TESIS DE MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICAS

ANÁLISIS DE LAS DIRECCIONES DE ARRIBO DE RAYOS CÓSMICOS DE ULTRA-ALTA ENERGÍA EN EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

Evelyn Gabriela Coronel
Maestrando

Dra. Silvia Mollerach
Directora

Miembros del Jurado
Dr. Diego Harari
Dra. Geraldina Golup
Dr. Xavier Bertou

20 de Enero de 2021

Partículas y Campos – Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

Índice de símbolos

CR: Rayos cósmicos (*Cosmic Rays*)
CMB: Radiación Cósmica de Fondo (*Cosmic Microwave Background*)
FD: Detector de Fluorescencia (*Fluorescence Detector*)
SD: Detector de Superficie (*Surface Detector*)
WCD: Detector de radiación Cherenkov de agua
EAS: Lluvia Atmosférica Extendida (*Extensive Air Shower*)
VAOD: Profundidad atmosférica óptica vertical (*Vertical Atmosferic Optical Depth*)
CLF: *Central Laser Facility*
XLF: *eXtreme Laser Facility*
X_{max}: Profundidad atmosférica del máximo de la lluvia
LDF: Función de Distribución Lateral (*Lateral Distribution Function*)
S(1000): Señal a 1000 m del núcleo de la lluvia y al nivel del suelo
$S(1000)_w$: Señal de S(1000) corregida por la modulación del clima.
CIC: Corte de Intensidad Constante (*Constant Intensity Cut*)
S_{38}: Señal a 1000 m del núcleo y al nivel del suelo si el ángulo cenital del evento fuera de 38^o
$S_{38,w}$: Señal S_{38} corregida por la modulación del clima
eV: electrón Voltio, $1\,\mathrm{eV} = 1{,}602 \times 10^{-19}$ J
EeV: $1\,\mathrm{EeV} = 10^{18}$ eV
PMT: Tubo fotomultiplicador (*Photo-Multiplier Tube*)
VEM: Muón vertical equivalente (*Vertical Equivalent Muon*)
ICRC: Conferencia Internacional de Rayos Cósmicos (*International Cosmic Ray Conference*)
EW: Método East - West

Índice de contenidos

Índice de figuras

Capítulo 1

Introducción

"We can only measure what Nature sends us"
— Jim Cronin

Desde el descubrimiento de los rayos cósmicos en 1911 por Victor Hess, numerosos experimentos han intentado caracterizarlos. A partir del 2004, el Observatorio Pierre Auger ha detectado rayos cósmicos con el objetivo de estudiar su origen. Un análisis adecuado de los eventos registrados es necesario para estudiar las posibles fuentes de rayos cósmicos, además de su composición y espectro de energía.

Un aspecto estudiado por varios trabajos [7] [8] es la distribución de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos. Estas direcciones son prácticamente isotrópicas salvo variaciones pequeñas alrededor de la media, por lo que es importante tener en cuenta todos los efectos que pueden ser fuentes de modulación espuria sobre los datos. Un ejemplo claro de una modulación que no aporta información sobre las anisotropías es la modulación del clima.

Este trabajo consiste en el análisis de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos de ultra alta energía registrados por el Observatorio Pierre Auger. En el mismo se estudia la modulación del clima sobre los eventos medidos por los detectores de superficie, y además se estudian las anisotropías a grandes escalas angulares para distintos rangos de energía desde 0.25 EeV.

Los distintos capítulos de este trabajo están organizados para introducir los rayos cósmicos, mencionar brevemente algunas características del Observatorio Pierre Auger y describir los métodos utilizados para el estudio de los rayos cósmicos, para luego presentar los resultados del análisis sobre la modulación del clima de la señal medida por el Observatorio, y por último reportar los resultados de las amplitudes y fases de las modulaciones de sobre la tasa de eventos para distintos rangos de energía.

1.1. Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos (CRs) fueron descubiertos en 1911 por Victor Hess [9]. Los mismos son partículas que llegan a la Tierra desde el espacio como electrones, positrones, rayos gamma entre otros, además de núcleos atómicos. En 1962, John Linsley detectó un evento asociado a un CR con energía cercana a 10^{20} eV. Posterior a esta medición, otros experimentos encontraron más eventos por encima de esta energía.

A pesar de que han sido medidos y estudiados en experimentos alrededor del mundo, el origen de los CRs es incierto. Las partículas con energía por encima de 10^{18} eV se conocen como rayos cósmicos de ultra alta energía (UHECRs) y son las partículas con más energía en el universo actual. Las direcciones de arribo de los UHECRs son casi isotrópicas [7] [8] y se cree que son de origen extra-galáctico, es decir, que no fueron producidos dentro de la Vía Láctea. Esto se debe a que los campos magnéticos galácticos no pueden confinarlos, además que la distribución de sus direcciones de arribo es aproximadamente uniforme en el cielo, sin correlación significativa con el plano o el centro galáctico.

Para estudiar los CRs, se disponen de tres observables principales: el espectro, la composición y la anisotropía. El espectro se refiere a la distribución de energía de los CRs detectados, la composición es la distribución de masas nucleares, es decir que elementos y en que proporción se encuentran en los CRs, y el tercero, la anisotropía, es la distribución de las direcciones de arribo a distintas energías.

1.2. Espectro de energías

Los mecanismos de interacción con el medio de protones y núcleos de origen extra-galáctico y su relevancia en la propagación fueron predichos por Greisen [10], e independientemente por Zatsepin y Kuzmin [11] tras el descubrimiento de la radiación cósmica de fondo (CMB). Durante la propagación de estas partículas por el medio extra-galáctico, las mismas sufren una pérdida de energía debido a la expansión del universo. Este el principal mecanismo de pérdida de energía para protones de $E < 2 \times 10^{18}$ eV y núcleos de $E/A < 0{,}5 \times 10^{18}$ eV. Además estos RCs de origen de extra-galáctico, pierden energía al interactuar con los fotones del CMB. Estos procesos de pérdida de energía se conocen como el efecto GZK.

En la Fig. 1.1 se presenta el espectro de los rayos cósmicos medidos por distintos experimentos. La figura fue extraída del trabajo [2], en la misma los datos fueron multiplicados por $E^{2,6}$ para resaltar los cambios en la forma del espectro. Considerando que los CRs de energías por debajo de $\sim 10^{17}$ eV son de origen galáctico [6], la rodilla que marca el cambio de pendiente alrededor de $\sim 3 \times 10^{15}$ eV podría reflejar una transición en el origen de los CRs. La rodilla indicaría el límite donde la mayoría de los procesos que aceleran los RCs han alcanzado su energía máxima. El experimento de Kascade-Grande ha reportado una segunda rodilla cercana a 8×10^{16} eV, que podría corresponder al límite de aceleración de primarios más pesados [2].

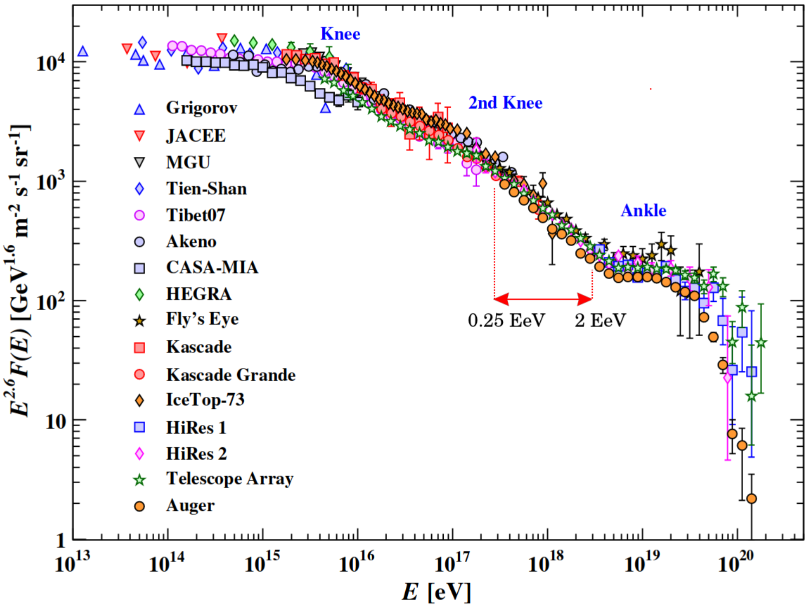


Figura 1.1: Espectro de rayos cósmicos medidos mediante lluvias atmosféricas en función de la energía E. Figura extraída de [2]

Hay dos teorías detrás del tobillo alrededor de $\sim 10^{19}$ EeV en la Fig 1.1. La primera dice que el mismo se debe a que una población de mayor energía está superando a otra de menor energía, por ejemplo un flujo extra-galáctico empieza a dominar sobre un flujo galáctico [12]. La segunda dice que el cambio de la forma de la curva se debe a la pérdida de energía de los protones extra-galácticos, debido al proceso $p\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ conocido como foto-desintegración con el CMB [13]. Para RCs con energías mayores a $E/A \geq 6 \times 10^{19}$ eV, el proceso dominante en la pérdida de energía están asociados al efecto GZK [6].

El flujo de los rayos cósmicos Φ en función de la energía E puede aproximarse a una ley de potencias que tiene una forma del siguiente tipo

$$\frac{d\Phi}{dE} \propto E^{-\gamma} \tag{1.1}$$

donde γ se lo denomina índice espectral. Este valor varía ligeramente para distintos rangos de energía. Para este trabajo se toma un valor de $\gamma = 3{,}29$ [3]. Este valor es un promedio de los distintos valores del índice espectral para UHCRs del rango 0.25 EeV y 2 EeV como se indica en la Fig.1.1.

1.3. Lluvias atmosféricas extendidas

Una lluvia atmosférica extendida (EAS) es la cascada de partículas secundarias generadas por la interacción de un rayo cósmico, conocido como partícula primaria o el primario, con la atmósfera terrestre. Como se observa en la Fig. 1.1, el flujo de partículas decae rápidamente con la energía, aunque para energías mayores a 10^{14} eV, las partículas producidas en la atmósfera pueden llegar hasta las montañas. Para energías mayores pueden llegar hasta el nivel del mar.

El momento transversal que adquieren las partículas secundarias en el proceso de dispersión a través de la atmósfera es tal que los secundarios se dispersan sobre un área de gran tamaño. Por ejemplo, para energías mayores a 10 EeV, la lluvia puede llegar a cubrir más de 25 km^2.

El desarrollo de la lluvia puede describirse mediante la profundidad atmosférica $X(L)$, definida como la masa de aire por unidad de área que atravesó una partícula en su dirección de propagación tras recorrer una distancia L,

$$X(L) = \int_L^\infty dx\rho(x) \tag{1.2}$$

donde ρ es la densidad del aire en función de la posición.

1.4. Descripción de una anisotropía dipolar

Las anisotropías en las direcciones de llegada de los RCs indican que ciertas zonas del cielo tienen una variación significativa con respecto a la media de flujo de RCs. Estas anisotropías pueden describirse mediante una superposición de funciones armónicas. El primer orden corresponde a una anisotropía dipolar, la misma se puede describir de la siguiente forma:

$$\Phi(\hat{\mathbf{u}}) = \Phi_0(1 + \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}}) \tag{1.3}$$

donde Φ_0 es el flujo medio de eventos, $\hat{\mathbf{u}}$ es un versor que apunta a la dirección a estudiar, y $\mathbf{d}$ es un vector con módulo igual a la amplitud del dipolo y cuya dirección está apuntando al máximo del flujo.

Tomando coordenadas ecuatoriales [1], la dirección de $\mathbf{d}$ es (α_d, δ_d) y de $\hat{\mathbf{u}}$ es (α, δ), entonces el producto escalar entre estos vectores se puede escribir de la siguiente manera:

$$\mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}} = d(\cos\delta_d \cos\delta \cos(\alpha - \alpha_d) + \sin\delta_d \sin\delta) \tag{1.4}$$

El desarrollo para obtener esta expresión se encuentra en el apéndice A.2.1.

[1] El sistema de coordenadas ecuatoriales se desarrolla en el apéndice A.1

Otro aspecto importante de la representación del dipolo en coordenadas ecuatoriales, es que la proyección de la amplitud del dipolo sobre el plano ecuatorial $d_\perp$ se puede aproximar de la siguiente manera [6] :

$$d_\perp \simeq \frac{r_1}{\langle \cos \delta \rangle} \tag{1.5}$$

donde r_1 es la amplitud del primer armónico en ascensión recta, y $\langle \cos \delta \rangle$ es el valor medio de $\cos \delta$ de los eventos.

1.4.1. Representación en coordenadas locales de una anisotropía dipolar

Podemos reescribir el producto escalar entre el dipolo $\mathbf{d}$ y el versor $\hat{u}$ que apunta en una dirección cualquiera mediante las coordenadas locales θ y ϕ[2] como se muestra en la siguiente expresión:

$$\mathbf{d} = d_{x'}(\alpha^0, \delta^0)\hat{x}' + d_{y'}(\alpha^0, \delta^0)\hat{y}' + d_{z'}(\alpha^0, \delta^0)\hat{z}' \tag{1.6}$$

$$\hat{\mathbf{u}} = \sin \theta \cos \phi \hat{x}' + \sin \theta \sin \phi \hat{y}' + \cos \theta \hat{z}' \tag{1.7}$$

$$\mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}} = d_{x'}(\alpha^0, \delta^0) \sin \theta \cos \phi + d_{y'}(\alpha^0, \delta^0) \sin \theta \sin \phi + d_{z'}(\alpha^0, \delta^0) \cos \theta \tag{1.8}$$

donde los versores $\hat{x}'$, $\hat{y}'$ y $\hat{z}'$ apuntan a la dirección Este, Norte y del cenit respectivamente.

El dipolo $\mathbf{d}$ está fijo en el cielo pero visto desde las coordenadas locales, para poder trabajar con θ y ϕ, sus proyecciones $d_{x'}$, $d_{y'}$ y $d_{z'}$ tienen una dependencia con la ascensión recta α^0 y declinación δ^0 del cenit.

[2] El sistema de coordenadas locales se desarrolla en el apéndice A.2.

Capítulo 2

El Observatorio Pierre Auger

2.1. Introducción

El Observatorio Pierre Auger se diseñó para estudiar los CRs hasta altas energías con mucha estadística. Las propiedades medidas de los lluvias extendidas determinan la energía y la dirección de arribo de cada CR, además de proveer información sobre la composición del mismo. El Observatorio está ubicado en la Provincia de Mendoza, Argentina, y ha registrado eventos desde el año 2004 hasta su terminación en el 2008 donde se culminó la instalación de los detectores.

2.2. Detección de Rayos Cósmicos

Una característica esencial del Observatorio es la capacidad de registrar lluvias atmosféricas extendidas (EAS) simultáneamente mediante dos técnicas distintas, combinando los detectores de superficie (SD) y los detectores de fluorescencia (FD).

El arreglo principal de SDs o *SD 1500 m*, que se muestra en la Fig. 2.1, es un conjunto de 1660 detectores Cherenkov colocados en forma triangular a una distancia de 1,5 km entre sí, cubriendo $\sim 3000\,\mathrm{km}^2$. Cada SD tiene 6 detectores vecinos, salvo los SDs del borde, si los vecinos están activos el detector del medio cubre un área de forma hexagonal Además, el Observatorio tiene otro arreglo de SDs separados por 750 m llamado *Infill*.

Los FDs están colocados en cuatro edificios alrededor del arreglo principal: Coihueco, Loma Amarilla, Los Morados y Los Leones indicados en el mapa en la Fig. 2.1. Cada edificio contiene 6 FDs, donde cada uno tiene un campo de visión de $30^o \times 30^o$, cubriendo así cada uno 180^o en la horizontal.

El área del observatorio es generalmente plana, la altitud de los detectores varía entre 1340 m y 1610 m, con una altitud media de ~ 1400 m. Estos detectores están distribuidos entre las latitudes $35{,}0^o$ S y $35{,}3^o$ S y entre las longitudes $69{,}0^o$ W y $69{,}4^o$

W.

2.2.1. El Detector de Superficie y el Detector de Fluorescencia

Un detector de superficie (SD), que se muestra en la Fig.2.2a, consiste en un tanque de polietileno de 3,6 m de diámetro y 1,2 m de altura que contiene 12 000 litros de agua hiper-pura. En la parte superior se encuentran tres foto-multiplicadores (PMT) distribuidos simétricamente a 1,2 m respecto al centro del tanque. Los mismos colectan la radiación Cherenkov producida por una partícula cargada relativista que pasa por el agua del detector. El interior está recubierto por una lámina de alta reflectividad para minimizar la pérdida de energía de los fotones energía por el rebote con las paredes. La altura del tanque lo hace sensible a detectar fotones de altas energías, que pueden convertirse en pares electrón-positrón en el volumen de agua [3].

El detector de fluorescencia (FD) consiste en 24 telescopios de fluorescencia, esquematizados en la Fig 2.2b, distribuidos en 4 edificios en los límites del observatorio. Cada telescopio tiene un espejo esférico segmentado de 13 m^2 y una cámara que consiste en 440 PMTs ordenados en una grilla de 22x20. Cada telescopio tiene un campo de visión de $30^o \times 30^o$.

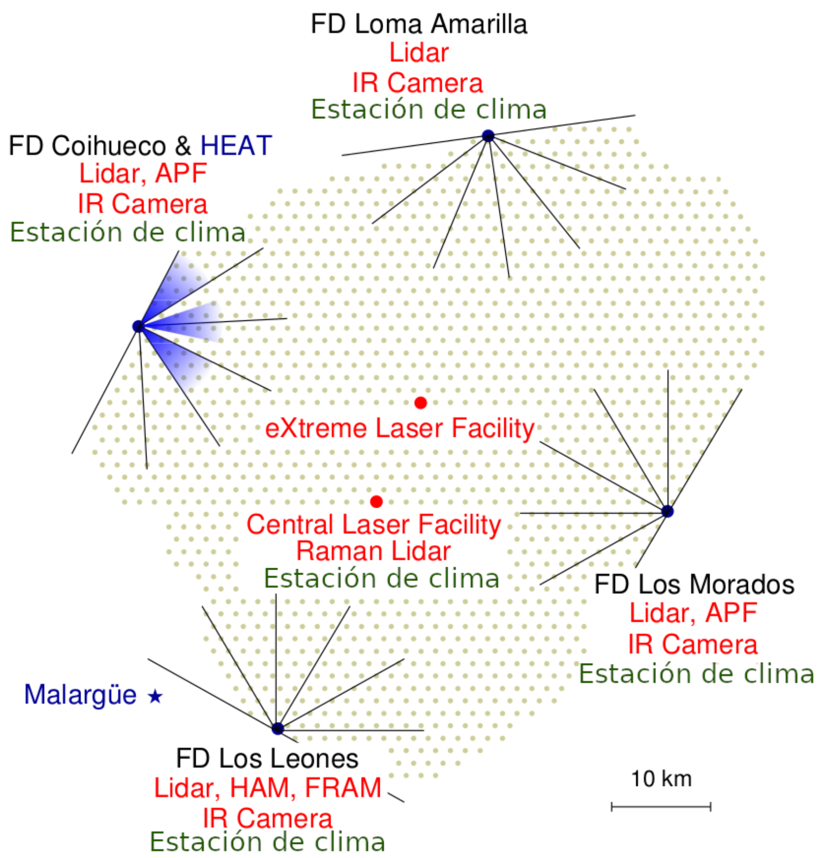
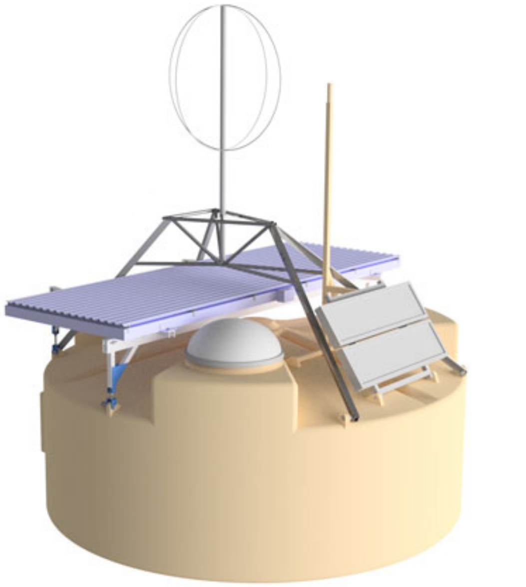
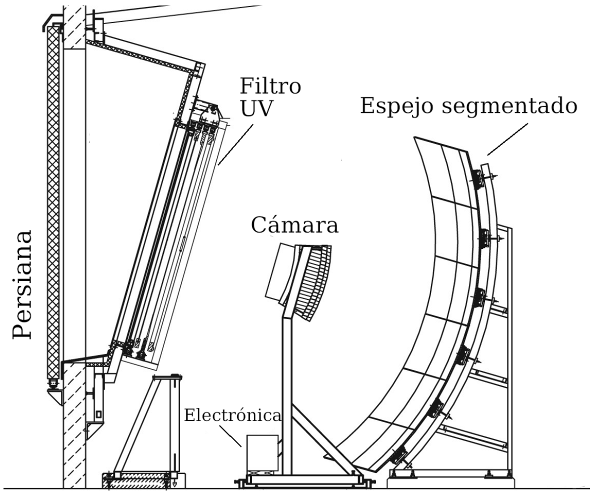


Figura 2.1: Distribución de los detectores de superficie en el área del Observatorio Pierre Auger. Se muestra la ubicación de las estaciones del clima, otros módulos instalados sobre el observatorio y la posición de los detectores de fluorescencia (FD). Figura extraída de [3]



(a) Detector de radiación Cherenkov con los elementos de la actualización para *Auger Prime*



(b) Esquema simplificado de un telescopio de fluorescencia. Extraído de [14]

Figura 2.2: Detectores empleados por el Observatorio Pierre Auger para la detección de rayos cósmicos.

El FD mide los fotones ultravioletas producidos por la componente electromagnética de la EAS. Mientras se produce la lluvia en la atmósfera, algunos átomos de nitrógeno se excitan y se desexcitan emitiendo fotones. El uso del FD para detectar estos fotones es solo posible en noches sin nubes y sin luna. La posible atenuación de los fotones en la atmósfera es tenida en cuenta para la estimación de la energía, ya que se basa en la cantidad de fotones detectados. Otro factor a tener en cuenta es la presencia de aerosoles, como humo o polvo, esto se realiza midiendo la profundidad atmosférica óptica vertical *Vertical Atmosferic Optical Depth (VAOD)*. Estas mediciones son realizadas por los láseres de las instalaciones de Central Laser Facility (CLF) y de eXtreme Laser Facility (XLF), cuyas ubicaciones se muestra en la Fig.2.1.

2.2.2. Diseño híbrido

Los SDs detectan un corte de EAS que llega al nivel del suelo, midiendo las componentes electromagnética y muónica de la lluvia. Cabe resaltar que los SDs funcionan las 24 horas del día, por lo que detectan una mayor cantidad de eventos que el FD. Existen métodos para determinar la dirección de arribo y la energía del primario a partir de la mediciones. El SD tiene la propiedad de que la calidad de sus mediciones aumenta con la energía del EAS.

La exposición se calcula contando la cantidad de hexágonos activos en un tiempo dado, y multiplicado la apertura de un solo SD que vale 4,59 km^2.sr para lluvias verticales. La exposición instantánea del SD se calcula fácilmente, especialmente para energías mayores a 3 EeV, donde la EAS detectada por cualquier parte del SD es detectada con 100 % de eficiencia independientemente de la masa del primario que inicio la EAS.

El FD es usado para generar una imagen del desarrollo del EAS en la atmósfera. La luz de fluorescencia es emitida isotrópicamente en la parte ultravioleta del espectro, y es producida predominantemente por la componente electromagnética de la lluvia. Los períodos de observación están limitados a las noches sin luna y con buen clima, pero la ventaja del FD es la posibilidad de ver el desarrollo de la lluvia. Dado que la producción de la fotones por fotoluminiscencia es proporcional a la energía depositada en la atmósfera, se puede medir la energía del primario mediante calorimetría. Otro aspecto importante del FD es la posibilidad de medir la profundidad de la atmósfera donde la lluvia alcanza su máximo desarrollo, X_{max}, esta cantidad es uno de los más directos indicadores de la composición de masa. [8]

2.3. Reconstrucción de eventos de los detectores de superficie

2.3.1. Selección de eventos

La reconstrucción de la energía y la dirección de arribo de los CRs se realiza mediante las señales medidas por los SDs. La dirección es reconstruida mediante el tiempo de llegada de las señales registradas por detectores individuales. Para garantizar la selección de eventos bien contenidos en el SD, se aplica el corte llamado *6T5*. Este corte considera solo a los eventos donde el tanque con mayor señal está rodeado por otros 6 tanques activos. Esta condición asegura una buena reconstrucción de la energía. Al mismo tiempo, este corte simplifica el cálculo de la exposición [15]. Para estudios de dirección de arribo pueden utilizar cortes menos estrictos dependiendo del rango de energía a estudiar.

2.3.2. Reconstrucción de las lluvias

En una primera aproximación para la dirección de arribo de la lluvia se obtiene ajustando los tiempos de llegada de la señal en cada tanque. Para eventos con suficientes tanques disparados, estos tiempos de llegada pueden ser descritas como la evolución un frente de lluvia como una esfera que crece con la velocidad de la luz. Los puntos de impacto del EAS con el suelo son obtenidas mediante ajustes a las señales de los tanques. Este ajuste se realiza con un función de distribución lateral (LDF). La LDF también tiene en cuenta la probabilidad de que los tanques no sean disparados y que los tanques con mayor señal estén saturados.

Un ejemplo de la señal que deja un evento sobre el SD 1500 m se muestra en la Fig. 2.3. Este evento fue producido por un rayo cósmico de (104 ± 11) EeV con un ángulo cenital de $(25{,}1 \pm 0{,}1^o)$. La LDF de las señales para este evento se muestra en la Fig. 2.4. La función utilizada para el ajuste de la LDF es una función f_{LDF} propuesta por Nishimura-Kamata-Greisen [8]

$$S(r) = S(r_{opt}) f_{LDF}(r)$$
$$f_{LDF}(r) = \left(\frac{r}{r_{opt}}\right)^{\beta} \left(\frac{r + r_1}{r_{opt} + r_1}\right)^{\beta+\gamma}$$

donde f_{LDF} está normalizado tal que $f_{LDF}(r_{opt}) = 1$ y r_{opt} es la distancia óptima, y $S(r_{opt})$ es usado para estimar la energía. Para el arreglo SD 1500 m, el parámetro $r_{opt} = 1000$ m, por lo tanto el tamaño de la lluvia o *shower size* es el valor de S(1000). Dado que la forma de la LDF es desconocida, la forma funcional propuesta para la función f_{LDF} fue elegida empíricamente. El parámetro β depende del tamaño de la lluvia y del ángulo cenital. Los eventos verticales, es decir los eventos con $\theta < 60^o$, son medidas en una etapa menos desarrollada que eventos más inclinados. Los eventos con $\theta > 60^o$ atraviesan un mayor cantidad de atmósfera.

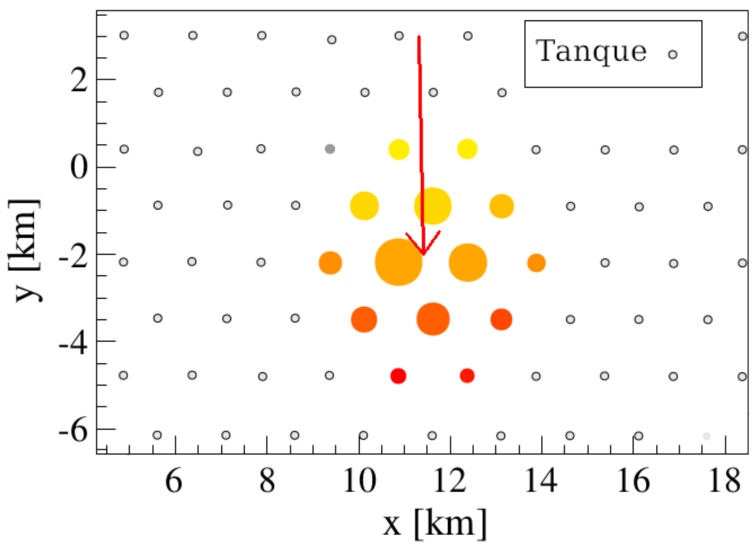


Figura 2.3: Ejemplo de la señal dejada por un evento de (104 ± 11) EeV de energía con un ángulo cenital de $(25{,}1 \pm 0{,}1^o)$ sobre el arreglo principal SD 1500 m. La flecha indica la dirección de arribo de la lluvia. Los colores de los círculo representa el tiempo de arribo de la lluvia, los primeros en amarillo y los últimos en rojo. En área de los círculo pintados es proporcional a logaritmo de la señal. Figura extraída de [3].

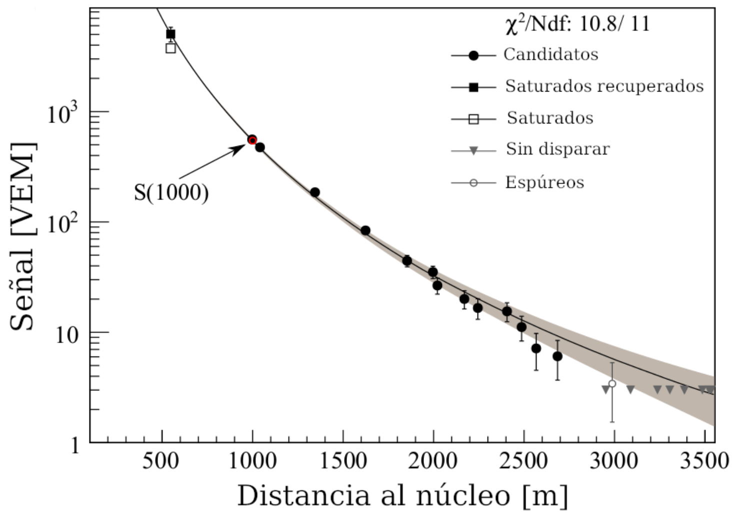


Figura 2.4: Dependencia de la señal con la distancia del núcleo de la lluvia de un evento de (104±11) EeV de energía con un ángulo cenital de (25,1±0,1^o). La función ajustada es la función de distribución lateral (LDF). Del ajuste se obtiene el valor de S(1000). Figura extraída de [3].

2.3.3. Calibración de la energía

Para una energía dada, el valor de S(1000) disminuye con θ debido a la atenuación de las partículas de la lluvia. Asumiendo un flujo isotrópico de los CR primarios sobre la parte superior de la atmósfera, se obtiene la atenuación de los datos mostrados en la Fig. 2.5 usando el método de Corte de Intensidad Constante (CIC) [16]. La curva de atenuación $f_{CIC}(\theta)$ fue ajustado con un polinomio de orden 3 del tipo $f_{CIC}(\theta) = 1+ax+bx^2+cx^3$, donde $x = \cos^2(\theta)-\cos^2(38^o)$. Según lo presentado por la colaboración [7], los valores son $a = 0{,}980 \pm 0{,}004$, $b = -1{,}68 \pm 0{,}01$ y $c = -1{,}30 \pm 0{,}45$, aunque estos coeficientes cambian ligeramente con la energía [8]. El ángulo cenital $\theta = 38^o$ se toma como un punto de referencia para convertir S(1000) a S_{38} mediante $S_{38} = S(1000)/f_{CIC}(\theta)$. Este valor S_{38} puede considerarse como la señal S(1000) que hubiera tenido un evento que fue detectado mediante el SD con $\theta = 38^o$.

Los eventos con $\theta < 60^o$ que fueron detectados por el SD y por el FD son utilizados para relacionar el tamaño de la lluvia con la energía E_{FD} medida por calorimetría por el FD. La correlación entre S_{38} y E_{FD} se calcula mediante el método de máxima verosimilitud, que considera la evolución de las incertezas con la energía. La relación entre S_{38} y E_{FD} se describe mediante un función de potencia como se muestra en la Ec. 2.1

$$E_{FD} = A\,(S_{38}/VEM)^B \tag{2.1}$$

donde los parámetros obtenidos son $A = (1{,}86 \pm 0{,}03) \times 10^{17}$ eV y $B = (1{,}031 \pm 0{,}004)$ [4]. En la Fig. 2.6 se observa el ajuste y la relación entre S_{38} y E_{FD}

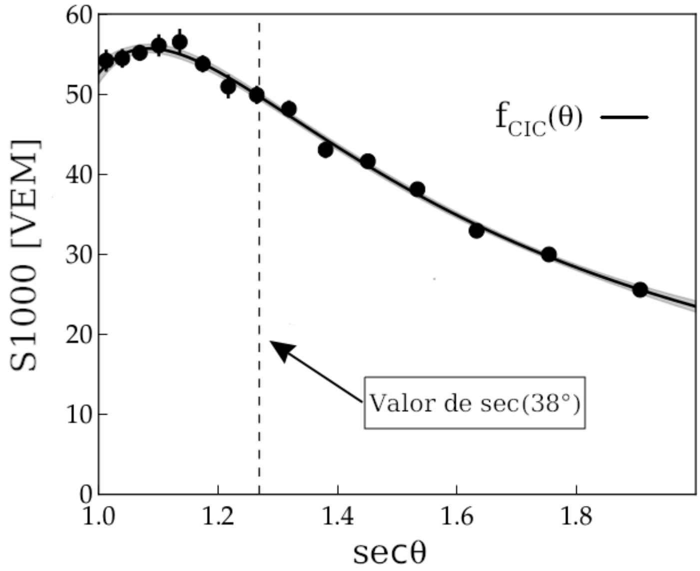


Figura 2.5: Curva de atenuación descrita por un polinomio de orden 3. En este ejemplo se deducen los coeficientes de la dependencia del S(1000) a $S_{38} \approx 50\,\mathrm{VEM}$ que corresponde a un energía de 10,5 EeV. Figura extraída de [3].

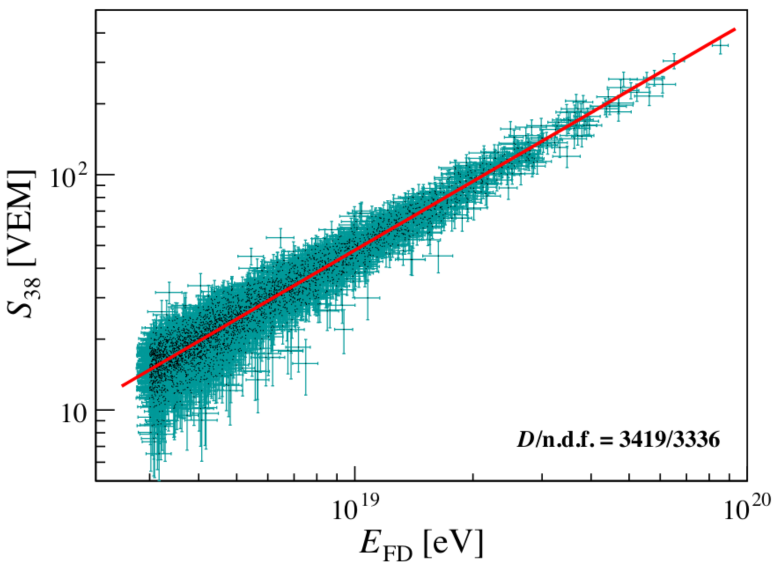


Figura 2.6: Correlación entre el valor S_{38} y la energía E_{FD} medida por el FD. Figura obtenida del trabajo [4].

2.3.4. Monitoreo del clima

Las condiciones atmosféricas, como la temperatura, presión y humedad, se deben tener en cuenta para estudiar el desarrollo de los EAS, así como también para estudiar la cantidad de fotones de las lluvias sobre los moléculas de N_2, emitidos por fluorescencia. Distintas estaciones monitorean las condiciones atmosféricas sobre el Observatorio Pierre Auger, cuatro cerca de los edificios donde se encuentran los FD y uno cerca del centro del SD 1500 m. Para este trabajo se utilizaron las mediciones de la presión y temperatura registradas la mayor parte del tiempo en la estación del clima cerca del CLF, la misma realiza una medición cada intervalo de 5 minutos la mayor parte del tiempo. Cuando no se cuenta con datos registrados para intervalos entre 10 minutos hasta 3 horas, en estos casos se utiliza una interpolación de los datos medidos. Si el período de tiempo es mayor a 3 horas, los eventos durante este periodo no son considerados para la determinación de los efectos del clima en la señal detectada por el SD 1500 m.

2.4. Registro de eventos

Capítulo 3

Modulación del clima para el archivo del disparo estándar en el rango 2004-2018

Capítulo 4

Modulación del clima para el archivo de todos los disparos en el rango 2014-2020

Capítulo 5

Método Rayleigh

El estudio de la distribución de las direcciones de arribo de los eventos es una herramienta importante para obtener información sobre el origen de los RCs . Las irregularidades sobre el flujo casi isotrópico de los RCs, en un rango de energía, pueden deberse a zonas del espacio donde se producen más RCs que en otras, estas irregularidades se conocen como anisotropías.

El análisis de anisotropías a grandes escalas angulares suele ser hecho sobre las irregularidades de la distribución de eventos en ascensión recta α, ya que el arreglo principal tiene una exposición direccional en función de esta coordenada casi constante [17].

5.1. Frecuencias de referencia

Las anisotropías son variaciones pequeñas por lo que eliminar todo factor espurio en el análisis es importante. Para obtener la amplitud de la misma en ascensión recta, se estudia la frecuencia sidérea ($f_{sid} = 366{,}25$ ciclos/año) [6]. Los errores sistemáticos debido a la modulación de eventos por el clima u otros errores propios de la adquisición de datos, aparecen en la frecuencia solar ($f_{sid} = 365{,}25$ ciclos/año), por lo que se debe tener en consideración el análisis de esta frecuencia. La frecuencia anti-sidérea ($f_a = 364{,}25$ ciclos/año) es una frecuencia que puede indicar efectos sistemáticos en la amplitud de la anisotropía en la frecuencia sidérea [18]. La mezcla entre modulaciones diarias y anuales induce bandas laterales ubicadas a ± 1 ciclo/año con respecto a la solar [6]. Por estos motivos se toman estas frecuencias como referencia.

5.2. Variaciones relativas de los hexágonos

Para corregir las variaciones de la exposición del observatorio, podemos definir un peso w_i por cada evento i, que corrige la variación $\Delta N_{cell}(\alpha^0)$ en función de la ascensión recta del cenit del observatorio α^0 durante el rango de tiempo estudiado. Estas variaciones pueden deberse al crecimiento del arreglo a través de los años, por caídas en la comunicación del observatorio con los SDs u otros motivos.

El factor $\Delta N_{cell}(\alpha^0)$ tiene en cuenta que la exposición direccional el observatorio no es uniforme en tiempo sidéreo. Se obtiene sumando el número de celdas durante el periodo de medición, en cada segmento de α^0 y luego se normaliza con el valor medio de los segmentos.

5.2.1. Cálculo de las variaciones relativas de los héxagonos

Para calcular estos pesos w_i, se sigue el algoritmo presentado a continuación:

1. Se establecen una frecuencia f y un rango de tiempo a estudiar. Por ejemplo, se desea estudiar la frecuencia solar entre el 1 de Enero del 2014 a las 12:00:00 GMT y el 1 de Enero del 2020 a las 12:00:00 GMT.

2. Cada dato del registro de hexágonos, tomado en un momento t durante el rango seleccionado, se clasifica según la cantidad de horas desde un momento de referencia t_0. Esta referencia t_0 se tomará como el 1 de Enero del 2005 a las 00:00:00 GMT, o 21 hs del 31 de Diciembre del 2004, según la hora local de Malargüe.

3. Podemos asociar una coordenada angular h a t y f utilizando la siguiente expresión:
$$h = (t - t_0) \times \frac{360^o}{24\text{hs}} \times \frac{f}{f_{Solar}} + h_0 \tag{5.1}$$
El factor $^f/_{f_{Solar}}$ sirve para hacer un cambio de escala temporal entre los periodos de distintas frecuencias. Se usa como referencia la f_{Solar} dado que las horas (solares) se basan en esta frecuencia, y el valor de $h_0 = 31{,}4971^o$ representa la ascensión recta del cenit del observatorio en el momento utilizado como referencia.

4. Para simplificar el cálculo del peso de los hexágonos, se divide los 360^o de la ascensión recta en L segmentos de $^{360}/_{L}{}^o$ cada uno. Para clasificar un dato se toma el valor h y se calcula
$$h' = h \, mod \, 360 \tag{5.2}$$
donde la función mod representa la función módulo que devuelve un número real positivo. Con el valor de h' del dato, se asigna el mismo al segmento k que le corresponde, mediante la siguiente expresión
$$k = \left\lceil \frac{h'}{360} \times L \right\rceil \tag{5.3}$$

donde $\lceil a \rceil$ representa la función techo [1]. Por ejemplo, si optamos por $L = 24$ y un dato en particular resulta con $h = 395^{\,o}$, esto implica que $h' = 35^o$ y que $k = \lceil 2{,}333 \rceil = 3$, por lo tanto, este registro corresponde al segmento en la 3^a posición.

5. Una vez clasificados todos los datos del registro de hexágonos, se calcula la suma $N_{hex,j}$ de los datos que cayeron un segmento j dado. Para definir la variación relativa de hexágonos $\Delta N_{cell,k}$ de un segmento k en particular, necesitamos la media de hexágonos por segmento $\langle N \rangle$ para normalizar las variaciones.

$$\langle N \rangle = \sum_{i=1}^{L} \frac{N_{cell,i}}{L} \qquad \Delta N_{cell,k} = \frac{N_{cell,k}}{\langle N \rangle} \tag{5.4}$$

En la Fig.5.1 se muestran las variaciones relativas de los hexágonos en función de la ascensión recta del cenit del observatorio para las frecuencias mencionadas. Este análisis fue realizado en el marco del trabajo [5] con eventos del periodo 2004-2017.

En la Fig.5.2 se observan los valores obtenidos de $\Delta N_{cell,k}$ con el código escrito para este trabajo, en función de la ascensión recta del cenit para $L = 288$ segmentos. Se analizó el conjunto de datos utilizado para obtener los resultados la Fig.5.1, con el fin de validar dicho código. Los datos se analizaron desde el 1 de Enero del 2004 a las 00:00:00 GMT hasta el 1 de Enero del 2017 a las 00:00:00 GMT. Se observa que los resultados obtenidos son compatibles con la Fig.5.1

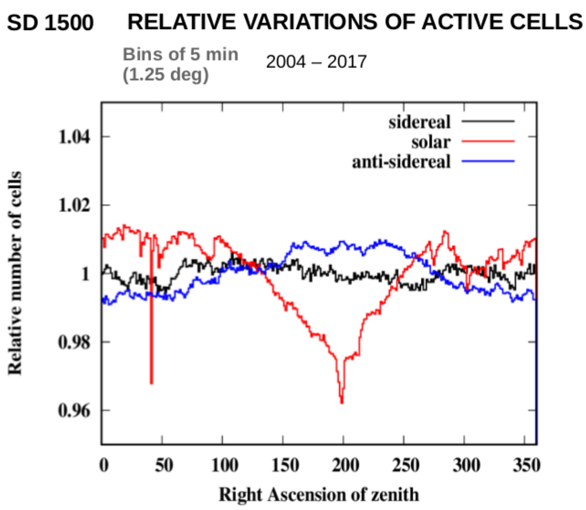


Figura 5.1: Valores de $\Delta N_{cell,k}$ en el rango 2004-2017 para distintas frecuencias obtenidas en el trabajo [5].

[1]La función techo da como resultado el número entero más próximo por exceso

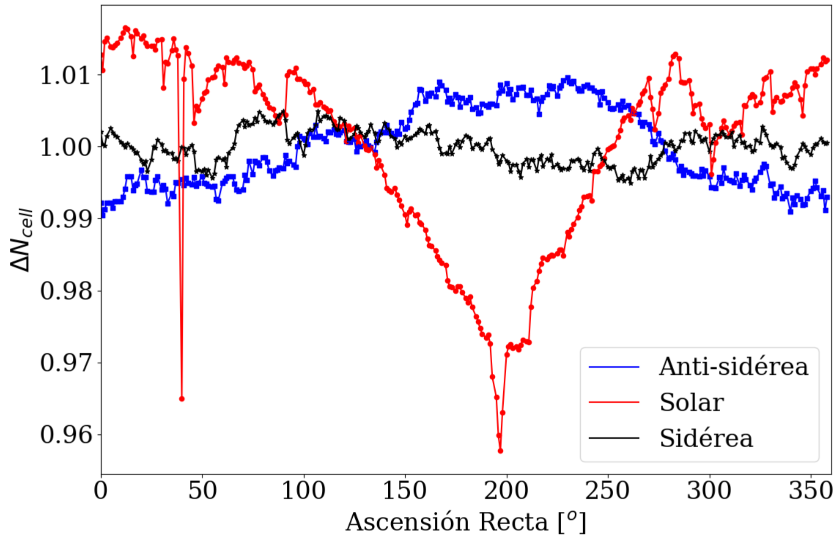


Figura 5.2: Valores de $\Delta N_{cell,k}$ en el rango 2004-2017 para distintas frecuencias utilizando el código escrito en este trabajo.

Para una representación fiel entre los registros de los hexágonos y los pesos de los eventos, se optó por clasificar los datos de los hexágonos en 288 segmentos, donde cada segmento tiene un ancho de $1{,}25^o$. Esto es conveniente ya que la actualización del registro de hexágonos se realiza una vez cada 5 min como se menciona en la sección **??**. Esta tasa de actualización es equivalente a decir que la adquisición se realiza cada vez que el cenit del observatorio barre $1{,}25^o$ en ascensión recta sobre la esfera celeste.

5.3. Descripción del método Rayleigh

Un procedimiento para estudiar anisotropías en la direcciones de arribos de los RCs es realizar un análisis de Fourier en ascensión recta α. La distribución en ascensión recta α del flujo de RCs $I(\alpha)$ que llega al arreglo principal puede caracterizarse por las amplitudes r_k y fases ϕ_k de su expansión en serie de Fourier al $k-$ésimo orden.

$$I(\alpha) = I_0\left(1 + \sum_{k=1}^{\infty} r_k \cos\left[k(\alpha - \phi_k)\right]\right) = I_0\left(1 + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos k\alpha + b_k \sin k\alpha\right) \tag{5.5}$$

donde $a_k = r_k \cos k\phi_k$ y $b_k = r_k \sin k\phi_k$, y I_0 es el flujo medio. La distribución $I(\alpha)$ puede obtenerse a partir de la distribución de direcciones de arribo de los eventos observados. En este trabajo, suponiendo que existieron N eventos en el rango analizado, se considera que los mismos tienen una distribución en ascensión recta del tipo ${}^{dN}/_{d\alpha} = \sum_{i=1}^{N} \delta(\alpha - \alpha_i)$ [6].

5.3.1. Caso dipolar

Para el caso de una modulación dipolar, el análisis de Rayleigh se realiza con el primer armónico, es decir $k = 1$. Por lo que la Ec.5.5 se simplifica y queda de la siguiente forma:

$$I(\alpha) = \frac{N}{2\pi}\Big(1 + r_1 \cos(\alpha - \phi)\Big) = \frac{N}{2\pi}\Big(1 + a\cos\alpha + b\sin\alpha\Big) \tag{5.6}$$

donde a , b, r_1 y ϕ son las amplitudes y fase asociados al análisis del primer armónico, y el flujo medio $I_0 = {}^{N}/{}_{2\pi}$ [6].

5.3.2. Análisis para frecuencias arbitrarias

Como se mencionó anteriormente, los análisis en ascensión recta están asociados a la frecuencia sidérea. Para realizar el análisis de los eventos en cualquier frecuencia arbitraria, es necesario modificar α por $\tilde{\alpha}$. Esta nueva variable tiene la forma como se utiliza en el trabajo [6]:

$$\tilde{\alpha} = 2\pi f_x t_i + \alpha_i - \alpha_i^0(t_i) \tag{5.7}$$

donde f_x es el frecuencia arbitraria a estudiar, t_i es el momento en que ocurrió el evento y $\alpha_i^0(t_i)$ es la ascensión recta del cenit del observatorio en el momento del evento. Si la frecuencia a analizar es la sidérea, el análisis con α y $\tilde{\alpha}$ arrojan los mismos parámetros r_k y ϕ_k.

5.3.3. Cálculo de Rayleigh en ascensión recta para una frecuencia dada

Clasificando a los eventos mencionados en la sección **??** según el valor de la ascensión recta y considerando que todos los eventos tienen un peso uniforme de $w_i = 1$, se dicen que los eventos fueron analizados *sin pesos*, donde no consideramos la corrección de la exposición. En caso contrario, se habla de análisis *con pesos* de los hexágonos y estos pesos se calculan como se menciona en la sección anterior.

Para realizar el análisis de frecuencias de los eventos, en el k-ésimo orden en la expansión de Fourier, se siguen los siguientes pasos.

1. Fijando un rango de tiempo y un rango de energía en el cual se desea estudiar la anisotropía, se establece una frecuencia en particular f a analizar. Siguiendo el ejemplo de la sección anterior, se analiza la frecuencia solar entre el 1 de Enero del 2014 a las 12:00:00 GMT y 2019 hasta el 1 de Enero del 2020 a las 12:00:00 GMT.

2. Con los eventos ya filtrados según el criterio de la sección **??**, asigno cada evento i un valor h_i, definida en la Ec.5.1

3. En caso de considerar los pesos de los hexágonos, para asignar el peso correspondiente al evento, se asocia a un segmento k, calculado en la sección 5.2, mediante el valor de h'_i definido en la Ec. 5.2. Luego, el peso asignado w_i al evento i es: $w_i = (\Delta N_{cell,k})^{-1}$, caso contrario, se toman que todos los eventos tienen $w_i = 1$.

4. Para el análisis en frecuencias, a partir del valor de h_i se asigna el ángulo $\tilde{\alpha}_i$ definida en la Ec.5.7. La implementación en el código es de la siguiente manera:

$$\tilde{\alpha}_i = 2\pi \frac{h_i}{360^o} + \alpha_i - \alpha_i^0 \tag{5.8}$$

donde α_i representa la ascensión recta del evento y $\alpha^0_{,i}$ la ascensión recta en el cenit del observatorio en el momento del evento. Cabe resaltar que la información de la frecuencia que se está estudiando se encuentra en el valor de h. Si la frecuencia a estudiar fuera la sidérea, el término $2\pi\frac{h}{360^o}$ seguiría el cenit del observatorio, por lo que este término sería equivalente a α_i^0, por lo tanto en esta frecuencia $\tilde{\alpha}_i = \alpha_i$ como es de esperarse.

5. Para calcular los coeficientes de Fourier del k-ésimo armónico a_k y b_k, se siguen los siguiente pasos:

   a) Por cada evento i se calculan los siguientes valores:

$$a'_{ik} = w_i \cos k\tilde{\alpha}_i \qquad b'_{ik} = w_i \sin k\tilde{\alpha}_i \tag{5.9}$$

   b) Una vez que se obtuvieron los valores de a'_{ik} y b'_{ik} para todos los eventos en el rango de tiempo estudiado, se calculan los coeficientes definidos en el trabajo [19] mediante:

$$\mathcal{N} = \sum_i^{Eventos} w_i \qquad a_k = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_i^{Eventos} a'_{ik} \qquad b_k = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_i^{Eventos} b'_{ik} \tag{5.10}$$

6. Con los coeficientes es posible calcular la amplitud de la frecuencia estudiada $\tilde{r}$ y la fase ϕ. Otros parámetros calculados para el análisis son la probabilidad $P(\tilde{r})$ y r_{99}.

$$\tilde{r}_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \qquad \phi_k = \frac{1}{k} \arctan \frac{a_k}{b_k} \tag{5.11}$$

$$P(\tilde{r}_k) = \exp\left(-\mathcal{N}\frac{\tilde{r}_k^2}{4}\right) \qquad r_{99} = \sqrt{\frac{-4\log(0{,}01)}{\mathcal{N}}} \tag{5.12}$$

Cabe resaltar que el r_{99} depende solamente de los pesos de los eventos que se está estudiando. La interpretación de este valor es cual es la probabilidad de tener una amplitud mayor como una fluctuación de una distribución isotrópica sea del 1 %

Una forma de validar el código para el análisis de anisotropía es comparar los resultados del código con los obtenidos en otros trabajos [6]. En la Fig.5.3 se muestra el análisis hecho sobre el mismo conjunto de eventos. Estos eventos fueron adquiridos con el disparo estándar desde el 1 de Enero del 2004 a las 00:00:00 GMT hasta el 1 de Enero del 2017 a las 00:00:00 GMT. Se consideraron los eventos por encima de 8 EeV que además cumplan las condiciones dadas en la sección **??**. En esta figura que los resultados obtenidos en [6] y con el código utilizado por este trabajo son indistinguibles.

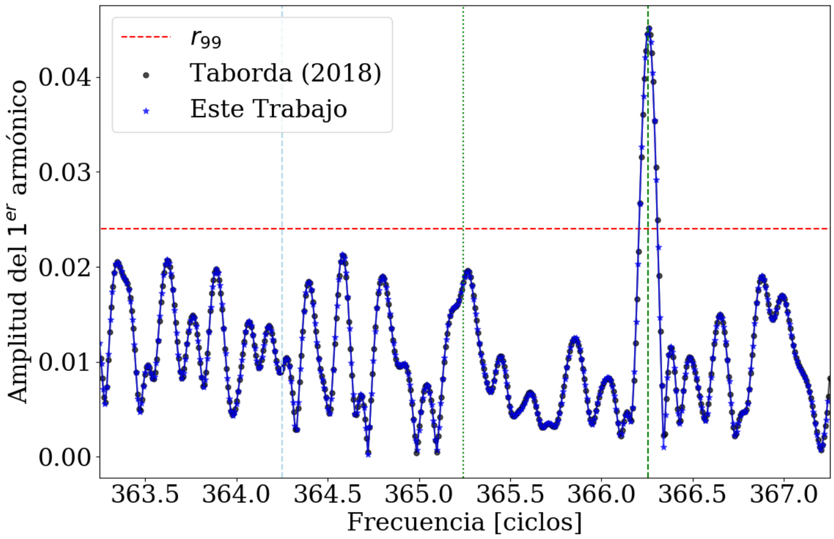


Figura 5.3: Comparación entre los análisis de anisotropía hechos para el mismo conjunto de datos, con el código de [6] y con el código escrito para este trabajo.

Capítulo 6

Método East-West

El método de Rayleigh se basa en ajustar el flujo de CRs en función de la ascensión recta α mediante una función armónica. El mismo permite calcular la amplitud y fase de la anisotropía para distintos armónicos, además de la probabilidad de detectar la misma señal debido a fluctuaciones de una distribución isótropa de RCs.

La dificultad de utilizar el método Rayleigh recae en su sensibilidad a efectos sistemáticos: efectos del clima, variaciones en el área del Observatorio, y la sensibilidad de los instrumentos deben tenerse en cuenta. Los efectos mencionados deben ser corregidos de la señal medida de los eventos, ya que los mismos inducen modulaciones espurias en el análisis.

El método East - West consiste en el ajuste de una función armónica a la diferencia entre los flujos de eventos provenientes del Este y del Oeste. Si se consideran que las modulaciones espurias producidas por los efectos atmosféricos y sistemáticos son las mismas en ambas direcciones, la diferencia de flujos remueve estos efectos sin realizar correcciones adicionales. Una desventaja de este método es que su sensibilidad es menor que la del método de Rayleigh [6].

6.1. Descripción formal del método East-West

6.1.1. Flujo de eventos del Este y Oeste

El flujo de eventos observado $I^{obs}_{\phi_1,\phi_2}(\alpha^0)$ entre los ángulos azimutales ϕ_1 y ϕ_2 cuando el cenit se encuentra en la posición α^0 en el cielo, puede calcularse de la siguiente manera:

$$I^{obs}_{\phi_1,\phi_2}(\alpha^0) = \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin\theta \tilde{\omega}(\theta,\alpha^0)\Phi(\theta,\phi,\alpha^0), \tag{6.1}$$

donde el término $\tilde{\omega}(\theta,\alpha^0)$ representa la exposición del Observatorio y $\Phi(\theta,\phi,\alpha^0)$ es el flujo total de RCs expresado en coordenadas locales. El primer término mencionado también incluye los efectos sistemáticos y atmosféricos, como la variación de los hexágonos del arreglo y las correcciones de la modulación del clima, mediante su dependencia con α^0.

Para calcular los flujos de eventos del Este y Oeste, I_E^{obs} y I_O^{obs} respectivamente, se integra la Ec.6.1 en los siguientes rangos: para el Este entre $\phi_1 = {}^{-\pi}/_2$ y $\phi_2 = {}^{\pi}/_2$ y para el Oeste entre $\phi_1 = {}^{\pi}/_2$ y $\phi_2 = {}^{3\pi}/_2$.

6.1.2. Aproximaciones del método

Se considera que la exposición $\tilde{\omega}$ no depende de ϕ y que pueden desacoplarse de las variaciones en θ y α^0. Por lo tanto, podemos expresar $\tilde{\omega}$ de la siguiente manera:

$$\tilde{\omega}(\theta, \alpha^0) = \omega(\theta)F(\alpha^0) \tag{6.2}$$

A su vez, consideremos que las amplitudes de las variaciones temporales asociadas a $\tilde{\omega}$ son pequeñas con respecto al valor medio, por lo que se puede tomar la expansión en primer orden de la función $F(\alpha^0)$:

$$\tilde{\omega}(\theta, \alpha^0) = \omega(\theta)\big(1 + \eta(\alpha^0)\big) \tag{6.3}$$

6.1.3. Cálculo de la diferencia de flujos

Teniendo en cuenta las expansiones hasta el primer orden de $\tilde{\omega}$ en la Ec.6.3 y del flujo de RCs Φ en la Ec. 1.3, se tiene la siguiente expresión:

$$I^{obs}_{\phi_1,\phi_2}(\alpha^0) = \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin\theta\omega(\theta)\big(1 + \eta(\alpha^0)\big)\Phi_0(1 + \mathbf{d}\cdot\hat{\mathbf{u}}) \tag{6.4}$$

donde la segunda parte de la igualdad puede simplificarse con una definición apropiada [1]. Dado que la integral sobre ϕ tiene el mismo valor para el Este y Oeste, se obtiene que la expresión asociada a orden cero de Φ puede escribirse de la siguiente forma

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin\theta\omega(\theta)\big(1 + \eta(\alpha^0)\big)\Phi_0 = \Phi_0(1 + \eta(\alpha^0))\pi\,\overline{1}.$$

Trabajando con la expresión asociada al primer orden de Φ, si consideramos la expresión 1.8 del producto escalar $\mathbf{d}\cdot\hat{\mathbf{u}}$ en coordenadas locales, e integramos el ángulo ϕ entre

[1] Por simplicidad, definimos la siguiente expresión: $\overline{f(\theta)} = \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin\theta\omega(\theta)f(\theta)$, donde $\overline{f(\theta)}$ es la media de la función $f(\theta)$ sobre el ángulo cenital pesado por la exposición del Observatorio $\omega(\theta)$, hasta un ángulo máximo de θ_{max}. En este trabajo se centra en eventos hasta 2 EeV, por lo que $\theta_{max} = 60^o$ para los datos del Observatorio.

$[-\pi/2, \pi/2]$ o $[\pi/2, 3\pi/2]$, se obtiene que:

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin\theta\omega(\theta)\big(1+\eta(\alpha^0)\big)\Phi_0 \mathbf{d}\cdot\hat{\mathbf{u}} = \tag{6.5}$$

$$= \Phi_0(1+\eta(\alpha^0)) \int_0^{\theta_{max}} d\theta(\pm 2d_{x'}\sin\theta + \pi d_{z'}\cos\theta) \tag{6.6}$$

donde $+2$ corresponde al Este y -2 al Oeste. No hay una dependencia con la proyección del dipolo $d_{y'}$ porque en la integral aparece el término $\int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi\, d_{y'}(\alpha^0, \delta^0)\sin\theta\sin\phi$, que se anula al integrar sobre el Este y Oeste.

Usando la definición dada en la nota de pie 1 de la página anterior y la expresión 6.6, podemos reescribir la expresión 6.4 y los flujos para el Este y el Oeste como:

$$\begin{aligned} I_E^{obs} &= \Phi_0(1+\eta(\alpha^0))\Big(\pi\overline{1} + 2d_{x'}\overline{\sin\theta} + \pi d_{z'}(\alpha^0)\overline{\cos\theta}\Big) \\ I_O^{obs} &= \Phi_0(1+\eta(\alpha^0))\Big(\pi\overline{1} - 2d_{x'}\overline{\sin\theta} + \pi d_{z'}\overline{\cos\theta}\Big) \\ I_{Total}^{obs} = I_E^{obs} + I_O^{obs} &= \Phi_0(1+\eta(\alpha^0))\Big(2\pi\overline{1} + 2\pi d_{z'}\overline{\cos\theta}\Big) \end{aligned}$$

Ya que se busca calcular la diferencia entre los flujos provenientes del Este y del Oeste, I_E^{obs} y I_O^{obs} respectivamente, esta resta queda como:

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} = 4\Phi_0(1+\eta(\alpha^0))\, d_{x'}(\alpha^0)\overline{\sin\theta}$$

Para obtener las componentes del vector $\mathbf{d}$, tenemos que considerar que las proyecciones que están en el plano x'-z'ya que no hay dependencia con la proyección $d_{y'}$. Para hacer esto, consideremos a los versores $\hat{\mathbf{u}}_{x'}$ y $\hat{\mathbf{u}}_{z'}$ que apuntan al cenit y al Este respectivamente. Podemos obtener las proyecciones con un producto escalar con los versores en las direcciones de interés:

$$d_{x'}(\alpha^0)\hat{x}' = (\mathbf{d}\cdot\hat{\mathbf{u}}_{x'})\hat{\mathbf{u}}_{x'} \rightarrow d_{x'}(\alpha^0) = \mathbf{d}\cdot\hat{\mathbf{u}}_{x'}, \tag{6.7}$$

donde estos versores en coordenadas ecuatoriales se escriben como: $\hat{\mathbf{u}}_{z'} = (\alpha^0, \delta^0)$ y $\hat{\mathbf{u}}_{x'} = (\alpha^0 + \frac{\pi}{2}, 0)$ [2].

Usando la expresión 1.4 para el producto escalar en coordenadas ecuatoriales, se obtienen las componentes:

$$d_{z'} = \mathbf{d}\cdot\hat{\mathbf{u}}_{z'} = d(\cos\delta_d\cos\delta^0\cos\big(\alpha^0-\alpha_d\big) + \sin\delta_d\sin\delta^0) \tag{6.8}$$

$$d_{x'} = \mathbf{d}\cdot\hat{\mathbf{u}}_{x'} = d\cos\delta_d\cos\Big(\alpha^0 + \frac{\pi}{2} - \alpha_d\Big) = -d\cos\delta_d\sin\big(\alpha^0-\alpha_d\big) \tag{6.9}$$

[2]Se suma $\frac{\pi}{2}$ para apuntar al Este, cuando el versor recorre $\pi/2$ en ascensión recta, llega al plano del ecuador que tiene declinación 0.

Entonces la diferencia entre flujos queda como:

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} = -4d\Phi_0(1+\eta(\alpha^0))\cos\delta_d \sin\left(\alpha^0 - \alpha_d\right)\overline{\sin\theta} \tag{6.10}$$

Esta diferencia se debe relacionar con la variación del flujo total verdadero $I(\alpha^0)$, es decir el flujo que se observaría si no existieran variaciones temporales en ascensión recta en la exposición, que implicaría $\eta(\alpha^0) = 0$. Las ecuaciones relacionadas con el flujo total medido I_{Total}^{obs} son válidas para el caso de $\eta(\alpha^0) = 0$.

Considerando la Ec.6.9 para el caso de $I(\alpha^0)$ con $\eta(\alpha^0) = 0$, la variación del flujo verdadero en ascensión recta provee información sobre la componente $d_{z'}$ del dipolo.

$$\frac{\mathrm{d}I(\alpha^0)}{\mathrm{d}\alpha^0} = 2\pi\Phi_0\overline{\cos\theta}\frac{\mathrm{d}\,d_{z'}(\alpha^0)}{\mathrm{d}\alpha^0} \tag{6.11}$$

$$\frac{\mathrm{d}I(\alpha^0)}{\mathrm{d}\alpha^0} = -2d\pi\Phi_0\overline{\cos\theta}\cos\delta_d\cos\delta^0\sin\left(\alpha^0 - \alpha_d\right) \tag{6.12}$$

Para llegar a la expresión 6.10, hicimos la expansión hasta el primer orden de $\tilde{\omega}(\theta,\alpha^0)$ y de $\mathbf{\Phi}(\alpha,\delta)$, por lo tanto, para ser consistentes en el orden de aproximación, se desprecia el término de segundo orden de la expresión 6.10 que es proporcional de $\eta \cdot d$ y la expresión 6.10 queda:

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -4d\Phi_0\cos\delta_d\sin\left(\alpha^0 - \alpha_d\right)\overline{\sin\theta} \tag{6.13}$$

Considerando las expresiones 6.12 y 6.13, se tiene una relación entre la diferencia de flujo del Este y del Oeste medido por el Observatorio y el flujo real de RCs [3]

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx \frac{2}{\pi\cos\delta^0}\frac{\langle\sin\theta\rangle}{\langle\cos\theta\rangle}\frac{\mathrm{d}I(\alpha^0)}{\mathrm{d}\alpha^0} \tag{6.14}$$

6.2. Estimación de la componente ecuatorial del dipolo mediante el análisis del primer armónico

El objetivo del método East - West es estimar la modulación dipolar de $I(\alpha^0)$ a partir de la diferencia $I_E^{obs} - I_O^{obs}$ mediante un análisis similar al método de Rayleigh que se muestra en la Ec.5.6, salvo modificaciones para tener en cuenta la dirección de los eventos.

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} = \frac{N}{2\pi}r_{EW}\cos\left(\alpha^0 - \phi_{EW}\right) \tag{6.15}$$

[3]Se usa la expresión: $\langle f(\theta)\rangle = \frac{\overline{f(\theta)}}{\overline{1}} = \frac{\int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin\theta\omega(\theta)f(\theta)}{\int_0^{\theta_{max}} d\theta\sin\theta\omega(\theta)}$, que es equivalente a hacer la media de todos los datos medidos de $f(\theta)$.

donde a diferencia de la expresión original, la amplitud r_{EW} y fase ϕ_{EW} no son la amplitud y fase del dípolo físico. Las mismas están asociadas a la modulación en la diferencia de flujos, a continuación se explica como se relacionan con r_1 y ϕ a partir del método East - West.

Esta relación puede obtenerse reescribiendo la expresión 6.14, teniendo en cuenta la proyección del dípolo físico sobre el ecuador $d_\perp = d\cos\delta^0$, la expresión 6.13 y que $N \simeq 4\pi^2\Phi_0\overline{1}$ [4]:

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -4d_\perp \frac{N}{4\pi^2\overline{1}} \sin\big(\alpha^0 - \alpha_d\big)\overline{\sin\theta}\frac{\overline{1}}{\overline{1}} \tag{6.16}$$

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -4d_\perp \frac{N}{4\pi^2} \sin\big(\alpha^0 - \alpha_d\big)\langle\sin\theta\rangle \tag{6.17}$$

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -\frac{N}{2\pi} d_\perp \frac{2\langle\sin\theta\rangle}{\pi} \sin\big(\alpha^0 - \alpha_d\big) \tag{6.18}$$

Comparando las expresiones 6.15 y 6.18 y considerando la ecuación 1.5, se puede inferir que las relaciones entre la amplitud y fase obtenidas mediante EW y el dipolo físico son las siguientes:

$$d_\perp = \frac{\pi}{2\langle\sin\theta\rangle} r_{EW} \tag{6.19}$$

$$r_1 = \frac{\pi}{2}\frac{\langle\cos\delta\rangle}{\langle\sin\theta\rangle} r_{EW} \tag{6.20}$$

$$\alpha_d = \phi_{EW} + \frac{\pi}{2} \tag{6.21}$$

$$\sigma_{x,y} = \frac{\pi}{2\langle\sin\theta\rangle}\sqrt{\frac{2}{N}} \tag{6.22}$$

$$\sigma = \frac{\pi\langle\cos\delta\rangle}{2\langle\sin\theta\rangle}\sqrt{\frac{2}{N}} \tag{6.23}$$

Como en el caso del análisis de Rayleigh, la probabilidad de obtener una amplitud mayor o igual a que r_{EW} a partir de una distribución isótropa es una distribución acumulada de Rayleigh:

$$P(\geq r_{EW}) = \exp\left(-\frac{N}{4} r_{EW}^2\right) \tag{6.24}$$

6.2.1. Cálculo de la amplitud del dipolo para los eventos de Todos los Disparos

1. Definimos el rango de tiempo a estudiar, para los resultados para Todos los Disparos se utilizaron los límites: 1 de Enero del 2014 hasta el 1 de Enero del 2020.

2. Se recorre cada evento que cumpla con las siguientes características:

[4] Porque es la integral con respecto a los dos ángulos, θ y ϕ

- Pertenezca el rango de energía a estudiar
- Sea un evento 6T5 con ángulo cenital menor a 60^o
- Se haya registrado en el rango de tiempo seleccionado

En cada evento se calcula los siguientes valores:

$$a'_i = \cos(X_i - \beta) \qquad b'_i = \sin(X_i - \beta) \tag{6.25}$$

el valor de X_i depende la frecuencia a estudiar, la misma es igual a la ascensión recta del cenit α_i^0 al momento del evento si se estudia la frecuencia sidérea, en cambio para la frecuencia solar es igual al equivalente en grados de la hora local de Malargüe. El valor de β es depende si el evento provino del Este donde $\beta = 180^o$ o $\beta = 0$ caso contrario.

3. Una vez corridos todos los eventos se calculan los parámetros:

$$a_{EW} = \frac{2}{N}\sum_{i=1}^{N} a'_i = \frac{2}{N}\sum_{i=1}^{N}\cos(X_i - \beta_i)$$
$$b_{EW} = \frac{2}{N}\sum_{i=1}^{N} b'_i = \frac{2}{N}\sum_{i=1}^{N}\sin(X_i - \beta_i)$$

donde N indica la cantidad eventos considerados. La cantidad de eventos por rango de energía se muestran en la tabla 9.1.

Con esto puedo calcular la amplitud asociada al análisis r_{EW} y la fase ϕ_{EW}:

$$r_{EW} = \sqrt{a_{EW}^2 + b_{EW}^2}$$
$$\phi_{EW} = \tan^{-1}({}^{b_{EW}}/{}_{a_{EW}})$$

Estos valores se traducen a los valores de amplitud r_1, $d_\perp$ y fase ϕ del dipolo físico mediante las expresiones 6.19, 6.20 y 6.21. Los valores $\langle\cos\delta\rangle$ y $\langle\sin\theta\rangle$ son los valores medios de estas variables en los eventos estudiados. En el caso de ϕ se espera que el mismo sea un estimador del valor de α_d.

4. Se calcula la amplitud límite r_{99} y la probabilidad $P(r_{EW})$ utilizando la expresión 6.24:

$$r_{99} = \frac{\pi}{2}\frac{\langle\cos\delta\rangle}{\langle\sin\theta\rangle}\sqrt{\frac{4}{N}\ln(100)}$$
$$d_{\perp,99} = \frac{r_{99}}{\langle\cos\delta\rangle}$$

5. Se calculan los límites de confianza de las variables r,ϕ y $d_{\perp}$ mediante los densidad de probabilidad de la amplitud y fase. Las mismas se describen en el capítulo 7.

Por último, estos resultados se comparan con los valores obtenidos con el método EW en el trabajo [1] en frecuencia sidérea, aplicado al conjunto de eventos del disparo estándar registrados entre el 1 de Enero del 2004 y el 1 de Agosto del 2018.

6.2.2. Cálculo para frecuencias arbitrarias

Cambiamos las variable de la ascensión recta del cenit α^0 por

$$\tilde{\alpha} = 2\pi f_x t_i \tag{6.26}$$

donde f_x es la frecuencia arbitraria a estudiar y t_i es el momento donde ocurre el evento a estudiar. Luego se realizan el mismo procedimiento que lo anterior para calcular el valor de la amplitud r.

En la siguiente sección se verifica que se obtiene los mismo resultados con esta variable general que con el valor de α^0 para la frecuencia sidérea.

6.3. Verificación del código

6.3.1. Comparación con el trabajo [1] de la colaboración

Se verificó el código escrito en este trabajo de la siguiente manera:

1. El conjunto de eventos del disparo estándar registrados entre el 1 de Enero del 2004 y el 1 de Agosto del 2018 fue analizado en el trabajo [1].

2. Utilizando el código y los datos de los eventos del paper [1], obtenidos de la página del *Publications Committee* de la colaboración Auger, se replicaron los datos del paper.

3. Luego utilizando el código escrito para este trabajo, se realizó el análisis de EW con los datos del trabajo [1].

4. Finalmente se verificó que los valores obtenidos en los item 2 y 3, con ambos códigos, sean el mismo.

6.3.2. Comparando con la variable $\tilde{\alpha}$ con la ascensión recta del cenit

Para verificar que la variable de la Ec.6.26 es útil para estudiar otras frecuencias, en la Tabla 6.1 se comparan los resultados de la referencia para el rango 0.25 - 0.5 EeV, los obtenidos usando la ascensión recta del cenit y los valores obtenidos con la Ec.6.26 en el mismo rango de energía. Se observan que los valores son comparables entre sí.

	[1]	α^0	$\alpha = 2\pi f_x t_i$
Frecuencia:	366.25	366.25	366.25
$d_\perp[\%]$:	0.60	0.60	0.60
$\sigma_{x,y}[\%]$	0.48	0.48	0.48
Probabilidad:	0.45	0.45	0.45
Fase[^{o}]:	225±64	225±64	225±64
$r_{99}[\%]$:	1.5	1.5	1.5
$d_{\perp,99}[\%]$:	1.8	1.8	1.8

Tabla 6.1: Verificando la variable $\tilde{\alpha} = 2\pi f t$ para el análisis de frecuencias arbitrarias en el método East-West.

Capítulo 7

Distribución de probabilidad de la amplitud y fase del dipolo

En el trabajo [20] se estudian los límites de confianza para la amplitud r_1 y la fase ϕ obtenidos mediante el análisis del primer armónico en Fourier. Las distribuciones de probabilidad describen a un conjunto de N mediciones cuya modulación en ascensión recta está caracterizada por el vector $\vec{s}$ con una dispersión $\sigma = \sqrt{2/N}$. Sin pérdida de generalidad, se puede restar a las mediciones la fase ϕ para que las mismas varíen alrededor del 0. Este vector $\vec{s}$ puede ser obtenido mediante distintos métodos, en este trabajo se utilizaron el método de Rayleigh e East - West, en este caso, el módulo del vector $\vec{s}$ es igual a r_1.

La distribución de probabilidad de la amplitud y la fase está dada por la Ec.7.1. Las variables r y ψ representan las amplitudes y fases medidas respectivamente

$$p(r,\psi) = dr\, d\psi\, \frac{r}{2\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{(r^2+s^2-2rs\cos\psi)}{2\sigma^2}\right\} \tag{7.1}$$

7.1. Distribución de probabilidad de la amplitud

Integrando la Ec.7.1 con respecto a ψ, se obtiene la función de densidad de probabilidad $p(r)$ y el nivel de confianza $CL_r(r_i, r_f, s)$ entre en rango $[r_i, r_f]$:

$$p(r) = \frac{r}{\sigma^2} \exp\left\{-\frac{(r^2+s^2)}{2\sigma^2}\right\} K_0(\frac{rs}{\sigma^2}) \tag{7.2}$$

$$CL_r(r_i, r_f, s) = \int_{r_i}^{r_f} dr\, p(r) \tag{7.3}$$

donde $K_0(x)$ es la función de Bessel modificada de primer orden. Estas ecuaciones nos permiten determinar el nivel de confianza CL con el cual se puede afirmar que el módulo del dipolo se encuentra entre los valores r_i y r_f, dado un conjunto de mediciones.

Se define el valor r^{UL} como el límite superior donde se puede afirmar que el módulo de dipolo se encuentra en el rango $[0, r^{UL}]$ con un 99 % de certeza.

$$CL_r(0, r^{UL}, s) = 0{,}99 = \int_0^{r^{UL}} dr\, p(r) \tag{7.4}$$

Suponiendo que mediante el análisis de un conjunto de eventos, se obtiene que $s = 0{,}0047$ y $\sigma = 0{,}0038$. El gráfico de la función $p(r)$ se muestra a continuación:

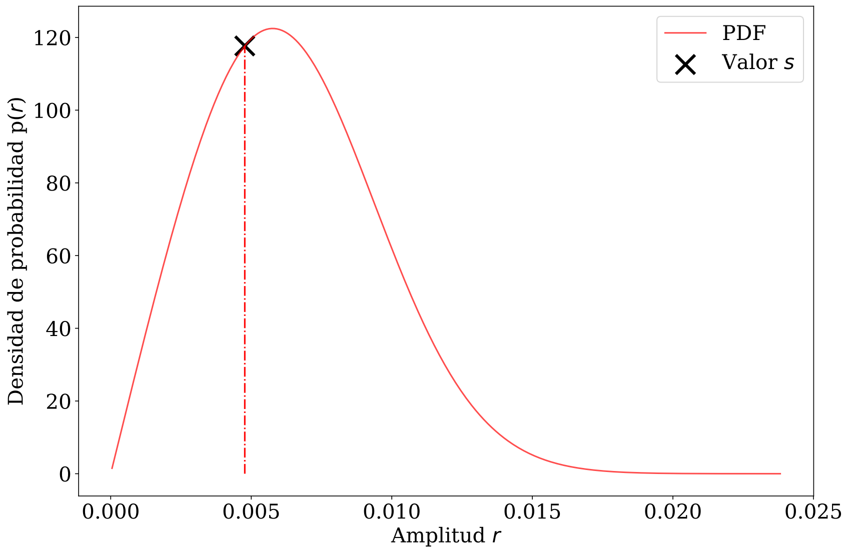


Figura 7.1: El gráfico de la densidad de probabilidad $p(r)$ de la amplitud r para $s = 0{,}0047$ y $\sigma = 0{,}0038$

7.1.1. Haciendo la cuenta de los márgenes de confianza de la amplitud

Calculemos los márgenes de confianza para el ejemplo anterior de $s = 0{,}0047$ y $\sigma = 0{,}0038$. En este trabajo los márgenes que se obtuvieron nos dicen que el nivel de confianza en ese intervalo del 68,27 %. Se toma este límite, dado que si $N >> 1$, la distribución $p(r)$ tiende a una distribución normal y el nivel de confianza sería 1σ.

Los pasos para el cálculo sigo son los siguientes:

1. Dado que la distribución tiene una función de bessel modificada de primer orden que diverge en el 0, se toma una aproximación a la función con los primeros 8 términos de la sucesión. Por lo que la función no es exacta y la norma difiere de 1.

   Para normalizar el área, se calcula la integral hasta $r_{max} = s + 10\sigma$, dado que está tan alejada del valor de amplitud obtenida, el nivel de confianza en

$CL_r(0, r_{max}, s) \simeq 1$, por lo que se usa este valor para normalizar la Ec. 7.2 en el código.

2. Una vez que se tiene la función normalizada, se calcula la integral de la ecuación 7.3 $CL_r(0, s, s)$ en el intervalo $[0, s]$ y se obtiene el valor de la función $p(s) = p_1$.

3. Si $CL_r(0, s, s) < 0{,}6827$:

   a) Teniendo en cuenta el valor inicial de p_1, se actualiza el valor $p_2 \leftarrow p_1 - 0{,}01 p_1$.

   b) Se calcula la integral entre los dos puntos con valores igual a $p(r)_2$.

   c) Si la integral es menor a 0,6827, se repite el proceso desde el paso $3a$. Caso contrario, si esta integral es mayor o igual a 0,6827, se calculan los valores límites de r mediante el valor p_2 en el paso 5.

   La Fig.7.2 se muestra el área calculada en la primera iteración que se muestra verde, el valor de área obtenido no es el nivel de confianza buscada se sigue iterando hasta alcanzar el valor p_N, donde la integral entre esos extremos es de 0,6827.

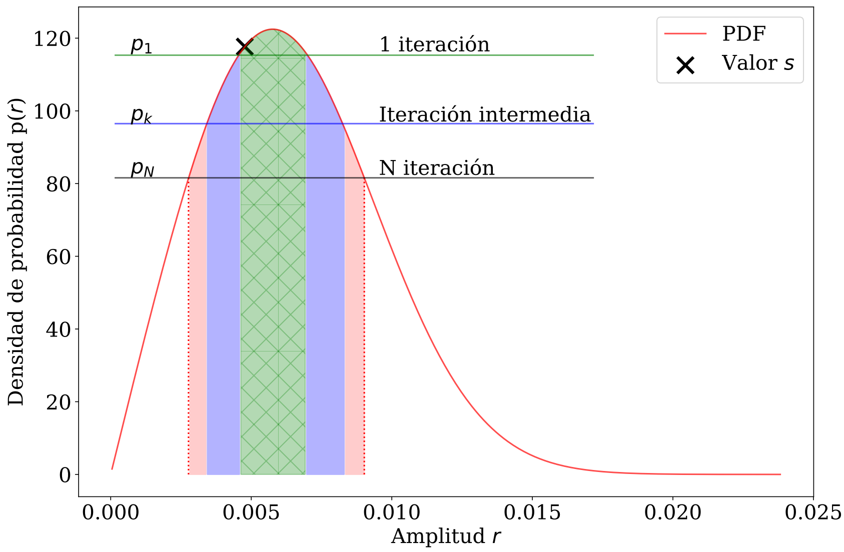


Figura 7.2: Iteraciones para encontrar los márgenes de confianza del 68,27 % de la distribución de probabilidad de la amplitud. En la N-ésima iteración se obtiene los límite de confianza buscados.

4. Si $CL_r(0, s, s) > 0{,}6827$:

   a) Se toma como límite inferior r^-el valor s y se busca el límite superior r^+ de tal forma que $CL(s, s + \sigma^+, s) \simeq 0{,}6827$.

5. Los límites de confianza superior r^+ y inferior r^-, teniendo en cuenta el valor final p_N del paso 3c, son tales que se cumple $p(r^+) = p(r^-) = p_N$. Finalmente los márgenes de confianza se calculan como:

$$\sigma^- = s - r^-$$
$$\sigma^+ = r^+ - s$$

En la Fig.7.3 se muestran los márgenes de confianza obtenidos para el ejemplo de $s = 0{,}0047$ y $\sigma = 0{,}0038$, el área sombreada es igual al 0,6827

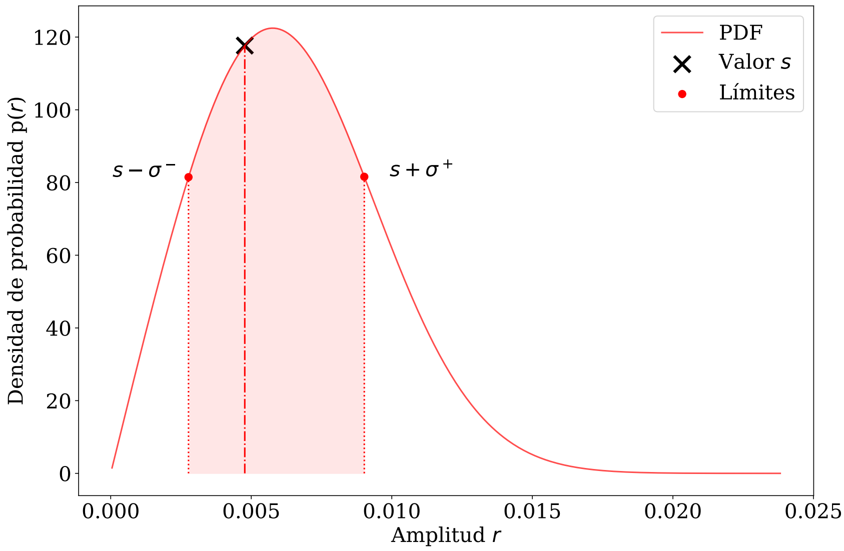


Figura 7.3: Densidad de probabilidad de la amplitud r para $s = 0{,}0047$ y $\sigma = 0{,}0038$. Se muestran los márgenes de confianza del 68,27 %

7.2. Distribución de probabilidad de la fase del dipolo

Integrando la ecuación 7.1 con respecto a r en el rango $[0, \infty]$, se obtiene la distribución de probabilidad de la fase ψ de la Ec.7.6. Este apartado considera que las fases de la mediciones varían alrededor del cero. De esta forma, la distribución de probabilidad tiene la característica de ser simétrica respecto a 0, por eso los límites de integración para obtener un nivel de confianza igual a 1 son $[-\pi, \pi]$.

$$p(\psi) = d\psi \, \frac{1}{2\pi} e^{-k} \left[1 + (\pi k)^{1/2} \cos\psi e^{(k\cos^2\psi)} \Big(1 + L \, \mathrm{erf}(L k^{1/2} \cos\psi \Big) \right] \tag{7.5}$$

$$CL_\psi(\phi_1, \phi_2, s) = \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\psi \, p(\psi) \tag{7.6}$$

donde $k = {}^{s^2}/_{2\sigma^2}$ y $\mathrm{erf}(x)$ es la función error, y

$$L = \begin{cases} +1 & \text{Si } -\frac{\pi}{2} \leq x \geq \frac{\pi}{2} \\ -1 & \text{Caso contrario} \end{cases}$$

Se definió que el nivel de confianza para la fase reportada en este trabajo sea del 68,27 %, ya que $k >> 1$ la distribución de la fase se acerca a una distribución normal y este nivel de confianza es equivalente a σ_ϕ.

Para calcular el margen de confianza σ_ψ, dada la simetría de la función 7.6 con respecto al 0, se siguen los siguientes pasos:

1. Se toma un valor inicial de $\sigma_{\psi,0} = 0{,}01|\phi|$, donde ϕ es valor de fase obtenida ya sea por el método Rayleigh o East-West. Se eligió este valor inicial por conveniencia.

2. Se integra la Ec.7.6 en el rango $[-\sigma_{\psi,0}, \sigma_{\psi,0}]$ y se verifica si $CL_\psi(-\sigma_{\psi,0}, \sigma_{\psi,0}, s) = 0{,}9545$. Si ese es el caso, se reporta la fase como $\psi \pm \sigma_{\psi,0}$, caso contrario se vuelve al paso anterior con $\sigma_{\psi,1} \leftarrow \sigma_{\psi,0} + 0{,}01\sigma_{\psi,0}$. y se itera hasta obtener el valor de $\sigma_{\psi,N}$ que cumpla $CL_\psi(-\sigma_{\psi,N}, \sigma_{\psi,N}, s) = 0{,}6827$

En la Fig.7.4 se muestra la distribución de probabilidad de la fase para $s = 0{,}0047$ y $\sigma = 0{,}0038$, también se incluye los límites de confianza obtenidos.

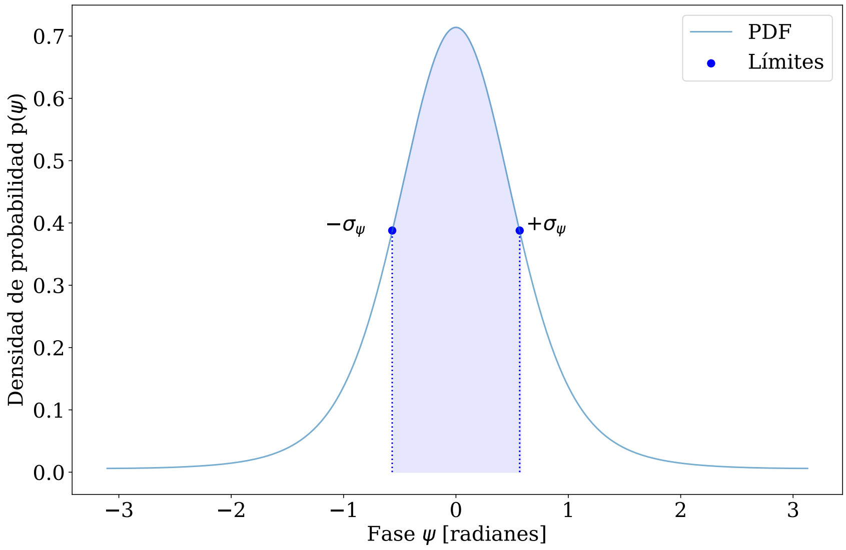


Figura 7.4: La distribución de probabilidad de la fase ψ para $s = 0{,}0047$ y $\sigma = 0{,}0038$ con los márgenes de confianza del 68,27 %.

Capítulo 8

Resultados del método Rayleigh

Capítulo 9

Resultados del método East - West

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos mediante el método East-West con los eventos de Todos los Disparos, para distintos rangos de energía. Estos resultados se comparan con los valores obtenidos en [1] sobre los eventos del Disparo Estándar.

Los eventos son clasificados en los distintos rangos mediante la energía reportada por la Colaboración. El conjunto de eventos registrados mediante de Todos los Disparos abarca eventos medidos entre el 2014 y 2019, y para el Disparo Estándar se listan eventos medidos entre el 2004 y 2018. Las características de estos dos conjuntos de datos se especifican en la Tabla 9.1

Rango Tiempo	Todos 6 años	Inicio	1 de Enero, 2014
		Fin	1 de Enero, 2020
	Estándar 14.7 años	Inicio	1 de Enero, 2004
		Fin	1 de Agosto, 2018

Rango [EeV]		0.25 - 0.5	0.5 - 1	1 - 2
Eventos	Todos	3 967 368	3 638 226	1 081 846
	Estándar	770 316	2 388 467	1 243 103
Energía Media	Todos	0,38	0,69	1,32
	Estándar	0,43	0,70	1,28

Tabla 9.1: Características de los conjuntos de datos para distintos rangos de energía

9.1. Resultados en distintos rangos de energía

9.1.1. Resultados en el rango 0.25 EeV - 0.5 EeV

En la Tabla 9.2 se presentan los resultados para este rango de energía en las frecuencias solar y sidérea de Todos Los Disparos. Los mismos se comparan con resultados con el Disparo Estándar que fueron reportados en [1]. Los valores de σ de Todos los Disparos es la mitad que el valor reportado para el Disparo Estándar, esto se debe a que el primer conjunto de datos tiene registrados $\sim$ 5 veces más eventos que el segundo.

	Todos los disparos		Disparo Estándar
Frecuencia:	Solar	Sidérea	Sidérea [1]
Amplitud r [%]:	$0{,}17^{+0{,}22}_{-0{,}07}$	$0{,}12^{+0{,}24}_{-0{,}03}$	$0{,}5^{+0{,}4}_{-0{,}2}$ [21]
r_{99} [%]:	0.58		1.1[21]
r^{UL} [%]:	0.67	0.64	1.4[21]
σ[%]:	0.19		0.38[21]
Amplitud $d_\perp$[%]:	-	$0{,}16^{+0{,}31}_{-0{,}04}$	$0{,}6^{+0{,}5}_{-0{,}3}$
d_{99} [%]:	-	0.73	1.5 [21]
$d_\perp^{UL}$[%]	-	0.80	1.8
$\sigma_{x,y}$[%]:	-	0.24	0.48
Probabilidad :	0.66	0.81	0.45
Fase[^{o}]:	221±77	280±90	225±64
$\langle\cos\delta\rangle$	0.79		0.79 [21]
$\langle\sin\theta\rangle$	0.46		0.52 [21]

Tabla 9.2: Características para las frecuencias solar y sidérea con el método East-West en el primer armónico en rango de energía 0.25 EeV - 0.5 EeV.

En la Fig. 9.1 se comparan las fases en frecuencia sidérea obtenida en este trabajo y la reportada en [1], donde la línea punteada marca la dirección del centro galáctico. En esta figura en la tabla anterior, se observa que la incertidumbre obtenida para la fase de Todos los Disparos es amplia, esto se debe a que la amplitud r es pequeña comparada con el valor de σ.

Realizando el barrido de frecuencias con la variable de la Ec.6.26, se obtiene que en este rango de energía las amplitudes se distribuyen en frecuencia como se muestra en la Fig.9.2. La línea horizontal indica el valor de r_{99} para cada frecuencia, además se observa que ninguna amplitud supera dicho umbral.

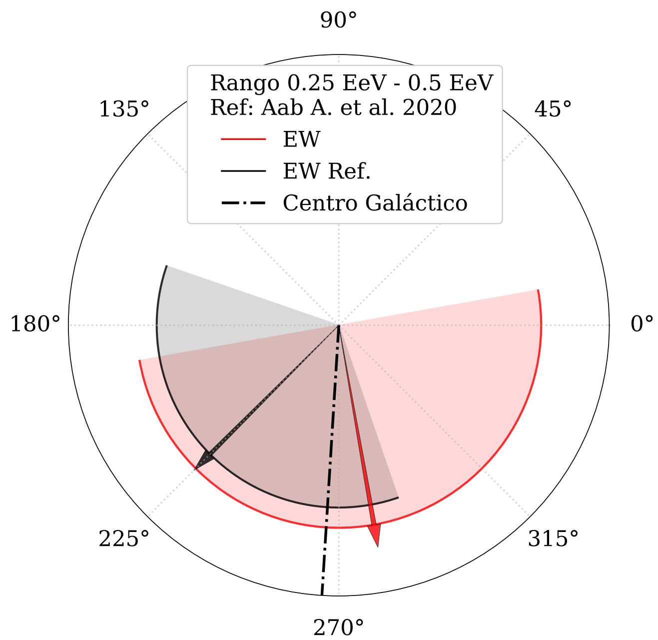


Figura 9.1: Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 0.25 EeV - 0.5 EeV .

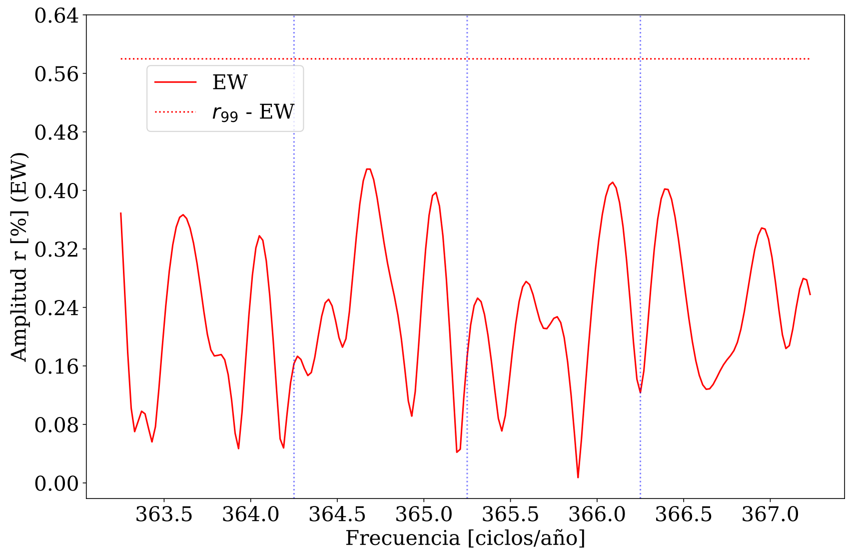


Figura 9.2: Barrido de frecuencias en el rango 0.25 EeV - 0.50 EeV mediante el método East-West.

9.1.2. Resultados en el rango 0.5 EeV - 1 EeV

En la Tabla 9.2 se presentan los resultados para el rango 0.5 EeV - 1 EeV en las frecuencias solar y sidérea de Todos Los Disparos, además se comparan con los resultados reportados en [1].

	Todos los disparos		Disparo Estándar
Frecuencia:	Solar	Sidérea	Sidérea [1]
Amplitud r [%]:	$0{,}43^{+0{,}21}_{-0{,}14}$	$0{,}44^{+0{,}21}_{-0{,}14}$	$0{,}38^{+0{,}20}_{-0{,}14}$ [21]
r_{99} [%]:	0.56		0.64[21]
r^{UL} [%]:	0.89	0.90	0.90 [21]
σ[%]:	0.18		0.21 [21]
Amplitud $d_{\perp}$[%]:	-	$0{,}56^{+0{,}27}_{-0{,}18}$	$0{,}5^{+0{,}3}_{-0{,}2}$
d_{99} [%]:	-	0.71	0.8 [21]
$d_{\perp}^{UL}$[%]	-	1.1	1.1
$\sigma_{x,y}$[%]:	-	0.23	0.21
Probabilidad :	0.065	0.055	0.20
Fase[^{o}]:	205±34	258±34	261±43
$\langle\cos\delta\rangle$	0.79		0.79 [21]
$\langle\sin\theta\rangle$	0.50		0.54[21]

Tabla 9.3: Características para las frecuencias solar y sidérea con el método East-West en el primer armónico en rango de energía 0.5 EeV - 1 EeV

En la Fig. 9.3 se comparan las direcciones en las que apuntan la fase en frecuencia sidérea obtenida en este trabajo con la obtenida en [1]. En esta figura se observa que resultados similares entre sí en valor e incertidumbre, y apuntan a una dirección cercana al centro galáctico.

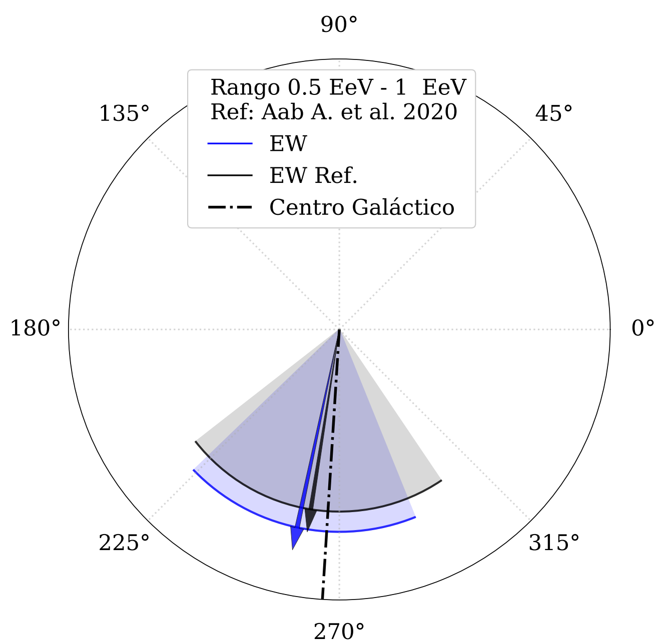


Figura 9.3: Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 0.5 EeV - 1.0 EeV .

El barrido de frecuencias con la variable de la Ec.6.26 para este rango de energía se observa en la Fig.9.4. La línea horizontal indica el valor de r_{99} para cada frecuencia, además se observa que ninguna frecuencia supera dicho umbral.

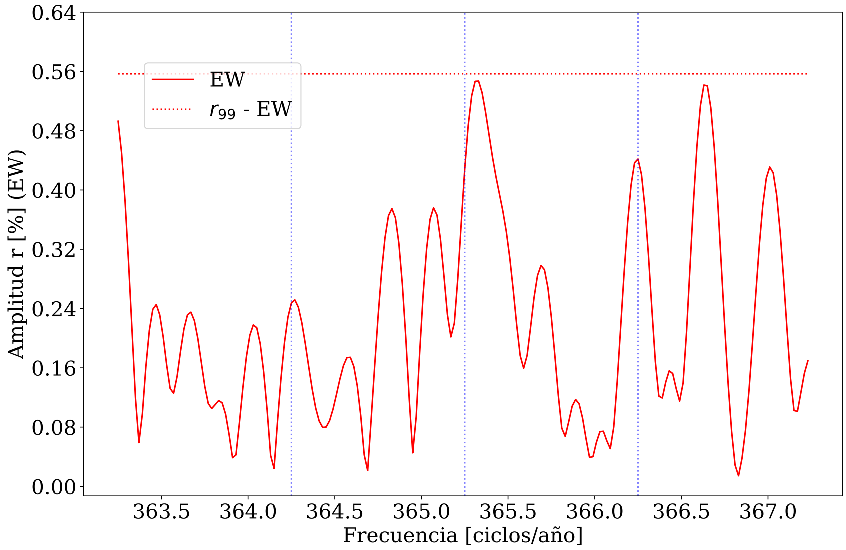


Figura 9.4: Barrido de frecuencias en el rango 0.5 EeV - 1.0 EeV mediante el método East-West.

9.1.3. Resultados en el rango 1 EeV - 2 EeV

En las Tablas 9.4 se comparan los resultados de este trabajo para la frecuencia solar. Las amplitudes están por debajo de r_{99} y con compatibles entre sí.

	Todos los disparos	
	Rayleigh	East - West
Frecuencia:	Solar	
Amplitud r[%]:	$0{,}24^{+0{,}16}_{-0{,}09}$	$0{,}28^{+0{,}35}_{-0{,}11}$
r_{99} [%]:	0.41	0.91
r_{UL} [%]:	0.58	1.1
σ:	0.14	0.30
Probabilidad:	0.22	0.65
Fase:	260±48	279±76

Tabla 9.4: Características para la frecuencia solar con los métodos de Rayleigh e East-West en el primer armónico.

En la Tabla 9.5 se comparan los resultados de este trabajo y los obtenidos en el trabajo [1] para la frecuencia sidérea. Para Todos los Disparos se comparan los métodos de Rayleigh y East-West, en el primer método se obtiene que la probabilidad que la amplitud obtenida se deba al ruido es de 63 % mientras que en segundo método 26 %.

Esta diferencia entre probabilidades no puede deberse a la cantidad de eventos, porque es el mismo conjunto de datos. El método Rayleigh nos indica que en este rango de energía pueden existir efectos sistemáticos que no están siendo corregidos. En la Fig.9.5 se observan en una figura en coordenadas polares mostrando las fases del trabajo [1] y este trabajo para la frecuencia sidérea.

	Todos los Disparos		Disparo Estándar
	Rayleigh	East - West	East - West[1]
Frecuencia:	Sidérea		Sidérea
Amplitud r [%]:	$0{,}32^{+0{,}16}_{-0{,}10}$	$0{,}5^{+0{,}3}_{-0{,}2}$	$0{,}14^{+0{,}37}_{-0{,}02}$[21]
r_{99}[%]:	0.41	0.91	0.84[21]
r^{UL}[%]	0.66	1.3	0.89 [21]
σ[%]:	0.14	0.30	0.28 [21]
Amplitud $d_\perp$ [%]:	$0{,}41^{+0{,}20}_{-0{,}13}$	$0{,}6^{+0{,}4}_{-0{,}3}$	$0{,}18^{+0{,}47}_{-0{,}02}$
d_{99}[%]:	0.53	1.1	1.1[21]
$d_\perp^{UL}$[%]	0.84	1.6	1.1
$\sigma_{x,y}$[%]:	0.17	0.38	0.35
Probabilidad:	0.063	0.26	0.87
Fase[^{o}]:	357±35	320±48	291±100
$\langle\cos\delta\rangle$	0.78		0.78
$\langle\sin\theta\rangle$	0.55		0.57

Tabla 9.5: Características para la frecuencia sidérea con los métodos de Rayleigh e East-West en el primer armónico.

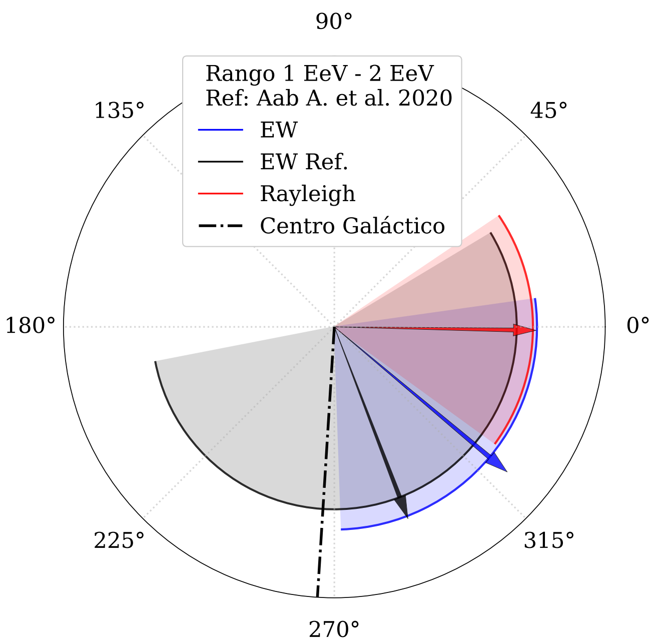


Figura 9.5: Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 1.0 EeV - 2.0 EeV .

El barrido de frecuencias con la variable de la Ec.6.26 para este rango de energía se observa en la Fig.9.6. La línea horizontal indica el valor de r_{99} para cada frecuencia y se observa que ninguna frecuencia supera dicho umbral. En la frecuencia solar no se observa ningún pico, esto se debe a que el método East - West es robusto con respecto a las modulación del clima. Se observa un pico en sidérea pero el mismo no es significativo con respecto al r_{99}.

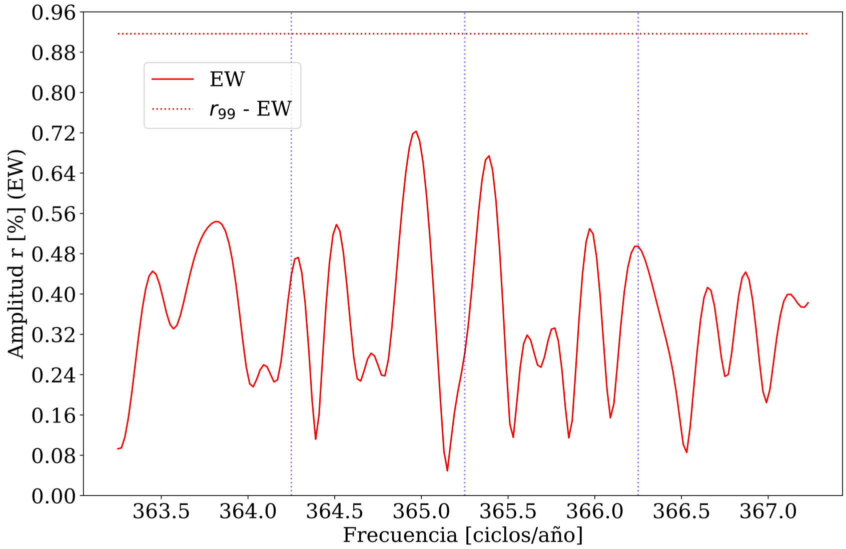


Figura 9.6: Barrido de frecuencias en el rango 1 EeV - 2 EeV mediante el método East-West.

9.2. Análisis de los resultados

El barrido de frecuencias para el conjunto de datos de Todos los Disparos contiene datos de 6 años. Este rango de tiempo permite tener una resolución de $1/6 \sim$ ciclos/año [22]. Los picos obtenidos en los barridos presentados en las Figs.9.2, 9.4 y 9.6 están distanciados en promedio $1/5$ ciclos/año entre sí por lo que están dentro de la resolución posible del análisis.

Una forma para poder comparar los resultados de $d_{\perp}$ calculados de distintos conjuntos de datos entre sí, es dividir estos valores con sus respectivos $\sigma_{x,y}$. De esta manera, podemos comparar cuan apartados están con respecto $\sigma_{x,y}$, así se obtiene la Fig.9.7.

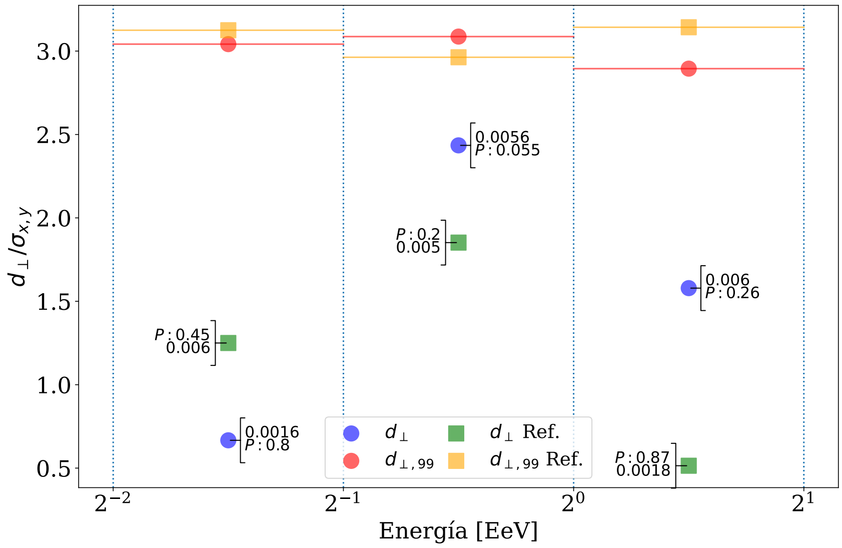


Figura 9.7: Variaciones de la amplitud $d_\perp$ con respecto a $\sigma_{x,y}$ comparados con $d_{\perp,99}$ para distintos rangos de energía

Por lo que ahora podemos decir que en los rangos entre 0.5 EeV - 1.0 EeV y 1.0 EeV - 2.0 EeV, la amplitud obtenida en este trabajo está por encima que en el trabajo [1] por $\sim 1\sigma_{x,y}$ y $\sim 2\sigma_{x,y}$ respectivamente.

Para comparar los resultados en el rango 0.25 EeV - 0.5 EeV, tenemos que tener en cuenta que el Disparo Estándar tiene una sensibilidad menor que el Todos los Disparos. Esto se ve claramente en la Tabla 9.1, donde el primero tiene 7 veces menos eventos para analizar que el segundo. Por lo tanto, la discrepancia entre en el trabajo [1] y los trabajos puede deberse a la diferencia de eventos a estudiar causada por la sensibilidad del disparo.

Considerando los valores de $\sigma_{x,y}$ y $d_\perp$ obtenidos para cada rango de energía, es posible comparar las direcciones, valores e incertidumbres en la Fig.9.8. Las líneas punteadas están centradas en los valores reportados en el trabajo [1] en cada rango de energía y con radio igual a sus $\sigma_{x,y}$.

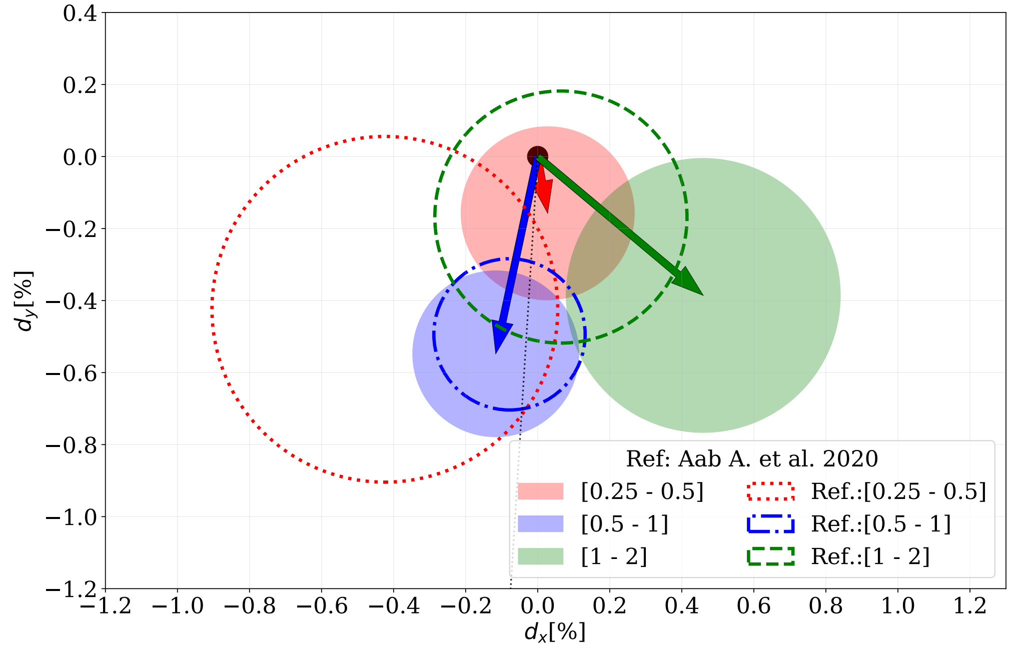


Figura 9.8: Amplitudes con incertidumbre, apuntando en la dirección de la fase. Los círculos punteados los valores del trabajo [1]del trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres y la línea punteada en negro marca la dirección del centro galáctico.

Capítulo 10

Conclusiones

Apéndice A

Coordenadas celestes

A.1. Coordenadas Ecuatoriales

Gráficos, fórmulas y explicación

A.2. Coordenadas Locales

Gráficos, fórmulas y explicación

A.2.1. Relación entre las coordenadas locales y ecuatoriales

Bibliografía

[1] Aab A. et al. Cosmic-Ray Anisotropies in Right Ascension Measured by the Pierre Auger Observatory. *The Astrophysical Journal*, **891** (2), 142, mar 2020. URL https://doi.org/10.3847%2F1538-4357%2Fab7236.

[2] Olive, K. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, **40** (10), 100001, oct 2016. URL https://doi.org/10.1088%2F1674-1137%2F40%2F10%2F100001.

[3] The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **798**, 172 – 213, 2015. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008086.

[4] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Albury, J. M., Allekotte, I., Almela, A., *et al.* Measurement of the cosmic-ray energy spectrum above $2{,}5 \times 10^{18}$ eV using the pierre auger observatory. *Phys. Rev. D*, **102**, 062005, Sep 2020. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.102.062005.

[5] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Albuquerque, I. F. M., Albury, J. M., et al., I. A. Large-scale cosmic-ray anisotropies above 4 EeV measured by the Pierre Auger Observatory. *The Astrophysical Journal*, **868** (1), 4, nov 2018. URL https://doi.org/10.3847%2F1538-4357%2Faae689.

[6] Taborda, O. Estudios de anisotropías a grandes escalas angulares de los rayos cósmicos de alta energía detectados por el observatorio Pierre Auger. Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, 2018.

[7] The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2013), 2013.

[8] The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019), 2019.

[9] Hess, V. F. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. *Phys. Z.*, **13**, 1084–1091, 1912.

[10] Greisen, K. End to the cosmic-ray spectrum? *Physical Review Letters*, **16** (17), 748, 1966.

[11] Zatsepin, G. T., Kuzmin, V. A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters)*, **4** (3), 78–80, 1966.

[12] Bird, D., Corbato, S., Dai, H., Dawson, B., Elbert, J., Emerson, B., *et al.* The cosmic-ray energy spectrum observed by the fly's eye. *The Astrophysical Journal*, **424**, 491–502, 1994.

[13] Berezinsky, V., Gazizov, A., Grigorieva, S. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays. *Physical Review D*, **74** (4), 043005, 2006.

[14] Imagen extraída de Auger Oracle del KIT. Visitada el 28/11/2019. URL `https://web.ikp.kit.edu/augeroracle/lib/exe/fetch.php?media=auger:telescope.jpeg`.

[15] Abraham, J., Abreu, P., Aglietta, M., Ahn, E., Allard, D., Allekotte, I., *et al.* Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **613** (1), 29 – 39, 2010. URL `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900209021688`.

[16] Hersil, J., Escobar, I., Scott, D., Clark, G., Olbert, S. Observations of extensive air showers near the maximum of their longitudinal development. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 22–23, Jan 1961. URL `https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.6.22`.

[17] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Al Samarai, I., Albuquerque, I., Allekotte, I., *et al.* Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above $8\times10^{1}8$ ev. *Science*, **357** (6357), 1266–1270, 2017.

[18] Farley, F., Storey, J. The sidereal correlation of extensive air showers. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, **67** (11), 996, 1954.

[19] Linsley, J. Fluctuation effects on directional data. *Phys. Rev. Lett.*, **34**, 1530–1533, Jun 1975. URL `https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.34.1530`.

[20] Linsley, J. Fluctuation effects on directional data. *Physical Review Letters*, **34** (24), 1530, 1975.

[21] Este valor fue obtenido con el código implementado en el trabajo [1].

[22] Abreu, P., Aglietta, M., Ahn, E., Albuquerque, I., Allard, D., Allekotte, I., *et al.* Search for first harmonic modulation in the right ascension distribution of cosmic rays detected at the pierre auger observatory. *Astroparticle Physics*, **34** (8), 627 – 639, 2011. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650510002422.