  $\sim 10^{19}$ eV, debido a la baja estadística en “twins”. Se observa que la incerteza debida al detector disminuye con la energía, y que el RMS total es mayor a la respuesta del detector.

Finalmente, se estudió la fluctuación corregida por el detector de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . Para esto, se sustrajo la respuesta del detector  $\sigma_{det}$  al RMS, según (7.2).



**Figura 7.3:** RMS de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  en función de la energía. A la izquierda, en negro ( $\nabla$ ), RMS total de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . En azul ( $\nabla$ ),  $\sigma_{\langle \Delta_E \rangle}$ , la contribución a la fluctuación debida al detector calculada utilizando eventos “twin”. A la derecha, una comparación del RMS corregido con la respuesta del detector obtenida según  $\frac{1}{\sqrt{n}}$  ( $\circ$  azul) y a partir de “twins” ( $\square$  rojo).

$$\text{RMS}_C = \sqrt{\text{RMS}^2 - \sigma_{\text{det}}^2} \quad (7.2)$$

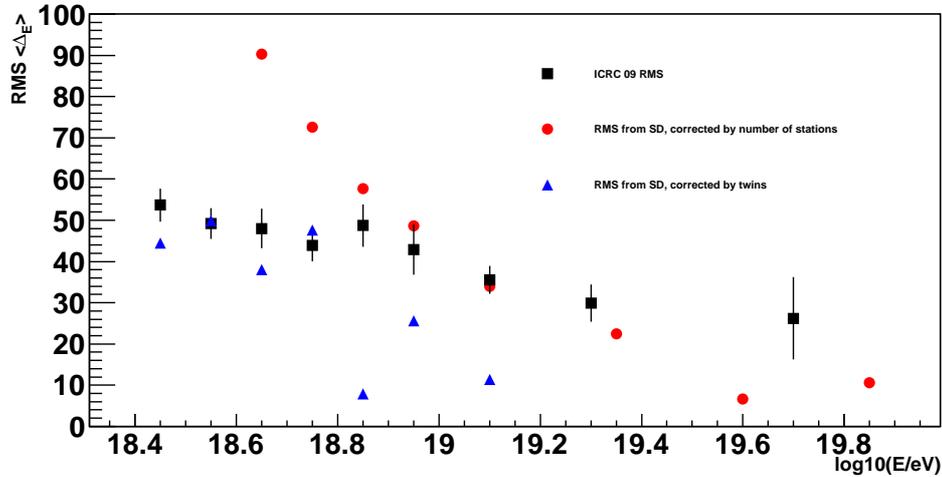
La incerteza del RMS corregido ( $\text{RMS}_C$ ) se obtuvo propagando errores.

Como  $\sigma_{\text{det}}$  se utilizó tanta la varianza teórica (es decir, a partir de  $1/\sqrt{(n)}$ ) como la incerteza de medición a partir de “twins”, para las energías donde es válido este cálculo. Los resultados se muestran en la figura 7.3. Los valores presentan diferencias que deben ser estudiadas, una vez que se obtengan suficientes datos que impacten en la zona del arreglo donde se ubican los “twins”. De todas maneras, en ambos casos la fluctuación de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es mayor que la del detector, y disminuye con la energía. Esto sugiere que la fluctuación podría tener información interesante sobre la composición de la partícula primaria.

## 7.2 Fluctuación de $X_{\max}$ a partir de $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$

En el capítulo anterior se presentó un método para obtener  $X_{\max}$  en función de la energía utilizando datos medidos con el detector de superficie a través de la variable  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ . Una vez obtenido el valor medio de  $X_{\max}$ , es natural investigar qué sucede con el RMS, variable también sensible a composición (secciones 2.1 y 4.5)

El valor del RMS de  $X_{\max}$  fue calculado a partir del RMS de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  corregido por el detector de las dos formas presentadas en la sección anterior, aplicando la correlación entre  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  y  $X_{\max}$  de la ecuación (6.2). Los valores del RMS de  $X_{\max}$  a partir de los datos de SD en función de la energía se muestran en la figura 7.4, comparados con el valor del RMS de  $X_{\max}$  medido con el detector de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger [98].



**Figura 7.4:** RMS de  $X_{\max}$  en función de la energía obtenido a partir de los datos de SD con la variable  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  (utilizando dos correcciones por el detectors), comparado con el medido por el detector de fluorescencia.

Los resultados, con la estadística actual y los métodos utilizados, no son concluyentes. Sin embargo, el RMS de  $X_{\max}$  obtenido con los datos de SD tiene el mismo comportamiento que el medido con el de FD, y el mismo orden

de magnitud.

Claramente, la determinación de las fluctuaciones de la posición del máximo de la cascada  $\text{RMS}(X_{\max})$  con datos del detector de superficie es un desafío experimental complejo. En esta última parte de esta Tesis doctoral se plantea una propuesta interesante a partir del parámetro  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  que podría explotarse en el futuro cuando el Observatorio Pierre Auger acumule mayor cantidad de eventos en todo el rango de energía.

---



# Capítulo 8

## Conclusiones

El Observatorio Pierre Auger es sin duda el experimento de rayos cósmicos más importante del mundo, con un diseño único para funcionar en modo híbrido con detectores de superficie y de fluorescencia, optimizado para medir con estadística sin precedentes la energía, dirección de arribo y composición de los rayos cósmicos ultra energéticos. Entre los principales resultados obtenidos desde el inicio de la toma de datos en el 2004, se encuentran: (i) la determinación del espectro de energía con dos técnicas de medición (sólo con detectores de superficie y con técnica híbrida) y de sus principales características: el “tobillo” (a  $\log(E_{\text{tobillo}}/eV) = 18.65 \pm 0.09(\text{stat})_{-0.11}^{+0.10}(\text{sys})$ ) y la disminución abrupta del flujo a altas energías, el corte GZK (a  $\log(E_{\text{GZK}}/eV) = 19.46 \pm 0.03$ ), (ii) estudios de anisotropía en las direcciones de arribo para eventos de energía mayor a  $10^{19.7}$  eV, indicando una correlación con objetos astrofísicos en el volumen GZK ( $<100\text{Mpc}$ ), (iii) cotas inferiores al flujo de fotones y de neutrinos.

La composición de los rayos cósmicos de ultra alta energía es esencial para obtener información sobre el origen, las fuentes y la propagación de dichas partículas en el medio galáctico y extragaláctico. Existen diferentes modelos que podrían explicar las observaciones del flujo de partículas en función de la energía. Cada modelo supone diferentes tipos de fuentes, y por lo tanto

---

implican diferentes composiciones a altas energías. Información sobre la composición de rayos cósmicos ultra energéticos ha sido obtenida por el Observatorio Pierre Auger usando datos colectados con el detector de fluorescencia para el análisis de  $X_{\max}$ , indicando un incremento en la masa promedio al aumentar la energía.

Tradicionalmente, la estructura del frente de la cascada de partículas secundarias, que contiene información de la partícula primaria, se ha estudiado en experimentos anteriores al Observatorio Pierre Auger a partir de la distribución temporal de las señales medidas con los arreglos de superficie. En particular, se utilizó el *risetime* ( $t50 - t10$ ). La calidad de las señales obtenidas con los detectores de superficie del Observatorio Pierre Auger permite el estudio de otros parámetros temporales, sin pérdida de precisión en la toma de datos. En este trabajo de Tesis se analizó por primera vez la variable temporal  $t30 - t10$ , el tiempo que tarda la señal en incrementarse desde el 10% al 30% de su valor total. El  $t30 - t10$  está relacionado con la primera parte de la señal, y por lo tanto es más sensible al contenido muónico de la lluvia. De esta manera, no es tan afectado por efectos relacionados a la última porción de la señal, dominada por el componente electromagnético de la cascada, como la asimetría acimutal generada por la atenuación de dicho componente cuando la lluvia atraviesa el arreglo de superficie.

Utilizando la información obtenida con la variable  $t30 - t10$  de la estructura temporal del frente de la lluvia de secundarios producida por la interacción del rayo cósmico primario con la atmósfera, se desarrolló un método que permite determinar evento a evento la posición en la atmósfera del máximo de la cascada,  $X_{\max}$ , a partir de la gran estadística colectada con el detector de superficie, y así inferir la especie de la partícula primaria.

Para tal fin, primero se realizó un análisis de los datos de eventos con estaciones “twins” (separadas en menos de 10 metros) para determinar la precisión en la medida del nuevo parámetro temporal  $t30 - t10$ , y se analizaron sus propiedades.

---

Luego, se introdujo una variable por evento, definida como  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ , que mide la distancia de  $t_{30}-t_{10}$  de cada estación a un valor de referencia para una dada energía  $E$ . Se espera que esta medida de la fluctuación de las variables temporales sea sensible a la partícula primaria.

Al ser  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  una variable por evento, se exploró su sensibilidad a composición estudiando la relación con  $X_{\max}$ . Con este fin, se utilizaron datos medidos simultáneamente con el detector de superficie (para determinar  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ ) y con el de fluorescencia (que mide directamente  $X_{\max}$ ), los llamados eventos “Golden”. En diferentes rangos de energía, se calibró  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  con  $X_{\max}$  con una función lineal, y a partir de este resultado se obtuvo una parametrización para toda energía.

Una vez encontrada la relación entre el parámetro  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  y  $X_{\max}$ , se la aplicó a todos los eventos reconstruidos con el detector de superficie, y se determinó así el comportamiento de  $X_{\max}$  en función de la energía utilizando toda la estadística del detector de superficie. Con este método, es posible obtener valores de  $X_{\max}$  a más alta energía que la correspondiente a los datos tomados con el detector de fluorescencia.

Finalmente, se realizó un análisis de sesgos de la variable  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  y un estudio de las incertezas sistemáticas en la determinación de  $X_{\max}$ . Con la estadística del subconjunto de datos “Golden” con la que se cuenta al momento de escribir esta Tesis, la incerteza sistemática del método resulta del orden de  $20\text{g cm}^{-2}$ , y domina frente a las incertezas estadísticas, que son menores a  $5\text{g cm}^{-2}$  por la gran cantidad de datos colectados por el detector de superficie.

Entre otros estudios del parámetro  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ , se realizó un análisis de las fluctuaciones de  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  y su sensibilidad a las fluctuaciones intrínsecas de las cascadas, que se reflejan en el  $\text{RMS}(X_{\max})$ , también sensible a la especie primaria. Esta propuesta podría ser utilizada en el futuro por el Observatorio Pierre Auger, cuando se registre una mayor estadística de eventos híbridos.

En resumen, el método desarrollado en esta Tesis Doctoral utiliza por

primera vez la variable temporal  $t_{30} - t_{10}$ , estudiando sus fluctuaciones por evento por medio del parámetro  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$ .  $\langle \Delta_E \rangle_{ev}$  es una variable robusta y no presenta sesgos significativos. El método para la determinación de la posición en la atmósfera del máximo de partículas de la cascada,  $X_{\max}$ , a partir de esta variable es efectivo y sólido, y si bien la incerteza sistemática es mayor que la correspondiente a la medición directa realizada con el FD, es posible obtener valores de  $X_{\max}$  a mayor energía, contribuyendo a extender el rango de sensibilidad a la composición de la partícula primaria en el Observatorio Pierre Auger.

---

# Bibliografía

- [1] A. M. Hillas, *Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays?*, J. Phys. **G31** (2005) R95.
  - [2] The KASCADE Collaboration, Karl-Heinz Kampert *et al.*, *Cosmic ray energy spectra and mass composition at the knee: Recent results from KASCADE*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **136** (2004) 273.
  - [3] R. Aloisio *et al.*, *A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays*, Astropart. Phys. **27** (2007) 76.
  - [4] HIRES Collaboration, D. J. Bird *et al.*, *The Cosmic ray energy spectrum observed by the Fly's Eye*, Astrophys. J. **424** (1994) 491.
  - [5] HiRes Collaboration, L. Wiencke, *The energy spectrum and the high-resolution Fly's Eye*, J. Phys. **G27** (2001) 1611.
  - [6] M. Ave, J. Knapp, J. Lloyd-Evans, M. Marchesini, and A. A. Watson, *The energy spectrum of cosmic rays above  $3 \times 10^{17}$ -eV as measured with the Haverah Park Array*, Astropart. Phys. **19** (2003) 47.
  - [7] HiRes Collaboration, R. U. Abbasi *et al.*, *Observation of the GZK cutoff by the HiRes experiment*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 101101.
  - [8] Charles D. Dermer and Armen Atoyan, *Ultra-high energy cosmic rays, cascade gamma-rays, and high-energy neutrinos from gamma-ray bursts*, New J. Phys. **8** (2006) 122.
-

- 
- [9] Tadeusz Wibig and Arnold W. Wolfendale, *At what particle energy do extragalactic cosmic rays start to predominate?*, J. Phys. **G31** (2005) 255.
- [10] Anthony M. Hillas, *Cosmic rays: Recent progress and some current questions*, astro-ph/0607109, 2006.
- [11] R. Aloisio, V. Berezhinsky, P. Blasi, and S. Ostapchenko, *Signatures of the transition from galactic to extragalactic cosmic rays*, Phys. Rev. **D77** (2008) 025007.
- [12] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*, JETP Lett. **4** (1966) 78.
- [13] Particle Data Group Collaboration, K Nakamura *et al.*, *Review of particle physics*, J. Phys. **G37** (2010) 075021.
- [14] A. R. Bell, *The acceleration of cosmic rays in shock fronts. II*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **182** (1978) 443.
- [15] Enrico Fermi, *On the Origin of the Cosmic Radiation*, Phys. Rev. **75** (1949) 1169.
- [16] A. M. Hillas, *The Origin of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22** (1984) 425.
- [17] J. L. Han, R. N. Manchester, A. G. Lyne, G. J. Qiao, and W. van Straten, *Pulsar rotation measures and the large-scale structure of Galactic magnetic field*, Astrophys. J. **642** (2006) 868.
- [18] H. Men, K. Ferriere, and J. L. Han, *Observational constraints on models for the interstellar magnetic field in the Galactic disk*, 0805.3454, 2008.
- [19] Luis Anchordoqui *et al.*, *High energy physics in the atmosphere: Phenomenology of cosmic ray air showers*, Ann. Phys. **314** (2004) 145.
-

- 
- [20] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford University Press, Londres, 1954.
- [21] J. Matthews, *A Heitler model of extensive air showers*, *Astropart. Phys.* **22** (2005) 387.
- [22] Denis Allard, E. Parizot, and A. V. Olinto, *On the transition from Galactic to extragalactic cosmic-rays: spectral and composition features from two opposite scenarios*, *Astropart. Phys.* **27** (2007) 61.
- [23] D. Allard, N. G. Busca, G. Decerprit, A. V. Olinto, and E. Parizot, *Implications of the cosmic ray spectrum for the mass composition at the highest energies*, *JCAP* **0810** (2008) 033.
- [24] L. A. Anchordoqui, M. T. Dova, L. N. Epele, and J. D. Swain, *A depression before the bump in the highest energy cosmic ray spectrum*, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 7103.
- [25] John Linsley, *Structure of large air showers at depth 834 G/sq. cm. 3. Applications*, *Izv. Fiz. Inst. Bulg. Akad. Nauk.* **12** (1978) 56.
- [26] J. Linsley and A. A. Watson, *Validity of scaling to  $10^{20}$  ev and high-energy cosmic-ray composition*, *Phys. Rev. Lett.* **46**(7) (1981) 459.
- [27] The High Resolution Fly's Eye Collaboration R. U. Abbasi et al, *A study of the composition of ultra-high-energy cosmic rays using the high-resolution fly's eye*, *The Astrophysical Journal* **622**(2)910.
- [28] HiRes Collaboration, R. U. Abbasi et al., *Indications of Proton-Dominated Cosmic Ray Composition above 1.6 EeV*, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 161101.
- [29] Gordon B. Thomson, *Results from the Telescope Array Experiment*, 1010.5528, 2010.
- [30] M. T. Dova, M. E. Mancenido, Analisa G. Mariazzi, Thomas P. McCauley, and A. A. Watson, *New constraints on the mass composition of*
-

- cosmic rays above  $10^{17}$ -eV from Volcano Ranch measurements*, Astropart. Phys. **21** (2004) 597.
- [31] M. T. Dova, M. E. Mancenido, Analisa G. Mariazzi, Thomas P. McCauley, and A. A. Watson, *An estimate of the primary mass of cosmic rays at  $10^{18}$ - eV as inferred from Volcano Ranch data*, astro-ph/0305351, 2003.
- [32] M. Ave *et al.*, *Mass composition of cosmic rays in the range  $2 \times 10^{17}$  -  $3 \times 10^{18}$  measured with the Haverah Park Array*, Astropart. Phys. **19** (2003) 61.
- [33] K. Shinozaki *et al.*, *Chemical composition of ultra-high energy cosmic rays observed by AGASA*, Proceedings de la 28th International Cosmic Ray Conferences (ICRC 2003), Tsukuba, Japón, 31 Jul - 7 Ag 2003.
- [34] AGASA Collaboration, N. Hayashida *et al.*, *Muons ( $\geq 1$ -GeV) in large extensive air showers of energies between  $10^{16.5}$ -eV and  $10^{19.5}$ -eV observed at Akeno*, J. Phys. **G21** (1995) 1101.
- [35] A. A. Ivanov, S. P. Knurenko, and I. Ye. Slepsov, *Measuring extensive air showers with Cherenkov light detectors of the Yakutsk array: The energy spectrum of cosmic rays*, New J. Phys. **11** (2009) 065008.
- [36] R. I. Raikin, A. A. Lagutin, N. Inoue, and A. Misaki, *The shape of EAS lateral distribution and primary composition of the UHE cosmic rays*, astro-ph/0106365, 2001.
- [37] A. V. Glushkov *et al.*, *Muon content of ultra-high-energy air showers: Yakutsk data versus simulations*, JETP Lett. **87** (2008) 190.
- [38] S. P. Knurenko and A. V. Sabourov, *QGSjet II and EPOS hadronic interaction models: Comparison with the Yakutsk EAS array data*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **196** (2009) 319.
-

- 
- [39] C. D. England, *The Longitudinal development of Extensive Air Showers a energies above  $10^{17}$  eV*, 1983, PhD Thesis of the University of Leeds, UK.
- [40] Analisa Gabriela Mariazzi, *Asimetrías espacio-temporales en las cascadas de rayos cósmicos ultra energéticos y composición de la partícula primaria*, 2004, Tesis doctoral de la Universidad Nacional de La Plata, Argentina.
- [41] M. T. Dova para la Colaboración Pierre Auger, *Asymmetries observed in giant air showers using water Cherenkov detectors*, astro-ph/0308399, 2003.
- [42] Diego García-Pinto, *Time Asymmetry in UHE Cosmic Ray Showers. Mass Composition Studies in the Pierre Auger Observatory*, 2009, Tesis doctoral de la Universidad Complutense de Madrid, España.
- [43] A. A. Watson and J. G. Wilson, *Fluctuation studies of large air showers - the composition of primary cosmic ray particles of energy  $e(p)$  approx. equal 10-to-the-18 ev*, J. Phys. **A7** (1974) 1199.
- [44] M. T. Dova *et al.*, *Time asymmetries in extensive air showers: a novel method to identify UHECR species*, Astropart. Phys. **31** (2009) 312.
- [45] H. P. Wahlberg para la Colaboración Pierre Auger, *Study of the nuclear mass composition of UHECR with the surface detectors*, Proceedings de la 31<sup>st</sup> International Cosmic Ray Conference(ICRC 2009), Łódź, Polonia, 20 .
- [46] *The Pierre Auger Project Design Report*, FERMILAB-PUB-96-024.
- [47] Pierre Auger Collaboration, I. Allekotte *et al.*, *The Surface Detector System of the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Meth. **A586** (2008) 409.
-

- 
- [48] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham *et al.*, *Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Meth. **A523** (2004) 50.
- [49] Pierre Auger Collaboration, Xavier Bertou *et al.*, *Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Meth. **A568** (2006) 839.
- [50] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham ... F.A. Gómez Albarracín *et al.*, *Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Meth. **A613** (2010) 29.
- [51] Pierre Auger Collaboration, P. Facal San Luis and J. Alvarez-Muniz, *Inclined showers at the Pierre Auger observatory*, J. Phys. Conf. Ser. **110** (2008) 062007.
- [52] D. Veberic and M. Roth, *SD Reconstruction; Offline Reference Manual*, 2005, GAP Note 2005-035.
- [53] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham ... F.A. Gómez Albarracín *et al.*, *Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above  $4 \times 10^{19}$  eV*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 061101.
- [54] R. M. Baltrusaitis *et al.*, *THE UTAH FLY'S EYE DETECTOR*, Nucl. Instrum. Meth. **A240** (1985) 410.
- [55] T. Abu-Zayyad *et al.*, *The prototype high-resolution Fly's Eye cosmic ray detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A450** (2000) 253.
- [56] Pierre Auger Collaboration, J. A. Abraham ... F.A. Gómez Albarracín *et al.*, *The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Meth. **A620** (2010) 227.
- [57] H. Gemmeke *et al.*, *Design of the trigger system for the AUGER fluorescence detector*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **47** (2000) 371.
-

- 
- [58] Zbigniew Szadkowski, *Second-level trigger in the Pierre Auger fluorescence detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A465** (2001) 540.
- [59] A. Schmidt *et al.*, *Third Level Trigger for the Fluorescence Telescopes of the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Meth. **A601** (2009) 347.
- [60] J. T. Brack, R. Meyhandan, G. J. Hofman, and J. Matthews, *Absolute photometric calibration of large aperture optical systems*, Astropart. Phys. **20** (2004) 653.
- [61] Pierre Auger Collaboration, R. Knapik *et al.*, *The Absolute, Relative and Multi-Wavelength Calibration of the Pierre Auger Observatory Fluorescence Detectors*, 0708.1924, 2007.
- [62] D. Kuempel, K. H. Kampert, and M. Risse, *Geometry reconstruction of fluorescence detectors revisited*, Astropart. Phys. **30** (2008) 167.
- [63] AIRFLY Collaboration, M. Ave *et al.*, *Measurement of the pressure dependence of air fluorescence emission induced by electrons*, Astropart. Phys. **28** (2007) 41.
- [64] Tilo Waldenmaier, Johannes Bluemer, and Hans Klages, *Spectral resolved Measurement of the Nitrogen Fluorescence Emissions in Air induced by Electrons*, Astropart. Phys. **29** (2008) 205.
- [65] M. Nagano, K. Kobayakawa, Naoto Sakaki, and K. Ando, *New measurement on photon yields from air and the application to the energy estimation of primary cosmic rays*, Astropart. Phys. **22** (2004) 235.
- [66] M. Ave and for the AIRFLY Collaboration, *Temperature and Humidity Dependence of Air Fluorescence Yield measured by AIRFLY*, Nucl. Instrum. Meth. **A597** (2008) 50.
- [67] M. Monasor, J. R. Vazquez, D. Garcia-Pinto, and F. Arqueros, *The impact of the air-fluorescence yield on the reconstructed shower parameters of ultra-high energy cosmic rays*, Astropart. Phys. **34** (2011) 467.
-

- 
- [68] J. Rosado, F. Blanco, and F. Arqueros, *Comparison of available measurements of the absolute fluorescence yield*, *Astropart. Phys.* **34** (2010) 164.
- [69] M. Giller, G. Wieczorek, A. Kacperczyk, H. Stojek, and W. Tkaczyk, *Energy spectra of electrons in the extensive air showers of ultra-high energy*, *J. Phys.* **G30** (2004) 97.
- [70] M. Unger, R. Engel, F. Schussler, and R. Ulrich, *Longitudinal Shower Profile Reconstruction from Fluorescence and Cherenkov Light*, 0706.1501, 2007.
- [71] M. Unger, B. R. Dawson, R. Engel, F. Schussler, and R. Ulrich, *Reconstruction of Longitudinal Profiles of Ultra-High Energy Cosmic Ray Showers from Fluorescence and Cherenkov Light Measurements*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A588** (2008) 433.
- [72] A. M. Hillas, *The sensitivity of Cherenkov adiation pulses to the longitudinal development of cosmic ray showers*, *J. Phys.* **G8** (1982) 1475.
- [73] T. K. Gaisser and A. Hillas.
- [74] Fabian Schussler, *Measurement of the Energy Spectrum of Ultra-High Energy Cosmic Rays using Hybrid Data of the Pierre Auger Observatory*, 2008, Tesis doctoral de la Universität Karlsruhe, Alemania.
- [75] S. Argiro *et al.*, *The Offline Software Framework of the Pierre Auger Observatory*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A580** (2007) 1485.
- [76] Tim Huege for the LOPES Collaboration, *The LOPES experiment - recent results, status and perspectives*, 1009.0345, 2010.
- [77] A. M. van den Berg para la Colaboración Pierre Auger, *Radio detection of cosmic rays at the southern Auger Observatory*, 0908.4422, 2009.
-

- 
- [78] M. Kleifges para la Colaboración Pierre Auger, *HEAT extension of the Pierre Auger Observatory*, Proceedings de la 31st International Cosmic Ray Conference (ICRC 2009), Lódz, Polonia, 2009.
- [79] Pierre Auger Collaboration, A. Etchegoyen, *AMIGA, Auger Muons and Infill for the Ground Array*, 0710.1646, 2007.
- [80] M. Platino para la Colaboración Pierre Auger, *AMIGA - Auger Muons and Infill for the Ground Array of the Pierre Auger Observatory*, Proceedings de la 31st International Cosmic Ray Conference (ICRC 2009), Lódz, Polonia, 2009.
- [81] The Pierre Auger Collaboration, J. Abraham ... F.A. Gómez Albarracín *et al.*, *Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above  $10^{18}$  eV using the Pierre Auger Observatory*, Phys. Lett. **B685** (2010) 239.
- [82] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham ... F.A. Gómez Albarracín *et al.*, *Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects*, Science **318** (2007) 938.
- [83] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham ... F.A. Gómez Albarracín *et al.*, *Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei*, Astropart. Phys. **29** (2008) 188.
- [84] Pierre Auger Observatory Collaboration, P. Abreu ... F.A. Gómez Albarracín *et al.*, *Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter*, Astropart. Phys. **34** (2010) 314.
- [85] Subir Sarkar and Ramon Toldra, *The high energy cosmic ray spectrum from massive particle decay*, Nucl. Phys. **B621** (2002) 495.
- [86] John R. Ellis, V. E. Mayes, and Dimitri V. Nanopoulos, *UHECR Particle Spectra from Crypton Decays*, Phys. Rev. **D74** (2006) 115003.
- [87] Roberto Aloisio, V. Berezhinsky, and M. Kachelriess, *On the status of superheavy dark matter*, Phys. Rev. **D74** (2006) 023516.
-

- 
- [88] Christopher T. Hill, *Monopolonium*, Nucl. Phys. **B224** (1983) 469.
- [89] Thomas J. Weiler, *Resonant Absorption of Cosmic Ray Neutrinos by the Relic Neutrino Background*, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 234.
- [90] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham ... F.A. Gómez Albarracín *et al.*, *Upper limit on the cosmic-ray photon flux above  $10^{19}$  eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory*, Astropart. Phys. **29** (2008) 243.
- [91] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham ... F. A. Gómez Albarracín *et al.*, *An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above  $10^{19}$ -eV from the Pierre Auger Observatory*, Astropart. Phys. **27** (2007) 155.
- [92] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham ... F. A. Gómez Albarracín *et al.*, *Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory*, Astropart. Phys. **31** (2009) 399.
- [93] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham ... F.A. Gómez Albarracín *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.
- [94] K. S. Capelle, J. W. Cronin, G. Parente, and E. Zas, *On the detection of ultra high energy neutrinos with the Auger Observatory*, Astropart. Phys. **8** (1998) 321.
- [95] J. Tiffenberg para la Colaboración Pierre Auger, *Limits on the UHE $\nu$  using the Pierre Auger Observatory*, Proceedings de la 31st International Cosmic Ray Conference (ICRC 2009), Lódz, Polonia, 2009.
- [96] G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6.5 release note*, hep-ph/0210213, 2002.
- [97] S. Sciutto, *AIRES*, <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires>.
-

- 
- [98] Pierre Auger Observatory Collaboration, J. Abraham, ..., F. A. Gómez Albarracín, *et al.*, *Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above  $10^{18}$  eV*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 091101.
- [99] F. A. Gómez Albarracín, M. T. Dova, and H. Wahlberg, *Study of timing parameters  $t_y - t_x$  using SD data (much more than  $t_{1/2}$ !)*, 2008, GAP Note 2008-017.
- [100] F.A. Gómez Albarracín, M. T. Dova, and H. P. Wahlberg, *Width of the rise time distributions: a novel approach to primary mass discrimination (... and iron again)*, 2006, GAP Note 2006-063.
- [101] Ben Smith, *The Mass Composition of Cosmic Rays Above 1 EeV Inferred Using the Spread in Arrival Times of Air Shower Particles*, 2008, Tesis doctoral de la Universidad de Leeds, Reino Unido.
- [102] F. A. Gómez Albarracín, M. T. Dova, and H. Wahlberg, *Study of Detector Response in MC using the Risetime from Twins*, 2008, GAP Note 2008-066.
- [103] Pierre Auger Collaboration, M. Ave *et al.*, *The accuracy of signal measurement with the water Cherenkov detectors of the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Meth. **A578** (2007) 180.
- [104] J. Bellido para la Colaboración Pierre Auger, *Measurement of the average depth of shower maximum and its fluctuations with the Pierre Auger Observatory*, Proceedings de la 31st International Cosmic Ray Conference (ICRC 2009), Lódź, Polonia, 2009.
- [105] Sergey Ostapchenko, *Status of QGSJET*, AIP Conf. Proc. **928** (2007) 118.
- [106] R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, Paolo Lipari, and Todor Stanev, *SIBYLL: An Event generator for simulation of high-energy cosmic ray cascades*, Phys. Rev. **D50** (1994) 5710.
-

- [107] Klaus Werner, *The hadronic interaction model EPOS*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **175-176** (2008) 81.
-