



UNIVERSIDAD MICHUACANA DE SAN NICOLÁS DE
HIDALGO

INSTITUTO DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS

TESIS

**Correlación de rayos cósmicos ultraenergéticos
usando peso por distancia y desviación por
campos magnéticos galácticos**

Para obtener el grado de Maestro en física

Autor:

Alan Gilberto CHÁVEZ MEZA

Asesor:

Doctor en física

Luis Manuel Villaseñor Cendejas

agosto de 2013



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE HIDALGO

Resumen

Instituto de Física y matemáticas

Maestro en física

Correlación de rayos cósmicos ultraenergéticos usando peso por distancia y desviación por campos magnéticos galácticos

por Alan Gilberto CHÁVEZ MEZA

Saber cuales son las fuentes que aceleran rayos cósmicos a ultra-alta energía es uno de los principales objetivos del observatorio Pierre Auger, para esto se deben correlacionar las direcciones de arribo de los eventos detectados con objetos astronómicos conocidos que presenten mecanismos de aceleración, por ejemplo, uno de los objetos en el universo que tiene tales mecanismos son los núcleos activos de galaxias (NAG's), en un primer trabajo de correlación con NAG's de los catálogos Veron Cetty Veron y Swift-Bat se obtuvo una alta correlación, sin embargo conforme se registraron nuevos datos la tendencia de anticorrelación predominó, nuestro trabajo consiste en añadir un peso al cuadrado de la distancia al objeto, esto motivado por hecho de que los rayos de las fuentes más cercanas tienen una mayor probabilidad de impactar con la tierra que los que provienen de fuentes más lejanas. Además, tomamos en cuenta la desviación que causan los campos magnéticos galácticos en la dirección de llegada de estas partículas ya sean protones o núcleos de hierro usando algunos modelos de campo conocidos.

Agradecimientos

Agradezco a mis padres, mis hermanas y familiares que me han apoyado toda mi vida y durante todo este periodo en particular.

A mi novia Maricela Rodriguez y su pequeña Avril por motivarme a crecer y por estar en todos los momentos buenos y malos conmigo.

A todos mis amigos con los que compartí gratos momentos y que siempre estuvieron para brindarme su ayuda y compañía.

A mi asesor el Dr. Luis Villaseñor por ayudarme a crecer como profesionista y así alcanzar el grado de maestro en física.

Al Dr. Ulises Nucamendi y el Dr. Juan Carlos Arteaga por sus oportunas observaciones, que permitieron enriquecer y mejorar mi trabajo.

A todos los profesores del Instituto de Física y Matemáticas por compartir todo su conocimiento, el cual me enriqueció como profesionista.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por su programa de becas que me sirvió como manutención en este periodo de maestría.

Índice general

Resumen	I
Agradecimientos	II
Índice de Figuras	V
Índice de Tablas	VIII
1. Introducción	1
2. Rayos Cósmicos	5
2.1. Rayos Cósmicos	5
2.2. Chubascos Aéreos Extendidos (EAS)	6
2.3. Rayos cósmicos en la galaxia	9
2.4. Procesos y fuentes de aceleración de los rayos cósmicos ultraenergéticos	10
2.4.1. Mecanismos de aceleración de rayos cósmicos	10
2.4.2. Posibles fuentes astrofísicas de aceleración de rayos cósmicos	11
2.5. Fin del espectro de rayos cósmicos	15
3. Observatorio Pierre Auger	17
3.1. Aspectos generales del Observatorio Pierre Auger	17
3.1.1. Detectores de superficie (SD)	19
3.1.2. Detectores de fluorescencia (FD)	20
3.1.3. Telescopio LIDAR	21
3.2. Reconstrucción de los parámetros del chubasco	22
3.2.1. Calibración de la señal	24
3.2.2. Chubascos verticales y muy inclinados	25
3.3. Sistema de disparo y adquisición de datos	27
3.4. Campo de visión del Auger	30
3.5. Nuevos proyectos	32
4. Campos magnéticos galácticos	36
4.1. Campos magnéticos	36
4.2. Modelos de Campos Magnéticos Galácticos	38
4.2.1. Componentes de campo regular toroidal y poloidal	39
4.2.2. modelos de espiral logarítmica	41
4.2.3. Espiral logarítmica con anillo de Sun 2008	43

4.2.4. Modelo de Jansson-Farrar	43
4.2.5. Otros modelos	45
4.3. Desviación de los rayos cósmicos usando los modelos de campo magnético galáctico	46
5. Correlación con NAGs	48
5.1. Primeros estudios de correlación y anisotropía	48
5.1.1. Descripción del método	49
5.2. Descripción del método de correlación usando peso por distancia	50
5.3. Los eventos del Auger	53
6. Resultados	55
6.1. Significancia para los eventos del Auger	55
6.2. Significancia usando corrección por campos magnéticos	57
6.3. Significancia usando núcleos de hierro	60
6.4. Correlación con galaxias del catálogo 2MRS	61
7. Conclusiones	64
A. Catálogos	69
B. Programa CRT	71
C. Programación CUDA	73
Bibliografía	76

Índice de figuras

2.1.	Se muestra una compilación de mediciones del flujo de rayos cósmicos como función de la energía de los rayos cósmicos, realizado por varios experimentos. El eje horizontal superior muestra el centro de masa de la energía en la primera interacción del rayo cósmico, si se tratara de un protón. Esta energía de interacción se compara con la de algunos experimentos de colisionadores (Gráfica obtenida de [10]).	6
2.2.	Izquierda: Se muestran los principales procesos en un chubasco aéreo extendido, que forman la componente hadrónica, la electromagnética, la muonica y del neutrino. Derecha: Dibujo de una sección lateral a través del chubasco con su parte frontal de anchura finita, obtenidas de [10].	8
2.3.	Grafica de Hillas. Muestra los objetos astronómicos que candidatos en la aceleración de rayos cósmicos ultra-energéticos como función del campo magnético que producen y su tamaño. Obtenida de [14].	12
3.1.	Se observa el área superficial que abarca el observatorio Pierre Auger, se pueden apreciar las localizaciones de los cuatro telescopios de fluorescencia.	18
3.2.	Se observan los componentes principales del tanque detector de superficie y del telescopio detector de Fluorescencia	21
3.3.	Se muestran las ideas básicas detrás de la medición de rayos cósmicos en el Observatorio Pierre Auger, y distingue entre los llamados chubascos verticales ($0^\circ < \theta < 60^\circ$) y chubascos aéreos muy inclinados ($60^\circ < \theta < 90^\circ$). Los chubascos verticales alcanzan el detector de superficie con fotones, electrones (nube de puntos amarilla), y muones (líneas continuas verde). En los chubascos muy inclinados, la componente electromagnética es (casi) nula a nivel del suelo, y el detector de superficie observa principalmente una lluvia de muones. El detector de fluorescencia mide la luz de fluorescencia (líneas de trazos violeta) generada por la componente electromagnética del chubasco en ambos casos	26
3.4.	Ejemplos de los dos tipos de disparos T3. Izquierda: mediante 3 disparos ToT; derecha: mediante 4 disparos T2. La figura fue tomada de [29].	30
3.5.	Exposición relativa del Observatorio Pierre Auger en coordenadas ecuatoriales, la cual varía solamente con la declinación como se muestra en el gráfico.	32
3.6.	Mapa en coordenadas galácticas de la exposición relativa del observatorio Auger. La región donde la exposición es nula corresponde al hemisferio norte terrestre, al cual el observatorio Auger no tiene acceso. La región del hemisferio sur terrestre donde el observatorio tiene máxima exposición se muestra en el círculo mas denso de la proyección de Aitoff.	32
3.7.	Nuevos Proyectos del Auger.	35

4.1.	Los modelos de espirales del disco galáctico, arriba izquierda: se muestra el modelo BSS de Stanev, arriba derecha: la espiral de HMR, medio izquierda: Espiral logarítmica de Sun, medio derecha: espiral del modelo Toroidal, abajo izquierda: modelo de Valleé y abajo derecha: modelo WMAP.	40
4.2.	Se muestran las desviaciones que produce el backtrack del programa CRT en un rayo cósmico de $E = 60$ EeV para los modelos de campo magnético usados.	47
5.1.	Se muestra la probabilidad binomial con los datos actualizados, se usan los valores de $E > 60$ EeV y se toman en cuenta los AGNs que quedan dentro de un radio angular de 3.1° como en el paper original, se puede apreciar la tendencia de anticorrelación.	51
5.2.	Se muestra el P_{value} de los eventos del Auger con el método binomial incluyendo todos los AGNs y el P_{value} cuando se excluye Centauro A.	52
5.3.	Proyección de Aitoff de los 118 eventos con $E > 60$ EeV detectados en el observatorio Pierre Auger (azul), el radio del círculo es proporcional a la energía del evento. También se muestran los AGN's más cercanos con $Z < 0.040$ (verde), el radio es proporcional al inverso del cuadrado del corrimiento al rojo. La línea azul representa el límite de visión del Auger y la línea roja el plano supergaláctico.	54
6.1.	Significancia para cada evento observado del modelo binomial (línea azul) y significancia agregando peso a la distancia de los AGNs (línea roja).	56
6.2.	Los 491 eventos con $E > 40$ EeV, los picos muestran la razón R_d de los AGNs que tienen mayor contribución a la significancia	58
6.3.	Los 228 eventos con $E > 50$ EeV, los picos muestran la razón R_d de los AGNs que tienen mayor contribución a la significancia	58
6.4.	Los 118 eventos con $E > 60$ EeV, los picos muestran la razón R_d de los AGNs que tienen mayor contribución a la significancia	59
6.5.	Acercamiento a la región de Centauro A	59
6.6.	Histogramas que muestran la desviación que produce cada modelo en los eventos de energía mayor a 30 EeV.	60
6.7.	Significancia de los 118 eventos con $E > 60$ EeV, se muestra en línea azul los eventos sin sufrir corrección debida a un campo magnético y con seis modelos diferentes de campo magnético: Espiral Bisimétrica (línea roja) y de simetría axial (línea amarilla) de Stanev, el modelo de Jansson-Farrar (línea verde), el modelo dipolar (línea naranja), el toroidal (línea morada) y el de Sun et al. (línea azul claro)	61
6.8.	Significancia de los 118 eventos con $E > 60$ EeV usando núcleos de hierro, se muestra la desviación con diferentes modelos de campos magnéticos	62
6.9.	Contribuciones individuales de los eventos correlacionados a el valor total de R_d para los eventos con $E > 50$	63
6.10.	Se muestran las galaxias del catálogo 2MRS (círculos verdes) con $Z < 0.012$, los AGNs de catálogo Veron Cetty (rojo) con $Z < 0.018$ y los eventos del Auger con $E > 60$ EeV	63
7.1.	Significancia de los 118 eventos con $E > 60$ EeV se muestra la significancia para diferentes pesos por distancia $1/r$, $1/r^2$, $1/r^3$ y $1/r^4$	65

A.1. Se muestran la cantidad de AGNs de los catálogos Verón Cetty Veron 13 edición y Swift BAT en relación a la distancia y el ajuste polinomial de los catálogos.	70
C.1. Las líneas naranja y roja muestran los tiempos de compilación total en segundos para GPU (PyCUDA) y CPU (Python) respectivamente. Las líneas verde y azul muestra el tiempo en segundos de compilación para cada evento, con GPU y CPU respectivamente.	75

Índice de tablas

2.1. La tabla muestra un resumen de las constantes de desintegración ct de las partículas inestables más comunes en los chubascos aéreos extendidos [12].	7
6.1. Se muestran los 25 eventos de los 491 con $E > 40$ EeV que tienen mayor contribución fraccional R_d con sus respectivos AGNs, de los cuales 17 son de $E > 50$ EeV y 10 con $E > 60$ Eev. Los AGNs que más aparecen son Centauro A, NGC 3738 y NGC 5253	56
7.1. Los 118 eventos de más alta energía con sus direcciones reconstruidas y sus respectivas razones de contribución a la significancia y los AGNs correlacionados.	65

Capítulo 1

Introducción

Los rayos cósmicos desde su descubrimiento han logrado posicionarse en el mundo de la física moderna como uno de los más importantes campos de investigación, los trabajos en rayos cósmicos abrieron la puerta a la nueva física de partículas. Algunos de los físicos más famosos de nuestra era se han dedicado a su estudio y se han otorgado varios premios Nobel por descubrimientos basados en rayos cósmicos. A través de los años se ha tenido la necesidad de construir grandes observatorios para detectar y medir toda la física que hay detrás de éstos. La investigación en rayos cósmicos tiene aún muchos misterios por resolver, su estudio conlleva grandes esfuerzos pero sin duda es un campo que seguirá dando grandes saltos en el mundo de la física y nos dará una visión más clara del mundo en que vivimos. Veamos algunos de los momentos históricos que han revolucionado este campo¹.

1912. *Victor Hess*, el padre de la investigación de los rayos cósmicos y un intrépido científico austriaco, comenzó una serie de arriesgados vuelos en globos aerostáticos, llegando a 5000 metros de altura. A medida que ascendía, registraba a través de electros copios un aumento significativo de cargas libres en la atmósfera [1]; las moléculas de aire perdían electrones haciéndose conductores de electricidad. Estas mediciones demostraron la existencia de lo que Hess llamó “radiación penetrante proveniente del espacio”, pero no aportaron claves definitivas sobre su naturaleza. El suyo fue el primero de muchos viajes audaces realizados por los físicos para estudiar los rayos cósmicos.

1929. Usando la recién inventada cámara de niebla, *Dimitri Skobelzyn* observó las primeras huellas fantasmales dejadas por los rayos cósmicos.

1932. *Robert Millikan*, conocido por su ingeniosa medición de la carga del electrón, los bautizó “rayos cósmicos”. Cósmicos por su evidente origen en el espacio exterior al

¹Obtenido de la página <http://www.auger.org.ar>

sistema solar, y rayos porque sospechaba que se trataba de rayos gamma, la radiación electromagnética más penetrante conocida en esa época. Pero fue creciendo la evidencia de que los rayos cósmicos eran, en realidad, en su mayoría partículas energéticas con masa.

1932. Mientras observaba las trazas de rayos cósmicos que pasaban a través de su cámara de niebla, *Carl Anderson* descubrió la antimateria bajo la forma del anti-electrón [2], llamado más tarde positrón. Un positrón es una partícula exactamente igual al electrón pero con carga opuesta, positiva.

1937. *Seth Neddermayer* y *Carl Anderson* descubrieron la partícula subatómica llamada muón en los rayos cósmicos [3]. El positrón y el muón fueron los primeros de una serie de partículas subatómicas descubiertas usando a los rayos cósmicos, descubrimientos que dieron lugar a la ciencia de la física de partículas elementales. Los físicos de partículas usaron los rayos cósmicos para su investigación hasta el surgimiento de los aceleradores de partículas en los años cincuenta.

1938. *Pierre Auger*, quien había ubicado detectores de partículas en las alturas de los Alpes, notó que dos detectores colocados a muchos metros de separación indicaban ambos la llegada de partículas exactamente al mismo tiempo. Auger había descubierto los “chubascos aéreos extendidos” [4], lluvias de partículas subatómicas secundarias causadas por la colisión de partículas primarias de alta energía con moléculas de aire. Sobre la base de sus mediciones, Auger concluyó que había observado chubascos con energías de 10^{15} eV, diez millones de veces más altas que cualquier conocida antes.

1949. *Enrico Fermi* propuso una explicación para la aceleración de los rayos cósmicos [5]. En el acelerador de “choque” para los rayos cósmicos imaginado por Fermi, los protones aumentan su velocidad al rebotar sobre nubes magnéticas que se mueven en el espacio.

1962. El evento de Volcano Ranch. El primer rayo cósmico con energía alrededor de 10^{20} eV fue detectado por *John Linsley* en el arreglo de superficie del Instituto Tecnológico de Massachusetts ubicado en Volcano Ranch (Nuevo México, EEUU), en febrero de 1962 [6]. Este singular evento aumentó en un factor de 50 el extremo del espectro energético de los rayos cósmicos conocido hasta ese momento, y fue el primer evento registrado con energía mayor o igual a 10^{20} eV. El arreglo de Volcano Ranch consistía en 19 detectores de centelleo cubriendo un área de aproximadamente 7 km^2 , y operó entre los años 1958 a 1972.

1966. En los comienzos de los sesenta *Arno Penzias* y *Robert Wilson* descubrieron que micro-ondas de baja energía permean el universo [7]. *Kenneth Greisen*, *Vadem Kuzmin* y *Georgi Zatsepin* (GZK) señalaron que los rayos cósmicos de alta energía interactuarían

con el fondo de micro-ondas. La interacción reduciría su energía, de modo que las partículas que viajaran a través de grandes distancias intergalácticas no podrían tener energías mayores de $5 \times 10^{19} \text{ eV}$.

1991. El grupo de investigación de rayos cósmicos Fly's Eye (Ojo de Mosca) en los Estados Unidos observó un evento de rayo cósmico con una energía de $3 \times 10^{20} \text{ eV}$. Algunos eventos con energías de 10^{20} eV habían sido encontrados 30 años anteriores, pero éste era claramente el más energético.

1994. El grupo AGASA en Japón presentó un evento con energía de $2 \times 10^{20} \text{ eV}$. Los eventos de Fly's Eye y AGASA son mayores en energía que cualquiera visto antes. ¿De dónde vienen estos dos rayos cósmicos de alta energía? Ninguno parece apuntar hacia un objeto astrofísico que pudiera haberles impartido tales enormes energías.

1995. Un grupo internacional de investigadores empieza a diseñar estudios para un nuevo observatorio de rayos cósmicos, el Proyecto Pierre Auger, denominado así en honor al descubridor de las cascadas cósmicas. El nuevo observatorio usará un arreglo gigante de detectores para medir grandes números de lluvias a partir de los rayos cósmicos de más alta energía. Trazando los rayos cósmicos de alta energía hacia su fuente desconocida, aumentará la comprensión del origen y evolución del universo.

2001. El evento de AGASA. El evento de mayor energía reportado hasta el presente (Agosto/2001) es el evento medido por el detector AGASA, ubicado en Japón, en Mayo de 2001, con una energía asignada de $2.5 \times 10^{20} \text{ eV}$.

Capítulo 2 En este capítulo trataremos con los aspectos más generales de los rayos cósmico, desde cuales son las posibles fuentes que aceleran partículas cargadas a tan grandes energías, hasta el como los detectamos en la Tierra, además, veremos los efectos y procesos que afectan a los rayos cósmicos y que pueden impedir su llegada a la Tierra desde su origen.

Capítulo 3 En este capítulo se resumen las características más importantes del Observatorio Pierre Auger, el como esta construido y sus componente básicos, además del proceso de reconstrucción de los parámetros de los eventos detectados, el campo de visión que abarca el observatorio y las mejoras que se estan haciendo al rededor de éste.

Capítulo 4 En este capítulo veremos los modelos de campos magnéticos galácticos que se usan en esta tesis para reconstruir las direcciones de arribo de los eventos detectados en el Auger y así ver si hay alguna mejora en la correlación de los eventos con objetos astrofísicos.

Capítulo 5 En este capítulo se muestra el método de correlación binomial con AGNs usado anteriormente y que con los datos recientes muestra una tendencia de anticorrelación y se propone un método donde se toma en cuenta la distancia de cada AGN a la tierra, es decir, se asigna un peso inversamente proporcional al cuadrado de la distancia.

Capítulo 6 Se muestran los resultados obtenidos con el método que pesa las distancias de los AGNs, se analizan los AGNs que tienen una mayor contribución a la probabilidad, se compara la significancia de las coordenadas reconstruidas con las coordenadas modificadas por los modelos de campos magnéticos tanto para protones y núcleos de hierro, también veremos que pasa si buscamos correlación con cualquier tipo de galaxia.

Capítulo 2

Rayos Cósmicos

2.1. Rayos Cósmicos

El término *rayos cósmicos* generalmente se refiere a partículas cargadas y estables que viajan a través del espacio interestelar e incluso intergaláctico. El flujo total de rayos cósmicos en lo alto de la atmósfera es cercano a $1000 \text{ m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$ y es dominado por protones de unos pocos GeV, ver por ejemplo [8, 9]. El flujo diferencial $J(E) \propto dN/dE$ se aproxima a una ley de potencias $J(E) \propto E^\alpha$ con un índice espectral $-2.6 \lesssim \alpha \lesssim -3.2$. El rango de energías de los rayos cósmicos es grande. Los rayos cósmicos de más altas energías detectados superan ligeramente los 10^{20} eV, pero estos son extremadamente raros: solamente una de esas partículas por km^2 en un siglo llega a la Tierra. El flujo medido $J(E)$ mayor a 1 TeV se muestra en la Figura 2.1.

Experimentalmente, es necesario distinguir dos rangos de energía. Hasta 100 TeV, el flujo J es lo suficientemente grande para llevar a cabo experimentos en globo y el espacio exterior, que miden los rayos cósmicos directamente con detectores de partículas apropiados cerca o por encima de la parte superior de la atmósfera. Tales experimentos son capaces de medir las energías de los rayos cósmicos y la composición de masa directamente [11]. Por lo tanto, el flujo $J(E)$ y la relativa abundancia de diferentes núcleos de rayos cósmicos es bien conocido en este rango de energía. El último puede ser utilizado para aprender algo acerca de la propagación de los rayos cósmicos.

A energías por encima de 100 TeV, el flujo diferencial llega a ser tan bajo que únicamente experimentos terrestres pueden proporcionar la exposición necesaria para recoger suficientes eventos en un intervalo de tiempo razonable. Estos experimentos no pueden observar directamente el rayo cósmico. En su lugar, ellos miden el chubasco aéreo generado por la interacción de la radiación cósmica con la materia atmosférica. Un chubasco

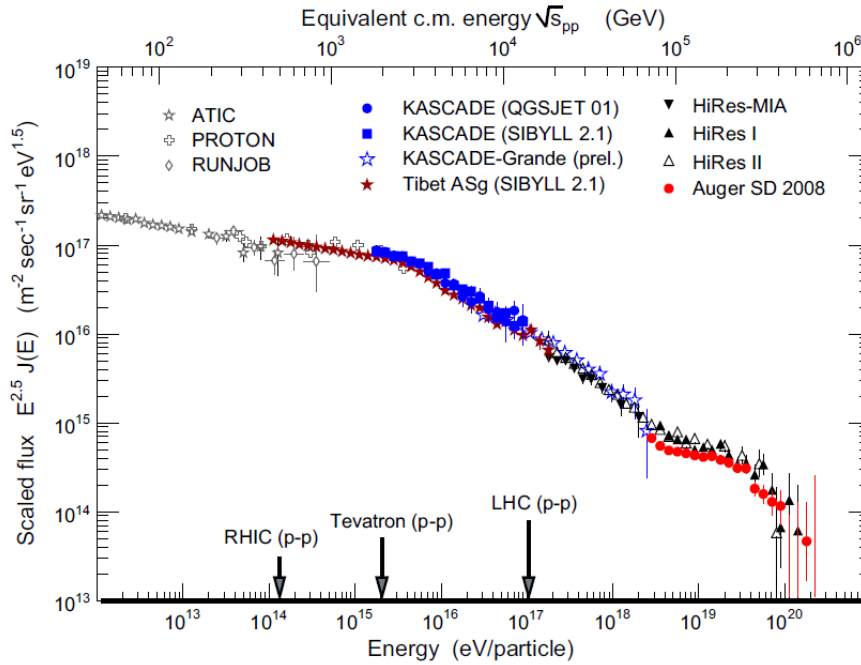


FIGURA 2.1: Se muestra una compilaci3n de mediciones del flujo de rayos c3smicos como funci3n de la energa de los rayos c3smicos, realizado por varios experimentos. El eje horizontal superior muestra el centro de masa de la energa en la primera interacci3n del rayo c3smico, si se tratara de un prot3n. Esta energa de interacci3n se compara con la de algunos experimentos de colisionadores (Gr3fica obtenida de [10]).

a3reo extendido es equivalente a una cascada de partculas en un calor3metro de hadrones. Por lo tanto, se puede decir que los experimentos en tierra utilizan la atm3sfera como un calor3metro de rayos c3smicos.

Interacciones hadr3nicas suaves son las m3s importantes para el desarrollo de un chubasco a3reo extendido. Estas interacciones no pueden ser descritas con el enfoque perturbativo de la cromodin3mica cu3ntica. Por lo tanto, incertidumbres sistem3ticas surgen en la reconstrucci3n de las propiedades de rayos c3smicos de los datos de los chubascos a3reos. La reconstrucci3n de la masa A de rayos c3smicos es particularmente dif3cil. La abundancia relativa de los diferentes n3cleos de los rayos c3smicos son generalmente desconocidos a estas energas. En la mayor3a de los casos s3lo una medida del promedio logar3tmico de la masa de rayos c3smicos $\langle \ln A \rangle$ se puede derivar. El diferencial del flujo $J(E)$ tiene comparativamente grandes incertidumbres sistem3ticas.

2.2. Chubascos A3reos Extendidos (EAS)

Un rayo c3smico prot3n o n3cleo con una energa mayor que unos pocos GeV inicia un chubasco a3reo en la atm3sfera de la Tierra. Un chubasco a3reo es una cascada de

TABLA 2.1: La tabla muestra un resumen de las constantes de desintegraci3n ct de las part3culas inestables m3s comunes en los chubascos a3reos extendidos [12].

Part3cula	π^\pm	π^0	K^\pm	K_S	K_L	μ^\pm	n
$c\tau/m$	7.8	2.5×10^{-9}	3.7	2.7×10^{-2}	5.1	659	2.6×10^{10}

part3culas secundarias generadas por las interacciones sucesivas del rayo c3smico primario con los electrones y los n3cleos en la atm3sfera. Seg3n como vaya aumentando la energ3a de los rayos c3smicos, se utiliza el t3rmino chubasco a3reo extendido, se hace referencia a un chubasco a3reo con un tama1o lateral de al menos varios cientos de metros. Las part3culas en una amplio chubasco a3reo forman un frente ligeramente curvado, que se mueve a la velocidad de la luz.

Figura 2.2 ilustra los componentes principales de un chubasco a3reo. Las part3culas secundarias en un chubasco a3reo se pueden agrupar en cuatro componentes b3sicas: electromagn3tica, mu3nica, hadr3nica, y la componente del neutrino.

En cada interacci3n hadr3nica, el rayo c3smico primario pierde la mitad de su energ3a cin3tica, que sirve para producir hadrones. Los mesones ligeros son los preferidos, pero tambi3n se producen bariones en raras ocasiones. Los piones son m3s frecuentes (cerca de 90%), seguido por kaones (aproximadamente 10%). La multiplicidad del pi3n por interacci3n aumenta lentamente con la energ3a del haz, que es del orden de 10 (a energ3as t3picas despu3s de varias interacciones a lo largo de la cascada) hasta unos 100 (en la primera interacci3n) para los rayos c3smicos entre 10^{18} eV y 10^{20} eV.

Los mesones inestables decaen antes de hacer otra interacci3n si su longitud de decaimiento con tiempo dilatado $\gamma\beta ct$ es m3s corta que la longitud de interacci3n hadr3nica l_{int} . Una visi3n general de las constantes de desintegraci3n ct y longitudes de interacci3n hadr3nicas l_{int} de part3culas t3picas del chubasco se presentan en la Tabla 2.1.

Aproximadamente 1/3 de los piones en la primera interacci3n son neutros. Ya que su tiempo de vida es corto, se desintegran casi inmediatamente en dos fotones de alta energ3a. La probabilidad para que otra interacci3n hadr3nica suceda es baja incluso para piones neutros generados en la primera interacci3n de un rayo c3smico de 10^{19} eV, y puede ser despreciado de forma segura a bajas energ3as. El decaimiento del π^0 alimenta la cascada electromagn3tica, lo que diluye la energ3a inicial del fot3n en numerosas part3culas electromagn3ticas de baja energ3a por la producci3n de pares y los procesos de radiaci3n de frenado.

Los piones cargados y los kaones excepto K_S tienen una vida media mayor a veces y, por lo general, producen m3s part3culas en interacciones hadr3nicas sucesivas con los n3cleos

del aire. Esto forma la componente de hadrones. En sucesivos pasos de la cascada, la energa cin3tica de cada pion se utiliza para generar m3s partculas.

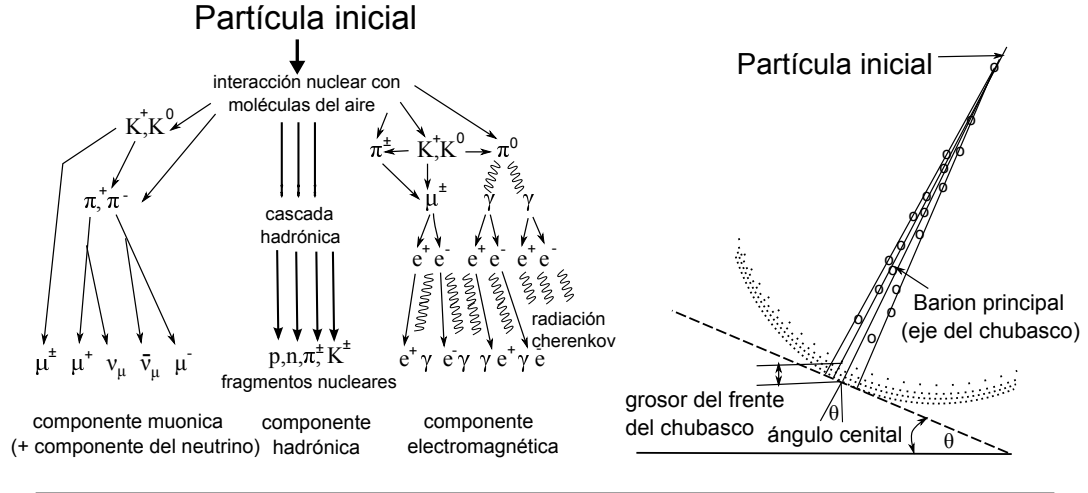


FIGURA 2.2: Izquierda: Se muestran los principales procesos en un chubasco a3reo extendido, que forman la componente hadr3nica, la electromagn3tica, la muonica y del neutrino. Derecha: Dibujo de una secci3n lateral a trav3s del chubasco con su parte frontal de anchura finita, obtenidas de [10].

Una vez m3s, aproximadamente $1/3$ de la energa despu3s de cada paso en la cascada hadr3nica va en la componente electromagn3tica y forma nuevas sub-cascadas electromagn3ticas. Hay procesos de retroalimentaci3n como las interacciones electromagn3ticas con los n3cleos del aire y la producci3n directa de pares de muones, pero su efecto es insignificante en las cascadas hadr3nicas. En el extremo, la mayor parte de la energa del rayo c3smico se realiza por partculas electromagn3ticas.

La cascada hadr3nica llega a su fin cuando el longitud de decaimiento dilatado $\gamma_\pi \beta_\pi c \tau_\pi$ de los piones cargados es menor que la longitud de interacci3n hadr3nica l_{int} . Es posible definir una energa cr3tica ξ_c^π de piones cargados de esta condici3n decaimiento.

$$\gamma_\pi \beta_\pi c \tau_\pi = l_{int}(h_{max}^\pi) \Rightarrow \xi_c^\pi \approx \frac{l_{int}(h_{max}^\pi)}{c \tau_\pi} m_\pi c^2, \quad (2.1)$$

mientras que $l_{int}(h_{max}^\pi)$ es la distancia t3pica entre dos interacciones a la altitud h_{max}^π del m3ximo del chubasco hadr3nico y m_π la masa del pion. La energa cr3tica marca la energa a la que la mayor3a de los piones cargados decaen. La energa cr3tica ξ_c^π oscila entre 10 GeV y 100 GeV, dependiendo del 3ngulo cenital θ del chubasco.

Un pion cargado decae casi siempre en un mu3n y un neutrino del mu3n, alimentando las dos 3ltimas componentes del chubasco. El mu3n hereda aproximadamente el 80 % de la energa del pion en este decaimiento de dos cuerpos. Por consiguiente, la energa t3pica del mu3n en el punto de producci3n es del mismo orden que la energa cr3tica ξ_c^π .

Las cascadas electromagn3ticas llegan a su fin, cuando los electrones alcanzan su energ3a cr3tica $\xi_c^\pi \approx 87$ MeV en el aire. Los electrones de esta energ3a comienzan a perder m3s energ3a en las colisiones m3s r3pido que en los procesos de radiaci3n y se absorben r3pidamente en la atm3sfera. Una parte de la energ3a es arrojada por part3culas electromagn3ticas del aire y se libera a trav3s de la emisi3n isotr3pica de la luz de fluorescencia. Electrones relativistas y muones tambi3n producen luz Cherenkov en el aire, que est3 colimada en la direcci3n de avance.

El punto en el que el n3mero de part3culas electromagn3ticas alcanza un m3ximo se puede medir con telescopios que detectan la luz de fluorescencia emitida. La atm3sfera por encima del observatorio es lo suficientemente gruesa para contener el desarrollo del chubasco a3reo, al menos, hasta el m3ximo.

La cascada electromagn3tica se alimenta continuamente por la cascada hadr3nica. Por consiguiente, la m3xima cascada electromagn3tica se acopla con el extremo de la cascada hadr3nica, y debe ser m3s corta despu3s de alcanzar la 3ltima. En una primera aproximaci3n, ambas son coincidentes. La mayor3a de los muones se producen al final de la cascada de hadr3nica.

En la m3xima cascada electromagn3tica, el n3mero de part3culas electromagn3ticas es mucho m3s grande que el n3mero de muones. En las m3s grandes inclinaciones del chubasco, la profundidad total en la atm3sfera es lo suficientemente grande para absorber completamente la componente electromagn3tica. Despu3s de esta transici3n, el chubasco est3 dominado por muones. Detectores terrestres observan esta transici3n del 3ngulo cenital entre 60° y 70° , en funci3n de su altura.

2.3. Rayos c3smicos en la galaxia

Una vez acelerados, los rayos c3smicos tienen que propagarse a trav3s del medio interestelar antes de que los detectemos. El medio interestelar contiene materia, campos magn3ticos y campos de radiaci3n, todos ellos pueden causar interacciones con los rayos c3smicos. Los protones se dispersan en campos magn3ticos y lentamente se desv3an de su direcci3n original. Cuando llegan al sistema solar los rayos c3smicos ya no tienen memoria de la posici3n de sus fuentes. Las observaciones muestran que los rayos c3smicos son isotr3picos en la direcci3n de arriba a la Tierra, excepto quiz3 los rayos c3smicos de las mas altas energ3as. Los n3cleos de rayos c3smicos interactuan muchas veces con la materia interestelar y producen todo tipo de part3culas secundarias perdiendo energ3a en el proceso.

2.4. Procesos y fuentes de aceleraci3n de los rayos c3smicos ultraenerg3ticos

2.4.1. Mecanismos de aceleraci3n de rayos c3smicos

Los mecanismos de producci3n de estas part3culas se clasifican en dos categor3as, los modelos bottom-up y los modelos top-down.

- Los modelos *bottom-up* sugieren que las part3culas pasan de un estado de energ3a menor a otro de energ3a mayor mediante un proceso de aceleraci3n, conocido como mecanismo de Fermi [5], en procesos que se piensa que suceden en objetos astrof3sicos. El mecanismo de la aceleraci3n de Fermi es a menudo denominado aceleraci3n difusiva, y se produce dentro de una regi3n confinada en objetos astrof3sicos donde la interacci3n permanente de algunas part3culas cargadas y n3cleos con otras part3culas generadas por los mismos objetos les permite adquirir a los primeros altas energ3as que ocasionalmente les permite escapar de ese confinamiento. El campo magn3tico B producido en estas zonas de confinamiento juega un rol crucial.

Una simple estimaci3n realizada por Hillas en 1994 sobre el modelo de la aceleraci3n de Fermi, nos permite obtener una sencilla expresi3n para la maxima energ3a E_{max} que puede adquirir una part3cula de carga Ze . La misma est3 dada por

$$E_{max} \sim \beta \cdot c \times k \times Ze \times B \times L \quad (2.2)$$

donde L es el tama1o caracter3stico de la regi3n de aceleraci3n y $\beta \cdot c$ es la velocidad de las ondas de choque. El par3metro β es del orden de 0.01 en el caso de las supernovas. Sin embargo bajo ciertas configuraciones del campo magn3tico presente, β es reemplazada por un valor mucho mayor, del orden 1-3. La ecuaci3n 2.2 en definitiva establece que el radio de giro de la part3cula siendo acelerada debe ser menor que las dimensiones de las regiones de confinamiento. La especulaci3n de que estos aceleradores astrof3sicos tengan una eficiencia del 100% no es acertada; as3 que es razonable pensar en un valor de E_{max} reducido en un factor diez respecto al predicho por la ecuaci3n, dependiendo de los detalles del entorno de la regi3n (Figura 2.3).

- Los modelos *top-down* implican el decaimiento de una part3cula supermasiva dando como uno de sus productos finales a los rayos c3smicos [13]. Una de las fuentes de estas part3culas ex3ticas podr3an ser los Defectos Topol3gicos que ser3an vestigios de transiciones de fase en el universo temprano con rupturas espont3neas de

simetría. Los defectos topol3gicos podrían existir al tiempo presente y estar degradándose en sus campos constituyentes. Estas partículas X supermasivas (con energías del orden de 10^{24} eV) decaerían dando como resultados leptones y quarks

$$X \longrightarrow q\bar{q}l$$

Los leptones rápidamente interactúan produciendo rayos γ y electrones de mucha menor energía. Sin embargo los quarks inmediatamente se fragmentan en jets de hadrones, resultando aproximadamente $10^4 - 10^5$ partículas entre bariones y mesones.

$$q\bar{q} \longrightarrow \pi^\pm, \pi^0, p, n$$

A su vez, los mesones π^\pm y π^0 producen decaimientos

$$\begin{aligned} \pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \\ \pi^- &\longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \\ \pi^0 &\longrightarrow \gamma + \gamma \end{aligned}$$

Estos modelos top-down proveen rayos cósmicos dominados fundamentalmente por neutrinos, nucleones y rayos γ que caracterizarían a estos procesos. La componente de protones comprende sólo un pequeño porcentaje del flujo total. A partir de esto es que se considera que varios de estos defectos topol3gicos son capaces de producir rayos cósmicos de ultra alta energía.

La teoría predice que estos mecanismos no aportan creación de núcleos pesados con alta energía sino sólo protones y partículas sin masa. Además se prevé que estos modelos contribuyan significativamente con partículas del orden de 10^{20} eV y no aporten de manera importante al rango de energía de $10^{14} - 10^{19}$ eV.

Mediciones más precisas sobre los cuerpos celestes han hecho que actualmente los modelos bottom-up tengan más adeptos que los top-down, aunque estos últimos no se han descartado totalmente.

2.4.2. Posibles fuentes astrofísicas de aceleración de rayos cósmicos

Una manera natural de imaginar las fuentes de los rayos cósmicos más energéticos es extender los modelos que explican la aceleración de los rayos cósmicos y ver para mas grandes y mas luminosos objetos astrofísicos. Un requerimiento adicional es que estos objetos no pueden estar muy lejos. Si lo estuviesen, los requerimientos de la luminosidad

de las fuentes crecerían tremendamente por la perdida en energía de los protones durante su propagacion al interaccionar con la radiaci3n c3smica de fondo.

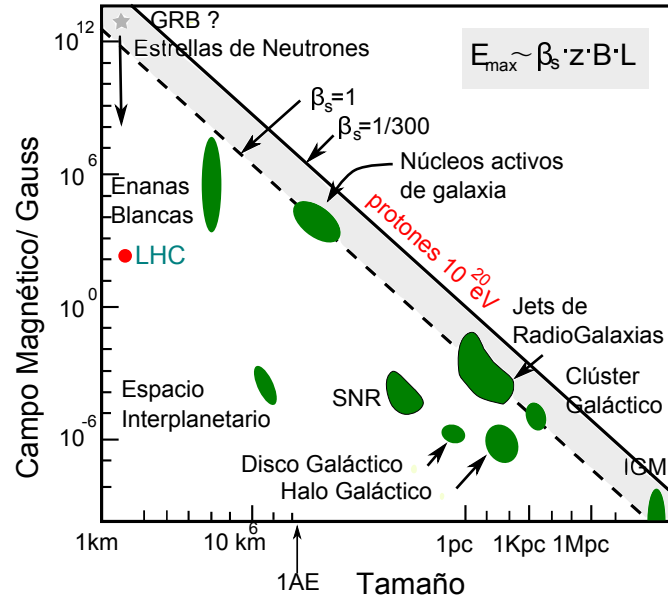


FIGURA 2.3: Gráfica de Hillas. Muestra los objetos astronómicos que candidatos en la aceleración de rayos c3smicos ultra-energéticos como función del campo magnético que producen y su tamaño. Obtenida de [14].

El mínimo requerimiento para un lugar de aceleración es la contención de los rayos c3smicos acelerados, pensemos en protones, esto nos conduce a la relación $E_{max} = \gamma e Z B R$ que relaciona la energía de aceleración máxima absoluta con la intensidad B del campo magnético en el lugar de aceleración y su dimensión lineal R . El factor γ es el factor de Lorentz del medio donde la aceleración se desarrolla. Hillas [15] trabajó con esta expresi3n incluyendo el efecto de la velocidad media de los centros dispersados β_{sc} y se obtuvo la condici3n

$$\left(\frac{B}{G}\right)\left(\frac{R}{pc}\right) > \left(\frac{0.2}{\beta_{sc}Z}\right)\left(\frac{E}{10^{20}eV}\right) \quad (2.3)$$

donde Z es la carga de la partícula acelerada. La figura 2.3 ilustra este requerimiento el cual es actualmente referido como la gráfrica de Hillas.

Lugares que pueden en principio acelerar protones hasta la energía arriba de 10^{20} eV est3n en la banda derecha superior de la gráfrica arriba de la banda sombreada. El borde inferior de la banda sombreada define fuentes que pueden acelerar núcleos de hierro arriba de 10^{20} eV. Hay solamente cuatro tipos de sistemas que pudieran ser capaces de acelerar protones arriba de 10^{20} eV: estrellas de neutrones con altos campos magnéticos de superficie excediendo 10^{13} G y dimensi3n lineal de 10 km, Núcleos Activos Galácticos, l3bulos de radio-galaxias gigantes y choques giga-parsec en el medio extra-galáctico. Las posibles fuentes identificadas en la literatura se presentan a continuaci3n [14].

- **Choques de la formaci3n de estructura.** A muy gran escala los choques de dimensi3n excediendo 10 Mpc pudieran existir desde la formaci3n de estructura debido a la atracci3n gravitatoria. Tales choques se forman en los flujos de acreci3n durante la formaci3n de estructura y puede en principio generar campos magn3ticos. La energ3a m3xima que es alcanzable en tales choques depende de la dimensi3n del choque. Para choques mas grandes de 50 Mpc la energ3a m3xima puede exceder los 10^{20} eV si la intensidad media de los campos magn3ticos extragal3cticos es 10^{-9} G y los choques por si mismos generan campos de μG . Uno de los problemas con la aceleraci3n en choques de gran escala pudiera ser que el proceso es lento y la perdida de energ3a en la producci3n de pares y la foto-producci3n durante la aceleraci3n pudiera restringir la energ3a m3xima alcanzable.
- **Grupos de galaxias.** El promedio de campos magn3ticos de $5 \mu\text{G}$ y una extensi3n hasta de 500 kpc han sido observados en grupos de galaxias. De acuerdo con Ecuaci3n 2.3 esta intensidad de campo magn3tico sobre un volumen enorme permite la aceleraci3n hasta energ3as arriba de 10^{20} eV . Esta posibilidad ha sido examinada en detalle con la conclusi3n de que las grandes dimensiones del sistema y la relacionada p3rdida de energ3a limita la energ3a m3xima en aceleraci3n hasta cerca de 10^{19} eV .
- **Radio galaxias.** Una de las mas atractivas sugerencias para la aceleraci3n de rayos c3smicos ultraenerg3ticos es esta de las radio-galaxias. Rachen & Biermann [105] sugirieron 'hot spots' de las galaxias *FR* (Fanaro-Riley) tipo *II* como las fuentes de los m3s energ3ticos rayos c3smicos. Las galaxias *FR II* son radio galaxias gigantes que exhiben dos jets llendo en direcciones opuestas. El 'hot spot' es la terminaci3n del choque del jet en su propagaci3n en el medio extra-gal3ctico. La extension de los jets y sus 'hot spots' est3n bien conocidos y pudieran alcanzar arriba de 100 kpc . El valor del campo magn3tico en el lugar no puede ser medido directamente, pero se estima que exceda los $10 \mu\text{G}$. Usando una aceleraci3n eficiente las galaxias *FR II* pueden acelerar protones hasta $\sim 10^{21} \text{ eV}$. La p3rdida de energ3a no se espera que sea un problema significativo ya que los hot spots son ya parte de la estructura inter-gal3ctica entonces no habr3a p3rdida adiab3tica en la inyecci3n de las part3culas aceleradas adentro de este.
- **N3cleos Activos Gal3cticos.** Todos los *NAGs* pudieran en principio ser fuentes de los rayos c3smicos m3s energ3ticos. El motor interno de un *NAG*, donde los campos magn3ticos est3n estimados alcancen hasta 5 G en vol3menes de dimensi3n lineal de 0.02 pc [106], pueden f3cilmente contener part3culas de hasta arriba de 10^{20} eV . El problema principal es otra vez la gran perdida de energ3a en el muy denso campo de radiaci3n en la region central del *NAG*. La referencia [16] argumenta que

ning3n prot3n puede dejar la region central del *NAG* sin severa degradaci3n de energ3a. N3cleos mas pesados pudieran ser afectados hasta mas. Una posibilidad pudiera ser que los neutrones creados en interacciones de foto-producci3n de los protones padres se filtrar3an fuera de la regi3n central del *NAG* ya que ellos no son magn3ticamente contenidos [17]. Estos neutrones decaen en protones una vez que ellos est3n lo suficientemente lejos del *NAG*. Para que un neutr3n escape, su energ3a no tiene que ser mas grande de 10^{18} eV. Los jets de *NAGs* son un posible lugar de aceleraci3n de rayos c3smicos ultraenerg3ticos. La ventaja del jet es que los protones acelerados pueden ser inyectados con el factor de Lorentz del jet, el cual pudiera f3cilmente ser del orden de 10 o mas alto. Esto disminuye la energ3a m3xima para aceleraci3n en el marco del jet, pero pudiera causar perdida adiab3tica en la transici3n a el espacio inter-gal3ctico.

- **Estallidos de rayos gamma.** El caso extremo de aceleraci3n en un jet es la aceleraci3n en estallidos de rayos gamma, los cuales son erupciones breves de mayormente rayos gamma en el orden de *MeVs*. Su espectro se extiende a energ3as mas elevadas -la energ3a mas alta de un fot3n detectado de un estallido de rayos gamma es de 20 *GeV*-. La duraci3n del estallido varia de una fracci3n de segundo hasta cientos de segundos. Es actualmente probado que los estallidos de rayos gamma son de origen cosmol3gico (en promedio con un redshift $z = 1$) y que son originados en jets. Su total luminosidad es 10^{53-54} ergs en el caso de emisi3n isotr3pica y para un escenario de jet este numero tiene que ser escalado decrecientemente con el 3ngulo de apertura del jet. Todos los modelos contempor3neos de estallidos de rayos gamma usan factores de Lorentz de los jets del orden de 100 hasta 1,000. Las primeras sugerencias de que los estallidos de rayos gamma son las fuentes de los m3s energ3ticos rayos c3smicos se basaron en la coincidencia direccional entre los rayos c3smicos m3s energ3ticos y los m3s energ3ticos estallidos de rayos gamma detectados. Adicionalmente, el total de luminosidad de estallidos de rayos gamma coincide dentro un orden de magnitud con aquellos de los de rayos c3smicos de energ3a arriba de 10^{19} eV. Las dudas acerca la validez de que el origen coincidentemente con los estallidos de rayos gamma tiene que ver con las distancias cosmol3gicas de estos objetos. El argumento es que estallidos de rayos gamma muy distantes no pueden contribuir a los rayos c3smicos arriba de 10^{19} eV y los cercanos no ocurren muy seguido para coincidir con los requerimientos de luminosidad de las fuentes de los rayos c3smicos ultraenerg3ticos.
- **Galaxias colisionando.** El movimiento de galaxias dentro de grupos, como tambi3n colisiones galaxia con galaxia, produce choques a gran escala que son id3neos para aceleraci3n de part3culas. Estos choques son f3cilmente visibles en radio frecuencias. Un choque de dimensi3n de 30 *kpc* para las galaxias colisionantes y un

campo magn3tico en el choque de $20 \mu G$ pudieran generar las condiciones para la aceleraci3n arriba de $10^{20} eV$. Las galaxias colisionando son entonces tambi3n id3neas candidatas para la aceleraci3n de los rayos c3smicos m3s energ3ticos.

- **Hoyos negros silenciosos.** La sugerencia es que los protones ultraenerg3ticos pueden ser acelerados en el horizonte de eventos de hoyos negros masivos girando asociados con galaxias no activas. Esta sugerencia desconecta el lugar de aceleraci3n de rayos c3smicos ultraenerg3ticos de la existencia de poderosos sistemas astrof3sicos en nuestro vecindario cosmol3gico. El modelo requiere hoyos negros de $10^9 M$ y dentro de $50 Mpc$ de distancia de nuestra galaxia.
- **Pulsares.** Los pulsares son los m3s peque1os objetos en el gr3fico de Hillas 2.3 que pudieran acelerar protones hasta energ3as arriba de $10^{20} eV$. En estos modelos no se usa aceleraci3n por choques, sino aceleraci3n directa en la ca3da fuerte en el potencial electrost3tico inducido en la superficie de la estrella de neutrones. Otro modelo, que es muy interesante con sus predicciones espec3ficas es la sugerencia es que los iones de hierro de la superficie de una estrella de neutrones son acelerados por vientos *MHD*. El modelo requiere una espec3fica intensidad del campo magn3tico pulsar, pero predice que el espectro de aceleraci3n es muy plano (E^{-1}) y que los rayos c3smicos ultraenerg3ticos son n3cleos pesados (hierro). Ya que los rayos c3smicos ultraenerg3ticos pudieran en este caso ser de origen gal3ctico, esta sugerencia elimina todos los problemas relacionados a la propagaci3n a trav3s de distancias extra-gal3cticas.

Todas las fuentes listadas arriba pueden en principio contener protones de energ3a alrededor y arriba de $10^{20} eV$. Estas estimaciones fueron hechas en la base de los m3s favorables par3metros y asumiendo procesos de aceleraci3n muy eficientes. La creaci3n de m3s detallados modelos no es posible por la gran incertidumbre de los datos requeridos de entrada.

2.5. Fin del espectro de rayos c3smicos

El espectro de rayos c3smicos 2.1 es muy empinado que incluso con los arreglos m3s grandes y estables de chubascos a3reos construidos en los a1os 50s no era obvio si este ten3a fin o continuaba indefinidamente para energ3as realmente muy grandes. Esto parecia posible ya que se habian encontrado chubascos de energ3a de $10^{20} eV$ y mayores que no pueden ser vistos tan f3cil por su flujo tan bajo.

Los cientificos involucrados en el desarrollo de rayos c3smicos se volvieron optimistas cuando en 1963 John Linsley report3 una casc3da de energ3a mayor a 10^{20} eV detectada por el arreglo de Volcano Ranch [6].

Poco tiempo despu3 del descubrimiento del fondo c3smico de micro-ondas, surgieron dos art3culos de rayos c3smicos casi simultaneamente, uno en Estados Unidos por Kenneth Greisen [18] y otro en la Union Sovietica por Georgiy T. Zatsepin y Vadim A. Kuz'min [19]. Ambos predicen que el espectro de rayos c3smicos terminari3 a una energ3a apenas superior a los 10^{20} eV debido a que los n3cleos de alta energ3a interactuan con el fondo c3smico de micro-ondas y pierden energ3a. Este proceso corta el espectro de rayos c3smicos e incluso si las part3culas de rayos c3smicos fueran aceleradas a mas altas energ3as estas no podri3an sobrevivir a la propagaci3n desde sus fuentes a nosotros. Esta predicci3n se llama corte GZK (Greisen-Zatsepin-Kuz'min).

En el art3culo de Greisen, "¿El final del espectro de rayos c3smicos?" usa la temperatura de 3° K del fondo c3smico de microondas y calcula que la distancia perdida por protones de energ3a de 10^{20} eV es cercana a 13 Mpc debido a las interacciones de fotoproducci3n. Los fotones del fondo de micro-ondas excitar3an la resonancia del dipolo gigante de n3cleos pesados y los desintegrari3a en longitudes similares. Greisen adem3s se3ala que en adici3n a la interacci3n de fotoproducci3n los protones de baja energ3a produciran pares e^+e^- en el fondo de micro-ondas, este proceso ocurrir3a a los 3×10^{19} eV.

Estas estimaciones son todav3a v3lidas. Recientemente, los datos m3s precisos del fondo de micro-ondas y la mejora en el conocimiento de las interacciones de fotoproducci3n permiten predicciones m3s exactas, pero recientemente existe evidencia experimental de que hay rayos c3smicos de energ3as que exceden el corte GZK.

Capítulo 3

Observatorio Pierre Auger

3.1. Aspectos generales del Observatorio Pierre Auger

El observatorio Pierre Auger es el instrumento más grande del mundo para medir rayos cósmicos ultra-energéticos. Este consiste de dos partes, uno en el hemisferio norte y otro en el sur.

Auger Norte esta todavía en planificación y será construido en la parte sureste de Colorado, EUA, cerca de la ciudad de Lamar. El sitio norte tiene latitud de 38° norte y una altitud promedio de $1,100\text{ m}$ sobre el nivel del mar. El presente diseño ambiciona cubrir un área terrestre de $20,000\text{ km}^2$.

Auger Sur fue completado en el 2008 abarcando un área de $3,000\text{ km}^2$. El observatorio se localiza sobre una meseta al noreste de la ciudad de Malargüe, Argentina. El sitio tiene una latitud de 35° sur y una altitud promedio de $1,400\text{ m}$ sobre el nivel del mar.

Auger sur permite un buen estudio de del centro galáctico y del cielo sur. Junto con Auger Norte, el observatorio Pierre Auger logrará cubrir casi todo el cielo de forma uniforme, que tiene como motivo detallar los estudios de anisotropía. La gran exposición del observatorio permitirá detallar los estudios de los rayos cósmicos de las mas altas energías. Actualmente se conoce que Auger Sur recolecta cerca de 200 eventos que superan los 10^{19} eV y cerca de un evento mayor a $6 \times 10^{19}\text{ eV}$ cada mes. Auger Norte triplicará esa cifra.

El diseño del Observatorio Pierre Auger incorpora dos técnicas bien establecidas de medición, que se basan en la observación indirecta de los rayos cósmicos a través de las chubascos aéreos. El primer método emplea telescopios que detectan la luz de fluorescencia generada por la colisión de electrones y positrones en el chubasco con las moléculas

de nitrógeno en el aire. El segundo método observa la densidad lateral del frente del chubasco en el suelo con una gran variedad de detectores de partículas.

La figura 3.1 ofrece una visión general sobre Auger Sur. La parte sur del observatorio cuenta con cuatro edificios con detectores de fluorescencia (FD), ubicado en las cuatro esquinas del arreglo superficial del detector (SD). Cada edificio alberga seis telescopios FD y ofrece una visión de 180° en azimut y aproximadamente 30° de elevación sobre el horizonte. Los cuatro edificios FD juntos cubren completamente el área instrumentada por las estaciones de 1.630 detectores de partículas superficiales, que se colocan en una rejilla triangular con una distancia de vecino a vecino de 1,5 km.

Los diferentes edificios FD y SD operan de forma independiente. Los edificios FD operan en las noches oscuras sin luna y tienen un ciclo de trabajo efectivo de alrededor del 13%. Observan el perfil longitudinal del chubasco directamente y realizan una medición casi colorimétrica de la energía del rayo cósmico. El perfil longitudinal de ducha permite estudios sensibles de la naturaleza de los rayos cósmicos, ya sean predominantemente protones o núcleos de hierro, o algo completamente diferente. El detector de superficie con un ciclo de trabajo de casi el 100%. Es el caballo de trabajo para obtener la estadística de eventos, pero observa que sólo la parte de la fracción de la ducha de aire, que llega al nivel del suelo. La dirección del rayo cósmico puede ser bien reconstruido a partir de esta información. En principio, la reconstrucción de la energía y la masa de las señales de los detectores de superficie tiene grandes incertidumbres teóricas, pero estas incertidumbres se puede evitar mediante la calibración de la SD con el FD.

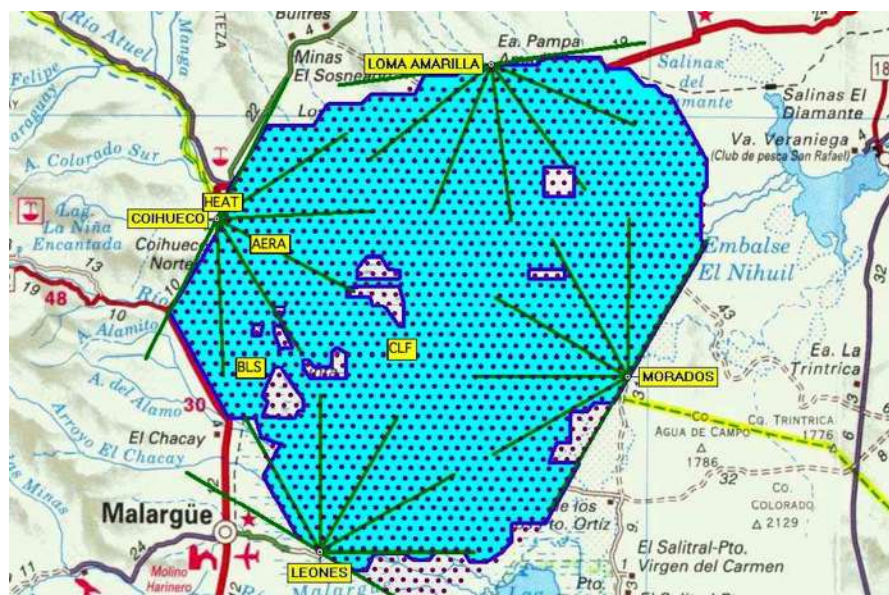


FIGURA 3.1: Se observa el área superficial que abarca el observatorio Pierre Auger, se pueden apreciar las localizaciones de los cuatro telescopios de fluorescencia.

3.1.1. Detectores de superficie (SD)

El detector de superficie consiste en un conjunto de 1,600 detectores individuales. La distancia entre estos detectores es de 1,500 *m*, con lo que abarcan una superficie de 3,000 *km*². la distancia entre los detectores fue escogida de forma tal que un chubasco atmosférico de energía superior a los 5×10^{18} *eV*, que al llegar a la superficie de la Tierra tiene una extensión de unos 5 – 10 *Km*, active al menos 4 o 5 detectores.

Cada uno de los detectores consiste en un tanque cilíndrico de 3.6 *m* de diámetro y 1.5 *m* de altura. Están fabricados en polietileno, por un proceso de rotomoldeo. En su interior contienen 12,000 litros de agua de máxima pureza. El tanque esta herméticamente cerrado y posee un revestimiento que garantiza que en su interior se halle en absoluta oscuridad. Cada detector posee además un sistema de colector solar, baterías y electrónica asociada, que les garantiza un funcionamiento autónomo, prácticamente sin mantenimiento.

Las partículas de un chubasco atmosférico extendido son tan penetrantes que pueden atravesar el tanque sin ser absorbidas por sus paredes. Cuando las partículas atraviesan el agua a muy altas velocidades (para ser precisos, a velocidades superiores a la de la luz en el agua, que es algo menor que la velocidad de la luz en el vacío), el medio emite una tenue luz ultravioleta, que en su mayor parte no es visible al ojo humano, llamada radiación Cherenkov. La luz Cherenkov es emitida en un cono a lo largo de la dirección de la partícula que lo genera, al igual que una onda de choque de un avión ultrasónico. Se requiere muy alta pureza en el agua de los tanques por dos razones: por un lado, no debe contener contaminantes que absorban la luz Cherenkov, y por otro, debe estar suficientemente libre de bacterias y nutrientes para que no se degrade en el tanque cerrado durante 20 años que durará el experimento.

El interior del tanque está recubierto por un material de gran capacidad de reflexión y difusión de la luz Cherenkov, la que redirige tres tubos muy sensibles que multiplican la intensidad de la luz recibida llamados fotomultiplicadores o PMT's (Photomultiplier Tubes). Si bien la luz Cherenkov producida por un chubasco atmosférico es muy tenue, los tubos fotomultiplicadores son altamente sensibles. Su principio de funcionamiento es de alguna manera inverso a la de un televisor o monitor de una computadora: en un monitor, una señal eléctrica es convertida en un haz de electrones que son redirigidos a la pantalla, que contiene un recubrimiento que produce la luz cuando impactan en él los electrones. En un tubo fotomultiplicador, cuando la luz exterior incide sobre la pantalla, que tiene un recubrimiento semiconductor, esta libera electrones hacia el interior del tubo. Una tensión eléctrica acelera esos electrones, haciéndolos impactar contra sucesivas

láminas metálicas, a las que les arranca una cascada de electrones, que a la salida del tubo son suficientes para producir un pulso eléctrico detectable.

Una vez que la electrónica del detector registra una señal de los fototubos que supere un cierto umbral, transmite la información del evento a una de las cuatro estaciones colectoras, por medio de un sistema de comunicación inalámbrico de frecuencia de radio. Estas estaciones colectoras a su vez retransmiten la información a la estación central en Malargüe, por un enlace de microondas.

Cuando el detector registra un evento, en la estación central se analiza si los detectores vecinos también observaron algo. De esta manera, un evento queda registrado como una serie de señales tomadas en distintos detectores. Esto permite reconstruir con alta precisión la posición de impacto de la lluvia.

La dirección de arribo del rayo cósmico primario (que coincide con la dirección de llegada de la lluvia cósmica) se determina a partir de la diferencia de tiempo de arribo de la lluvia de los distintos detectores. Para ello es necesario determinar tiempos de llegada con una precisión de $1/50$ de millonésima de segundo, que se logra con un sistema de GPS (sistema de posicionamiento global basado en una constelación de satélites).

La energía del rayo cósmico primario puede deducirse de la energía detectada en cada tanque como luz Cherenkov, y comparando las mediciones con simulaciones en computadora de la lluvia y el proceso de detección, se obtienen los datos.

3.1.2. Detectores de fluorescencia (FD)

En lugar de detectar las partículas de la lluvia cósmica al llegar a la superficie terrestre, el observatorio de fluorescencia registra el paso de la cascada por la atmósfera. Una lluvia de rayos cósmicos de la mayor energía contiene aproximadamente 10^{11} (cien mil millones) de partículas, que surcan la atmósfera a una velocidad cercana a la de la luz. Estas partículas chocan con las moléculas del aire excitando sus estados electrónicos los que, al desexcitarse, producen luz de la misma forma que lo hace una lámpara de neón. Aproximadamente el 0,005 % de la energía de un rayo cósmico se convierte en luz fluorescente, lo que equivale a la luz emitida por un foco de unos 25 vatios, que atraviesa la atmósfera a la velocidad de la luz en $1/100000$ de segundo. La fluorescencia producida es mayoritariamente luz ultravioleta.

Para detectar esta fluorescencia hay cuatro edificios de telescopios en la periferia del arreglo de superficie llamados: Los Leones, Coihueco, Los Morados y Loma Amarilla, abarcando cada uno un ángulo de 180° con seis telescopios que observan un ángulo de 30° cada uno.

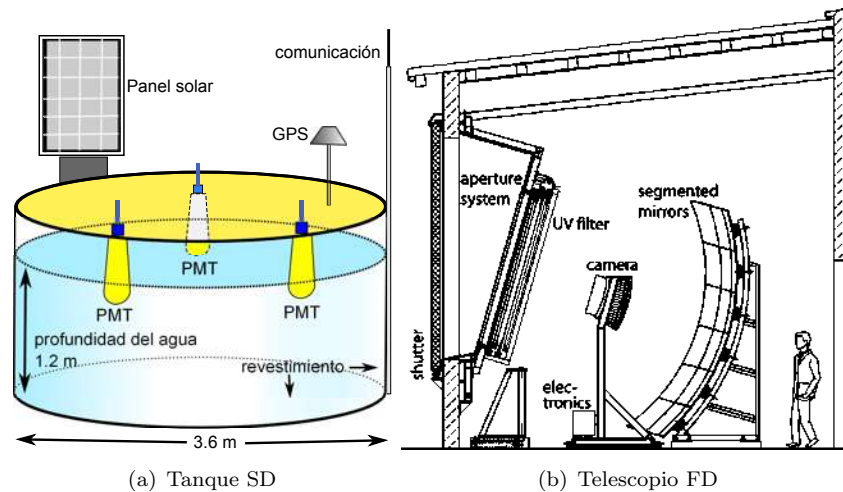


FIGURA 3.2: Se observan los componentes principales del tanque detector de superficie y del telescopio detector de Fluorescencia

Cada telescopio consta de un espejo esférico, que concentra la luz de su área de visión sobre una cámara. Su principio de funcionamiento es como de una cámara digital: posee 440 pixeles, en un arreglo de 22×20 . Cada píxel es un tubo fotomultiplicador, de unos 4.5 cm de diámetro, sensible a la luz ultravioleta.

Los telescopios tienen una óptica de tipo Schmidt, es decir, con una lente para corregir la aberración por coma y un diafragma de apertura. Además, en la apertura existe un filtro que solo deja pasar luz ultravioleta, para reducir la luminosidad de fondo.

El telescopio de fluorescencia solo puede operar cuando la luz de fondo es mínima, esto es, en noches despejadas sin luna. Sin embargo, la información que provee es extremadamente valiosa, ya que proporciona una medición directa de la luz que la lluvia deja en su paso por la atmósfera, lo que permite reconstruir con alta precisión la energía del rayo cósmico primario. Este dato permite calibrar el detector de superficie. También proporciona una muy buena medición del plano formado por la dirección de arribo del rayo cósmico y el observatorio.

Para una buena determinación de la energía, es importante conocer la atenuación atmosférica por lo que se requiere un complejo sistema de monitoreo atmosférico llamado Lidar (Light Detection and Ranging), basado, entre otras cosas, en un sistema de láser pulsado y análisis de la señal dispersada por la atmósfera.

3.1.3. Telescopio LIDAR

Junto a cada uno de los edificios de fluorescencia (Los Leones, Coihueco, Los Morados y Loma Amarilla) se encuentra instalado el Telescopio LIDAR (Light Detection and

Ranging). La finalidad de este instrumento es medir la opacidad de la atmósfera debido a la presencia de aerosoles (partículas como hielo, polvo, humo, etc.) o cobertura de delgadas capas de nubes en los estratos superiores de la atmósfera.

Este instrumento dispara un rayo láser hacia el cielo y mide los reflejos producidos por las partículas en suspensión. El LIDAR se encuentra barriendo el cielo nocturno, siguiendo una rutina, hasta que se produce un evento cósmico. En cuanto esto ocurre, se dispara el láser hacia la dirección de donde proviene la cascada cósmica para medir la opacidad de la atmósfera en esa región del cielo.

La luz que capta el Telescopio de Fluorescencia cuando se produce una lluvia de rayos cósmicos, esta directamente relacionado con la opacidad de la atmósfera; de ahí la vital importancia de conocer su anatomía para poder reconstruir la cascada lo más aproximadamente posible. Todo este equipo es controlado por control remoto desde el centro de adquisición de datos o CDAS (Center of Data Acquisition System) en Malargüe.

3.2. Reconstrucción de los parámetros del chubasco

El Observatorio Pierre Auger reconstruye las propiedades de los rayos cósmicos por medio de la detección del chubasco aéreo extensivo como se muestra en la figura 3.3. Desde el punto de vista de la física de partículas, la atmósfera forma un calorímetro hadrónico y electromagnético.

El detector superficial (SD) es solo una rebanada del calorímetro que contiene las estaciones que detectan las partículas y de donde se obtienen las muestras del flujo de partículas y la estructura en el tiempo de llegada del chubasco. A esto, sin embargo, no le es posible medir la energía de los rayos cósmicos en la forma que se hace con un calorímetro, esto debido a que se requeriría medir la energía depositada en todo el volumen del calorímetro.

Es posible tener la dirección de los rayos cósmicos en el detector superficial usando las muestras en los tiempos de llegada y una estimación de la energía a partir del perfil muestreado del flujo de partículas. Esta estimación de energía es proporcional al flujo de partículas a través de la rebanada y es casi proporcional a la energía del rayo cósmico.

La estimación de energía depende también en gran medida de la masa atómica A y de la dirección de llegada (θ, ϕ) de los rayos cósmicos. Depende también débilmente sobre el estado actual de la propia atmósfera, que muestra ligeras variaciones estacionales y diarias. La dirección de llegada (θ, ϕ) se puede medir sin ambigüedad y las condiciones

de la atmósfera se puede monitorear, pero la dependencia de la estimación de energía de E y A es todavía confuso.

Por lo tanto, si la masa del rayo cósmico A no se conoce, la incertidumbre sistemática del rayo cósmico de energía E derivada de la estimación de energía es grande. Debido a que el conocimiento teórico sobre interacción hadrónica suave en general y a ultra-altas energías en particular son limitadas, Esas incertidumbres sistemáticas se van incrementando.

El detector de fluorescencia (FD) del Observatorio Pierre Auger no sufre de estas limitaciones. En cierto sentido, este detector “instrumenta” todo el volumen del calorímetro atmosférico, y por lo tanto es capaz de medir la energía del rayo cósmico mediante la integración sobre la pérdida de energía a lo largo de la trayectoria.

El detector de fluorescencia lo hace mediante la recopilación de la luz fluorescente generada por la colisión de electrones en el chubasco con las moléculas de nitrógeno. El flujo de luz recogida se muestrea con una cámara de píxeles con una alta resolución en el tiempo. Con la orientación de la traza de píxeles de la cámara, los tiempos de llegada de la luz en los píxeles activados y el tiempo de llegada del frente del chubasco a un solo tanque de superficie, es posible obtener una reconstrucción precisa de la geometría del chubasco.

El conocimiento de la posición y la orientación del eje del chubasco en relación con el detector de fluorescencia junto con el estado actual de la atmósfera permite calcular la cantidad total de luz emitida a lo largo del eje del chubasco de la luz detectada. La cantidad total de luz a lo largo del eje del chubasco es una medida calorimétrica de la energía total depositada por los electrones en la cascada aérea. El factor de conversión se denomina rendimiento de fluorescencia y se puede medir en experimentos de laboratorio.

El detector de fluorescencia sólo puede detectar la fracción de la energía del rayo cósmico que se convierte en partículas electromagnéticas y consecuentemente que es depositado en la atmósfera. Afortunadamente, se trata del 90 % a ultra-altas energías. La fracción exacta depende débilmente de la energía del rayo cósmico E , la masa A , y en el modelo teórico del chubasco. La incertidumbre sistemática de la energía reconstruida debido a este efecto es de aproximadamente un 4 %, es incluso más pequeño que la precisión de la calibración absoluta de la FD. Por tanto, se justifica bien para llamar la medición FD una medición calorimétrica de la energía. Una desventaja del detector de fluorescencia es que sólo puede funcionar en noches claras sin luna, lo que limita su ciclo de trabajo a alrededor de 13 %.

El uso combinado del detector de fluorescencia y de superficie cancela sus respectivas debilidades. Los chubascos aéreos medidos en ambos detectores se pueden

utilizar para calibrar el estimador de la energía de la superficie del detector. Si la calibración se realiza con una muestra no sesgada de la composición de la masa de los rayos cósmicos, el detector FD calibrado de superficie mide la energía del rayo cósmico con comparativamente pequeñas incertidumbres sistemáticas y un debido ciclo de casi el 100 %.

3.2.1. Calibración de la señal

Pulsos Cherenkov generados por las partículas cargadas dentro del volumen de agua muestran un decaimiento exponencial con un tiempo de caída típica de 60 ns . El tiempo de decaimiento depende de la reflectividad del revestimiento y la calidad del agua [20].

La integral y la altura del pulso por encima de la línea base son proporcionales a la luz Cherenkov generada por la partícula. La integral del pulso Q es equivalente a la carga recogida en el ánodo del PMT, la altura del pulso I es proporcional a la corriente del pico en el ánodo. La integral del pulso Q es más precisa y por lo tanto, se utiliza como la señal de referencia en el análisis del evento final. Por el contrario, el nivel de disparo de la estación se utiliza como umbral para la altura de pulso y por lo tanto sobre la base de I .

Los valores medios de Q e I generados por partículas idénticas varía de estación a estación y de PMT a PMT. Lo mismo es cierto para su razón. Cada PMT tiene ligeras diferencias en sus propiedades de amplificación y su acoplamiento óptico del agua. Cada estación tiene ligeras variaciones en la calidad del agua y la reflectividad del revestimiento. La amplificación PMT también tiene una dependencia de la temperatura, lo que da lugar a variaciones diarias y estacionales.

La sensibilidad de disparo de las estaciones SD individuales y el análisis de los datos de los SD no debe depender de propiedades individuales y variables. Por lo tanto, las estaciones SD realizan continuamente una auto-calibración. La naturaleza proporciona una excelente fuente de calibración: un flujo de fondo uniforme de muones atmosféricos que son constantemente generados por los rayos cósmicos de unos pocos GeV, lo que produce una alta tasa de impactos de muones de aproximadamente 2.5 kHz en cada estación.

Este flujo se puede utilizar para expresar Q e I en términos de una referencia física: el *muon equivalente vertical* = VEM (Vertical Equivalent Muon). Un VEM tiene un pulso de altura I_{VEM} y de carga Q_{VEM} correspondientes, que se utilizan como base de las unidades de I y Q . Las señales y los umbrales de activación expresados en VEM son independientes de cada estación individual o de las características del PMT.

Una sola estación no puede medir las direcciones o puntos de impacto de los muones individuales de fondo. Esto, por lo tanto, no puede medir la señal VEM directamente, pero hay dos formas indirectas para derivar la señal VEM desde el flujo de fondo.

El primer método es más preciso, pero computacionalmente demasiado caro para la reducida capacidad de una sola estación, por lo que lo hace fuera de línea (calibración offline). El segundo método es menos preciso, pero simple y puede realizarse en línea cada minuto por la propia estación (calibración en línea). Ambos tipos de calibraciones se realizan individualmente para cada PMT y son fuertes frente a fallos de PMT individuales en una estación.

3.2.2. Chubascos verticales y muy inclinados

Las características más importantes del perfil lateral de un chubasco aéreo medidos a cierta altura del suelo en el Auger Sur dependerá del ángulo cenital, que cambian los patrones de la señal registrada en el SD. Hay dos regímenes de forma que necesitan ser tratados por diferentes métodos de reconstrucción SD: los llamados *chubascos verticales* en el ángulo cenital de entre $0^\circ < \theta < 60^\circ$, y los *chubascos aéreos muy inclinados* en $60^\circ < \theta < 90^\circ$, ver figura 3.3. Estas diferencias sólo son importantes para la reconstrucción de los eventos en SD. La reconstrucción de los eventos FD no se ve afectada.

Los métodos de reconstrucción SD para ambos regímenes de ángulo cenital se basan en diferentes aproximaciones al perfil del chubasco lateral, y en consecuencia tienden a diferentes estimaciones de la energía. En chubascos verticales, la componente electromagnética primaria del chubasco se activa a nivel del suelo, y la señal medida en las estaciones del detector de agua Cherenkov están dominadas por el gran número de partículas electromagnéticas. las longitudes de trayectoria típicos son lo suficientemente pequeños, de modo que la influencia del campo geomagnético en el perfil lateral del chubasco se puede despreciar.

La estimación de energía S_{1000} de los chubascos verticales se obtiene por medio de la versión modificada de la función de Nishimura-Kamata-Greisen [21, 22] para el patrón espacial de las señales en la SD

$$S(r) = S_{1000}(E, A, \theta) \left(\frac{r}{r_1} \right)^{\beta(\theta)} \left(\frac{r + r_2}{r_2 + r_1} \right)^{\beta(\theta) + \gamma}, \quad (3.1)$$

con $r_1 = 1000 \text{ m}$ y $r_2 = 700 \text{ m}$. La función radial simétrica de Nishimura-Kamata-Greisen se derivó originalmente para cascadas puramente electromagnéticas. La dependencia en θ de β y de S_{1000} puede ser parametrizado de los datos de [23, 24]. La constante

γ es cero para chubascos pequeños y un parámetro libre para eventos con una alta multiplicidad de estaciones.

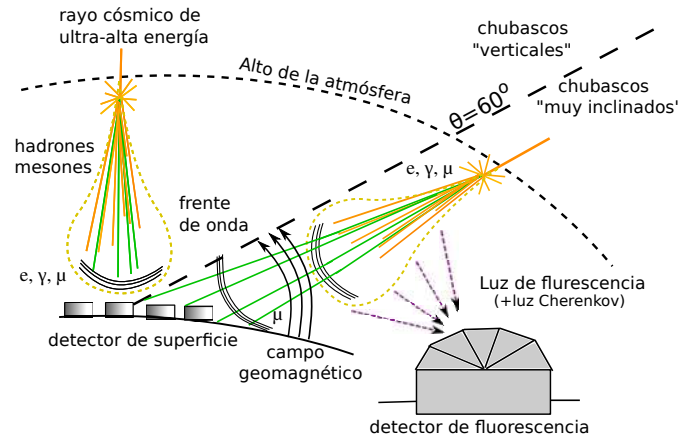


FIGURA 3.3: Se muestran las ideas básicas detrás de la medición de rayos cósmicos en el Observatorio Pierre Auger, y distingue entre los llamados chubascos verticales ($0^\circ < \theta < 60^\circ$) y chubascos aéreos muy inclinados ($60^\circ < \theta < 90^\circ$). Los chubascos verticales alcanzan el detector de superficie con fotones, electrones (nube de puntos amarilla), y muones (líneas continuas verde). En los chubascos muy inclinados, la componente electromagnética es (casi) nula a nivel del suelo, y el detector de superficie observa principalmente una lluvia de muones. El detector de fluorescencia mide la luz de fluorescencia (líneas de trazos violeta) generada por la componente electromagnética del chubasco en ambos casos

En chubascos aéreos muy inclinados, la componente electromagnética principal está (casi) extinta, y la señal medida en las estaciones Cherenkov de agua está dominada por los muones. El flujo de partículas de baja energía electromagnética en los detectores es aún más grande que el flujo de muones, pero esto se compensa por las mejores propiedades de conversión de señal de muones.

La estimación de energía R_μ de chubascos muy inclinados se obtiene mediante el ajuste de un perfil de referencia de la densidad del muón n_μ^{ref} del patrón espacial registrada de señales SD [25, 26]

$$S(r, \psi) = \underbrace{\langle S_\mu^1(\theta_\mu) \rangle (1 + \langle \varepsilon \rangle(r, \psi; \theta, \phi))}_{\text{señal del muón + fondo em por muón}} \times \underbrace{A_{est}(\theta_\mu) R_\mu(E, A) n_\mu^{ref}(r, \psi; \theta, \phi)}_{\text{no. muones por estación SD}}. \quad (3.2)$$

Este modelo aproximado de la señal se construye a partir de varias componentes

- $S_\mu^1(\theta_\mu)$ es la media de la señal generada por un solo muón aislado con inclinación θ_μ .
- $\varepsilon = S_{em} + S_{em-\pi^0} / S_\mu$ es la contribución media de las partículas electromagnéticas a la señal total que llegan junto con el muón. Ésta está en función de la dirección del

chubasco aéreo (θ, ψ) y la posición de la estación (r, ψ) en el sistema de coordenadas lateral del chubasco.

- $A_{estacion}$ es el área de una estación del detector de superficie proyectada en el suelo como lo vería un muón con la inclinación $\theta_m u$.
- $R_\mu(E, A)n_\mu^{ref}(r, \varphi, \theta, \phi)$ es la densidad del número de muones en el suelo. El primer término $R_\mu(E, A) = N_\mu(E, A, \theta)/N_\mu^{ref}(E, A, \theta)$ es la razón entre el número total de muones en el suelo en el evento y un chubasco de referencia. El segundo término es el perfil lateral de la referencia, que se obtiene a partir de chubascos aéreos simulados. El modelo de referencia representa un chubasco aéreo promedio con masa y energía fijas dadas. La opción estándar es un chubasco de un protón a $10^{19}eV$.

El ángulo cenital depende de cancelar $N_\mu(E, A, \theta)$ y $N_\mu^{ref}(E, A, \theta)$ en una buena aproximación, de modo que la estimación de energía R_μ de un chubasco aéreo muy inclinado sea independiente de θ .

Una discusión a fondo de la reconstrucción de los chubascos verticales se da en la referencia [27]. El estudio se centra en la reconstrucción de chubascos muy inclinados.

3.3. Sistema de disparo y adquisición de datos

El sistema de disparo (Trigger) del detector de superficie está documentado en la referencia [28]. El sistema tiene tres niveles. Los eventos de disparo se llaman T1 a T3, de acuerdo con el nivel de disparo (se explican más adelante a detalle). Eventos T1 y T2 se generan localmente en cada estación. La estación almacena los trazos de la señal correspondiente en un margen de tiempo corto. Eventos T2 se reportan automáticamente junto con la identificación de la estación y el tiempo de activación de los CDAS.

El CDAS monitoriza continuamente la corriente de T2s y busca patrones compactos en el tiempo y el espacio, que son la firma de un chubasco aéreo. Si se encuentra una configuración de este tipo, los CDAS emiten un T3 y el arreglo de SD activados es leído. El tercer nivel de disparo es también llamado nivel de disparo del evento o simplemente disparo central.

Las estaciones locales con un T1 o T2 se consideran estaciones *candidatas* en el evento. Pueden ser parte de un chubasco aéreo o simplemente casualidades aleatorias, generadas por el flujo de fondo de muones atmosféricos. No es el propósito del tercer nivel de disparo el distinguir entre los chubascos reales y el ruido. Métodos más complejos son

más adecuados para esta tarea y se aplican fuera de línea como parte de la reconstrucción de un evento candidato.

Un número significativo de los eventos candidatos son rechazados por la selección fuera línea. Por lo tanto, todo el conjunto de eventos reconstruidos tiene que ser considerado en un análisis de la eficiencia de detección del detector de superficie.

El CDAS también cuenta el número de eventos T2 generados por cada estación cada segundo. Estos datos son escritos en archivos especiales y usados fuera de línea para determinar la exposición de la superficie del detector a los rayos cósmicos. Se usa para ver si una estación estaba en el modo de adquisición de datos en un segundo dado.

Niveles de disparo de las estaciones

Las trazas FADC de todos los PMT en una estación se supervisan continuamente en hardware por un dispositivo lógico programable (PLD). Tres tipos de factores desencadenantes se aplican en este dispositivo. Todo trabaja en la señal de dínodo de ganancia alta ("high-gain dinode") y se aplica a la altura del pulso calibrado de I/I_{VEM}^{est} .

- **Thr1 (T1).** Este es un sencillo disparador de umbral y el primer nivel de disparo. Se requiere un cruce coincidente de un umbral de 1.75 VEM en los tres PMT. En el caso poco frecuente, que sólo dos (uno) PMT sean operados, el umbral es de 2 VEM (2.8 VEM). El disparador produce una tasa de alrededor de 100 Hz.
- **Thr2 (T2).** Este disparador es una versión más estricta de la Thr1 y un segundo nivel de disparo. Requiere un coincidente cruce de un umbral de 3.2 VEM en los tres PMT. En el caso poco frecuente, que sólo dos (Uno) PMT estén en funcionamiento, el umbral es de 3.8 VEM (4.5 VEM). El disparador produce una tasa de aproximadamente 20 Hz.
- **ToT (T1, T2).** Este disparador de tiempo sobre umbral es un primer nivel de disparo, pero automáticamente se asciende al segundo nivel. Se requiere que por lo menos dos PMT tengan al menos 13 contenedores con más de 0.2 en VEM en una ventana de tiempo deslizante de $120 \text{ contenedores} = 3 \mu\text{s}$. Si sólo hay un PMT es operativa, ya que se considera como suficiente, si sólo el PMT restante satisface la condición de disparo. El disparador produce una tasa de cerca de $1 - 5 \text{ Hz}$.

La calibración de la señal garantiza que las tasas THR1 y Thr2 dominantes se mantengan constantes. El Thr1 y Thr2 normalmente selecciona señales cortas con una longitud de 6-8 contenedores, equivalente a 150 – 200 ns, que son típicamente generadas por muones.

La razón de ToT varía ligeramente de una estación a otra y no está tan bien balanceada por la estación de calibración como los disparadores de umbral simples. Es mucho más

puro que los otros disparadores, pero sigue estando dominado por choques coincidentes de dos muones en la ventana de tiempo deslizante. Se genera típicamente en estaciones cercanas al núcleo del chubasco, donde la contribución dominante de la señal proviene de partículas electromagnéticas en el frente del chubasco, que se extiende a lo largo del tiempo.

Niveles de disparo de los eventos

Los CDAS monitorean el flujo de los acontecimientos T2 entrantes con un software en una computadora central. Los eventos T2 se almacenan en un búfer temporal y se ordenan en función de su tiempo de disparo. Este búfer se escanea a continuación, con una ventana deslizante de $50\mu s$ en la búsqueda de una configuración espacial compacta de las estaciones de T2 emisores en la ventana.

Los algoritmos de disparo aplicado en esta búsqueda utilizan el concepto de *coronas* para medir la distancia entre dos estaciones. Cada estación de una malla triangular regular está rodeada por seis vecinos más cercanos, que forman la primera corona. La segunda corona es el anillo de los vecinos más cercanos de la segunda y así cada vez. La figura 4.6 visualiza este concepto, se enumeran a continuación las tres condiciones de disparo válidos.

- **3ToT.** Esta condición de disparo pide una configuración compacta de tres disparadores de ToT. Se requiere que una estación central arbitraria tenga una pareja en la primera corona y un segundo socio en la primera o la segunda corona. Cada estación participa en este patrón de disparo alrededor de tres veces al día. Cerca del 90% de los eventos de disparo son generados por chubascos aéreos reales, la mayoría de ellos caen en el rango cenital $0^\circ < \theta < 60^\circ$.
- **4C1.** Esta condición de disparo pide una configuración compacta de cuatro disparadores T2, independientemente del tipo. Se requiere una estación central arbitraria de tener al menos dos socios en las dos primeras coronas y otro dentro de las primeras cuatro coronas. Cada estación participa en este patrón de disparo cerca de dos veces al día. Alrededor del 10% de los eventos de disparo son generados por chubascos aéreos reales, la mayoría de ellos caen en el rango cenital $60^\circ < \theta < 90^\circ$.
- **BIG.** Esta condición de disparo se cumple automáticamente, si 30 estaciones de T2 o más se encuentran en una sola ventana de tiempo de $50\mu s$. Esto limita el tiempo de cálculo de los otros patrones y también es una condición que atrapa todo lo que no es altamente inusual. Los disparadores BIG son extremadamente raros y ocurren sólo algunas veces por año. Todos los candidatos de eventos disparados con esta condición hasta ahora fueron creados por un rayo que impacto en el arreglo o chubascos aéreos muy inclinados con energías cercanas a 10^{20} eV.

Si se cumple alguna de estas condiciones, el ordenador central emite un T3. Otra forma de obtener un T3 es por solicitud externa del detector de fluorescencia. Figura 3.4 muestra un ejemplo de configuración para el 3ToT y el disparador 4C1.

Estaciones con un T1 sólo se consideran como candidatos, si su tiempo de disparo no esta más separado que $(6 + 5n)\mu s$ de la de la estación de T2 más cercano, siendo n el número de corona. De lo contrario, esas estaciones se consideran sin señal.

Tras una petición de lectura de salida, cada estación candidato envía su ID de estación, los rastros de la señal, la información de disparo, posición, histogramas de calibración, y un código de error relativo de la comunicación a los CDAS. Este último se utiliza como parte de la supervisión de los sistemas de comunicación.

La tarea de los CDAS termina después de que el evento se escribe en un sistema de almacenamiento de datos y el tercer nivel de disparo es, por lo tanto, el último disparador verdadero de la SD. Los candidatos de eventos se procesan fuera de línea y tienen que pasar por otros dos niveles de selección. Debido a la similitud con el concepto de nivel de disparo, estos niveles son a menudo referidos como el "Disparador Físico", T4 y el "Disparador de Calidad", T5. Estos no son desencadenantes reales, ya que operan en los datos que ya estan grabados. La T4 rechaza las señales generadas por los muones de fondo. La T5 rechaza eventos cerca de la frontera del arreglo, que son propensos a tener una gran incertidumbre sistemática de reconstrucción.

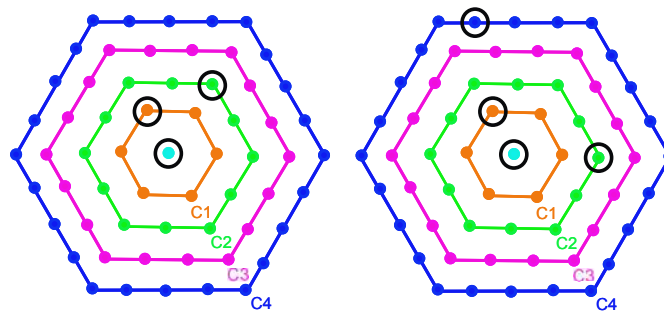


FIGURA 3.4: Ejemplos de los dos tipos de disparos T3. Izquierda: mediante 3 disparos ToT; derecha: mediante 4 disparos T2. La figura fue tomada de [29].

3.4. Campo de visión del Auger

Para un observatorio de rayos cósmicos, su exposición es función del rango de visión de la esfera celeste. Medido en unidades de $km^2 \cdot yr$, la exposición es el área disponible de detección, integrada sobre tiempo efectivo, para un flujo proveniente de cada posición del cielo. Por otro lado la exposición relativa en la esfera celeste, ω , es una función adimensional cuyo máximo valor es 1. En otras palabras, ω en cualquier punto del cielo

es una fracción entre 0 y 1 dado por la exposición en ese punto dividido por la exposición más grande en el cielo.

En otros contextos, el termino exposición se refiere a la exposición total integrada sobre la esfera celeste. Este tiene por lo tanto unidades de $km^2 \cdot sr \cdot yr$. Por ejemplo, para determinar el espectro energético de rayos cósmicos, uno tiene que dividir el número de rayos cósmicos observados en cada bin de energía por la exposición total para esa energía (en general, la exposición de un observatorio es dependiente de la energía). Si hubiera evidencia de que el espectro de energía no fuese uniforme sobre el cielo, entonces necesitaríamos usar la dependencia de la exposición respecto a la posición celeste para trazar un mapa del espectro sobre el cielo.

Por lo anterior, el espectro se define como el número de eventos observados dividido por la exposición total, uno puede usar el espectro medido para obtener el número esperado de rayos cósmicos para una exposición total dada. En el caso de la red superficial de Auger, la exposición total a finales del 2011 era de $41.275 km^2 \cdot sr \cdot yr$, independiente de la energía para $E \geq 10^{19} eV$.

La exposición relativa puede ser calculada, como a continuación se muestra, para un detector en un lugar determinado en continua operación. Completa operación en tiempo significa que no hay variación en la exposición en tiempo sideral y, por lo tanto, exposición constante en ascensión recta. Se asumiría que el detector está ubicado a una latitud a_0 y que es totalmente eficiente para partículas que arriban con ángulos cenitales θ menores que un valor máximo θ_m (eficiencia total significa que la aceptación depende solamente del ángulo cenital debido a la reducción en el área perpendicular dada por $\cos(\theta)$). Esto resulta en la siguiente dependencia respecto a la declinación celeste δ :

$$\omega(\delta) \propto \cos(a_0)\cos(\delta)\sin(\alpha_m) + \alpha_m\sin(a_0)\sin(\delta), \quad (3.3)$$

donde α_m esta dado por

$$\alpha_m = \begin{cases} 0 & \text{si } \xi > 1 \\ \pi & \text{si } \xi < -1 \\ 1/\cos(\xi) & \text{de otro modo} \end{cases} \quad (3.4)$$

y

$$\xi \equiv \frac{\cos(\theta_m) - \sin(a_0)\sin(\delta)}{\cos(a_0)\cos(\delta)}. \quad (3.5)$$

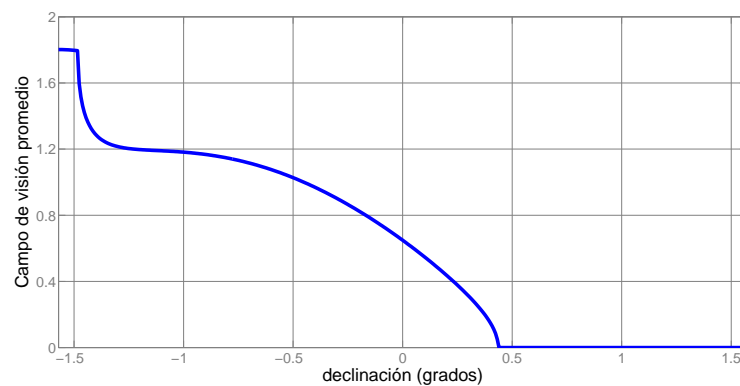


FIGURA 3.5: Exposición relativa del Observatorio Pierre Auger en coordenadas ecuatoriales, la cual varía solamente con la declinación como se muestra en el gráfico.

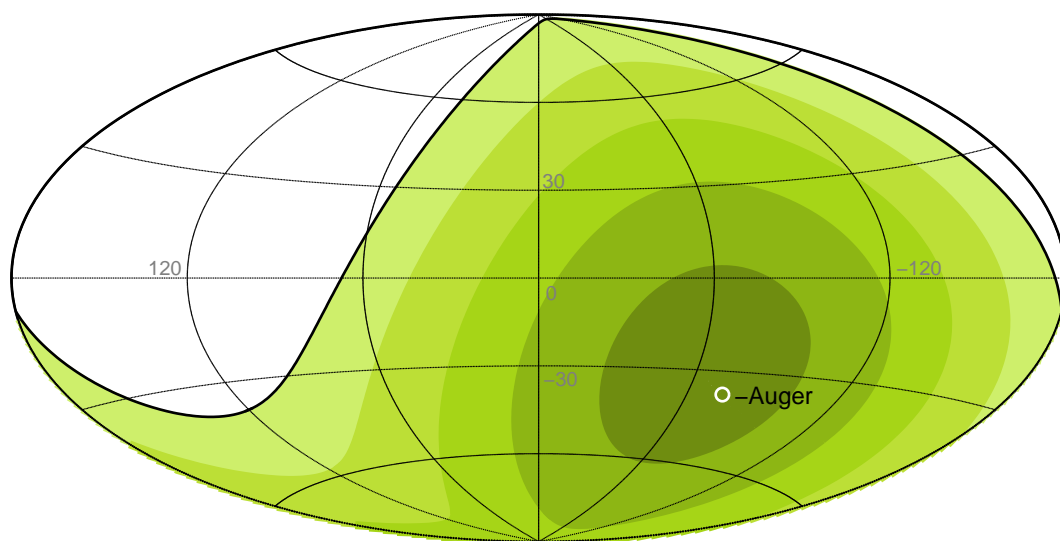


FIGURA 3.6: Mapa en coordenadas galácticas de la exposición relativa del observatorio Auger. La región donde la exposición es nula corresponde al hemisferio norte terrestre, al cual el observatorio Auger no tiene acceso. La región del hemisferio sur terrestre donde el observatorio tiene máxima exposición se muestra en el círculo más denso de la proyección de Aitoff.

3.5. Nuevos proyectos

- **HEAT** El Observatorio Auger fue diseñado para observar cascadas de partículas, producidas por rayos cósmicos de energías de más de 10^{18} eV. Ahora, el proyecto HEAT permite detectar rayos cósmicos con energías diez veces más bajas, de 10^{17} eV, utilizando telescopios de fluorescencia similares a los de Auger, pero que observan la atmósfera a mayores alturas.

Se trata de tres telescopios de fluorescencia instalados en Cerro Coihueco. Si bien, los telescopios son idénticos a los 24 telescopios de fluorescencia del Observatorio

Auger, hay una característica que los distingue: están montados en sendos contenedores, que pueden ser inclinados con un ángulo de 30° respecto al horizonte, de forma tal que los telescopios observen regiones más altas de la atmósfera. Esto permite detectar lluvias atmosféricas que se producen a mayor altura, producidas por rayos cósmicos de menor energía. Su estudio permitirá avanzar en el estudio de la composición de estos rayos cósmicos (es decir, saber qué tipo de partícula es el rayo cósmico primario).

Los rayos cósmicos de energías más bajas, $E < 10^{18}$, provienen de nuestra propia Galaxia, la Vía Láctea, mientras que los de las más altas energías posiblemente sean extragalácticos. Ampliar el rango de energías con HEAT y estudiar la composición de los rayos cósmicos permitirá deducir a qué valores de energía se produce la transición entre la componente galáctica a la extragaláctica.

- **AERA** “Auger Engineering Radio Array” es un novedoso sistema de antenas para medir las tenues y breves señales de radio (en el rango de frecuencias de decenas de MHz) que se producen en las cascadas atmosféricas producidas por rayos cósmicos de ultra alta energía. Para ello, utiliza un arreglo de decenas de antenas convencionales, con una electrónica de procesamiento de señales desarrollada para este fin.

Las antenas de AERA están activas las 24 horas del día, al igual que los detectores de superficie del Observatorio Pierre Auger. Si bien esta técnica de detección de rayos cósmicos ya ha sido propuesta hace más de 50 años, sólo pudo ponerse en práctica recientemente, debido a las dificultades técnicas que conlleva.

Las antenas de AERA utilizan digitalizadores de última generación, los cuales han sido capaces de registrar los primeros eventos en coincidencia con los detectores de superficie del Observatorio Auger

- **AMIGA** “Auger Muons and Infill for the Ground Array” tiene como objetivo ampliar el rango de detección de Auger, para observar rayos cósmicos de energías menores, hasta 10^{17} eV, para estudiar la transición de rayos cósmicos galácticos (de más baja energía) a extragalácticos (de más alta energía).

El proyecto AMIGA se basa en la instalación y operación de contadores de muones. Los muones son partículas elementales, abundantes en las cascadas atmosféricas, que tienen gran poder de penetración en la materia. Por ello, los contadores de muones de AMIGA están enterrados 2.5 m bajo tierra, para detectar solamente la componente muonica de la lluvia de partículas.

Cada uno de los contadores de muones está formado por 64 centelladores plásticos, un PMT multi-píxel y electrónica de adquisición que trabajará en conjunto con el detector de superficie del Observatorio Pierre Auger.

- **BATATA** Este experimento es un prototipo de una nueva generación de detectores de rayos cósmicos que se instaló en el Observatorio Pierre Auger a finales del mes de octubre de 2010. El detector subterráneo BATATA, que ha sido diseñado y construido por investigadores de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), permitirá estudiar rayos cósmicos de energías entre 10^{17} y 10^{18} eV. Estas energías son un orden de magnitud menor que las energías para las cuales fue diseñado el Observatorio Pierre Auger.

Mientras los detectores de superficie miden las partículas a través de la lluvia de rayos cósmicos, que no puede distinguir entre muones y electrones, BATATA será capaz de seleccionar los muones a través de las barras de centelleo plásticos enterrados entre las profundidades de 30 *cm* y 2.5 *m* bajo tierra. Estas barras van a absorber la energía del muón y luego producir un destello de luz visible, que se detecta.

BATATA es un experimento único, que forma parte del mayor observatorio de rayos cósmicos en el mundo. Estos detectores de muones de BATATA son un importante complemento del Observatorio Pierre Auger, junto con los contadores de muones enterrados de AMIGA, para estudiar la composición de los rayos cósmicos.

- **AMBER** (Air-Shower Microwave Bremsstrahlung Radiometer) es un experimento que intentará detectar ondas electromagnéticas, en el rango de las microondas, producidas por las cascadas de partículas generadas por rayos cósmicos de muy alta energía. Consiste en una antena de 2.5 *m* de diámetro, instalada en el cerro Coihueco, en el mes de mayo de 2011. Se encuentra en las cercanías de uno de los edificios de fluorescencia del Observatorio Auger y del proyecto HEAT.

El funcionamiento de AMBER se basa en captar la emisión de microondas con una antena convencional, y concentrarla sobre un arreglo de detectores que se encuentran en el centro de la antena parabólica. Las señales producidas por los detectores son procesadas, digitalizadas y almacenadas con equipamiento electrónico desarrollado para este fin.

Si bien se trata de una técnica incipiente, que aún no ha sido probada, resulta de gran interés ya que podría proveer un método totalmente novedoso de detección de rayos cósmicos de alta energía, que se complementarían con las técnicas ya utilizadas en el Observatorio Pierre Auger (los detectores de superficie y los detectores de fluorescencia).

Pruebas preliminares fueron realizadas en el Laboratorio de Argonne, Chicago, donde se detectó la emisión de fluorescencia en la región de microondas como consecuencia del paso de un haz de partículas energéticas por una cámara con aire. Ahora se realizarán nuevas pruebas directas, en la atmósfera terrestre, con el

haz de partículas producido no por un acelerador de laboratorio, sino por rayos cósmicos energéticos.



(a) HEAT



(b) AERA



(c) BATATA



(d) AMIGA



(e) AMBER

FIGURA 3.7: Nuevos Proyectos del Auger.

Capítulo 4

Campos magnéticos galácticos

4.1. Campos magnéticos

La primera evidencia de la existencia de un campo magnético galáctico se deriva de la observación de la polarización lineal de la luz estelar por Hiltner (1949). Muchas de las nuevas mediciones se realizan mediante el desdoblamiento espectral de línea de Zeeman (nubes gaseosas, en la región central de la galaxia), los datos de polarización óptica (estructuras a gran escala del campo magnético en el brazo espiral local) y las mediciones de la rotación de Faraday en la emisión continua de radio de los púlsares y de las fuentes extragalácticas. El último método mencionado es probablemente también el más fiable para la medición del campo magnético a estructura a gran escala. Este método también se utiliza para la determinación de la estructura global de los campos magnéticos en las galaxias externas. A partir de estas mediciones se deduce que el campo magnético galáctico tiene dos componentes - Regular y turbulenta (Rand y Kulkarni (1989)).

Los campos aleatorios parecen tener una escala de longitud 50-150 pc y son alrededor de dos o tres veces más fuertes que el campo regular. Estas células de campo aleatorias tienen una escala tan pequeña (en comparación con la escala kiloparsec de los radios Larmor de UHECRs) que no siguen el patrón dentro de los modelos globales campo magnético galáctico. Sin embargo, se desprende de los trabajos de Harari et al. (2002) o Alvarez-Muñiz et al. (2002) que el campo turbulento realmente juega un papel clave en el agrupamiento, ampliación o multiplicación de las imágenes fuente. Por lo tanto, hemos introducido campos al azar en nuestras simulaciones, respetando el hecho de que estos campos son muy fuertes, especialmente en las regiones de los brazos galácticos.

Podemos resumir nuestro conocimiento experimental sobre el campo magnético galáctico de la siguiente forma (De acuerdo con Beck (2001), Widrow (2002) y Han (2002)):

- La intensidad del campo magnético *total* en la Galaxia es de $6 \pm 2 \mu g$ en el disco y cerca de $10 \pm 3 \mu g$ a menos de 3 kpc desde el centro galáctico.
- La intensidad del campo local regular es de $4 \pm 1 \mu g$. Este valor está basado en mediciones ópticas y de polarización sincrotrón. Medidas en la rotación de púlsares dan un valor más conservador y es aproximadamente dos veces inferior. Estas medidas en la rotación son probablemente subestimadas debido a las fluctuaciones anticorrelacionadas de la intensidad de campo regular y de la intensidad térmica de electrones. Por otro lado, las observaciones de la polarización óptica y de sincrotrón pueden estar sobrestimadas debido a la presencia de los campos anisotrópicos.
- El campo local regular puede ser una parte de un brazo espiral magnético galáctico, que se encuentra entre los brazos ópticos.
- La estructura global de la materia galáctica sigue siendo incierta. Sin embargo, un modelo conservador establecido, que prevalece en los últimos años, es el modelo de espiral logarítmica de dos brazos (ver más abajo).
- La existencia de dos reveses en la dirección del campo magnético hacia el centro Galáctico se confirmó recientemente. La primera inversión cae entre el brazo local y el de Sagitario, a ~ 0.6 kpc del Sol, la segunda cae a ~ 3 kpc del sol. Algunas de las inversiones Galácticas puede ser debido a la gran escala de los loops de campo magnético anisotrópico.
- Como era de esperarse desde el principio de la década de 1990 y recientemente se confirmó que la región del centro galáctico contiene grandes campos magnéticos regulares con intensidades de hasta 1 mg. Esta campo muy intenso se concentra en los filamentos delgados orientados perpendicularmente al plano galáctico. La longitud característica de estos filamentos es de aproximadamente 0.5 kpc.
- El campo galáctico local está orientado principalmente paralelo al plano, con una componente vertical de tan sólo $B_z \simeq 0.2 - 0.3 \mu g$ en las proximidades del sol. La explicación reciente es que esta componente se debe a la existencia de campo magnético poloidal presente (véase el modelo de campo global teórico abajo) -el campo poloidal tiene origen natural en el modelo de dínamo de generación del campo magnético galactico.
- La Galaxia está rodeada por un disco de radio de espesor (altura de 1.5 kpc sobre y bajo plano galáctico y anchura media de 300 pc) similar a la de las galaxias espirales. La intensidad de campo en este disco grueso se estima en alrededor de 1 g. Al igual que en el caso de la componente vertical del campo discutido (campo poloidal), la explicación más común de la existencia de tal disco grueso es que este campo es el campo toroidal originado a través del efecto dinamo.

- El campo galáctico local en el disco delgado estándar tiene, aún, una simetría con respecto al plano (que es un cuadrupolo). Esta está en el acuerdo con el modelo de dínamo galáctico, que más adelante se discute brevemente.

Otros hechos utilizados en el modelado de Campo magnético Galáctico tienen carácter indirecto - Por lo general se derivan de las observaciones de otras galaxias espirales y de la estructura de sus campos magnéticos o de hipótesis existente de los mecanismos de generación magnética de campo. En general, se espera, que el campo magnético galáctico abarque todo el disco galáctico y muestre alguna estructura espiral. Nuevas investigaciones y mediciones en este campo tiene vital importancia no sólo para las observaciones de rayos cósmicos ultraenergéticos, sino también para toda la física de rayos cósmicos y de otras aplicaciones astronómicas, por ejemplo, para la dinámica galáctica.

4.2. Modelos de Campos Magnéticos Galácticos

Los campos magnéticos distorsionan la trayectoria de los rayos cósmicos, ya que son partículas cargadas, vía la fuerza de Lorentz. Si el campo es estático este no afecta la energía de la partícula. Considerando el hecho de que los valores típicos de energía de los rayos cósmicos exceden la energía en reposo de la partícula suponemos que se propagan con velocidades cercanas a la velocidad de la luz. En este caso las ecuaciones que describen el movimiento de las partículas ultrarelativistas en un campo magnético $B(r)$ son:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{qc^2}{E}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (4.1)$$

Donde q es la partícula cargada, E la energía, siempre y cuando el factor de Lorentz $\gg 1$ y el valor de la velocidad absoluta $|\mathbf{v}| = c\sqrt{1 - 1/\gamma^2} \approx c$.

Considerando la estructura compleja de los campos magnéticos galácticos y extragalácticos, resolver estas ecuaciones analíticamente es imposible. Por lo tanto, para calcular la trayectoria se utilizan modelos numéricos. Los campos magnéticos galácticos consisten de componentes regulares y aleatorias. La estructura de las componentes regulares se cree que siguen la distribución de la materia en la galaxia. Por ahora no se tiene claro cuales son las fuentes y la estructura de los campos magnéticos extragalácticos.

Se han propuesto numerosos modelos de campos magnéticos galácticos de gran escala en la literatura en el último par de décadas. Aquí usamos algunos modelos representativos

y describimos algunos otros. La mayoría de los modelos en cuestión fueron propuestos originalmente para describir ya sea la totalidad del campo magnético galáctico o simplemente el campo del disco.

Todos los campos considerados aquí se truncan en el radio galactocéntrico $R = 20 \text{ kpc}$. Para todos los modelos se ajusta la distancia entre el Sol y el centro galáctico a $R_{\odot} = 8.05 \text{ kpc}$. Esta es la distancia más comúnmente utilizada en las publicaciones originales de los modelos utilizados. Tomamos nota de que después de unos años de confusión sobre este tema, la estimación más fiable de la distancia actualmente es $8.4 \pm 0.6 \text{ kpc}$ (Reid et al., 2009).

4.2.1. Componentes de campo regular toroidal y poloidal

El modelo de dínamo tiene una consecuencia muy interesante para la propagación de rayos cósmicos, es decir que, a excepción del campo relativamente plano del disco galáctico este contiene también bastantes campos toroidales fuertes por encima y por debajo del plano galáctico. Los movimientos de estos campos y sus superposiciones generan un campo neto en la Galaxia. La existencia de este campo se apoya indirectamente de la existencia del grueso disco radial. Este campo podría cambiar esencialmente las trayectorias de los rayos cósmicos. Tomamos ventaja del hecho de que sólo recientemente algunas primeras estimaciones cuantitativas de los puntos fuertes de tales campos se propusieron por Han (2002).

Para el campo toroidal elegimos el modelo con geometría simple (discos circulares por encima y por debajo de plano galáctico con el perfil de Lorentz en el eje z). Para las componentes cartesianas de campo toroidal se tiene

$$B_x = -B_T \sin(\phi) \quad (4.2)$$

$$B_y = B_T \cos(\phi) \quad (4.3)$$

Para el valor de B_T tenemos

$$B_T = \begin{cases} B_{max}(1 + (\frac{z-H}{P})^2)^{-1} & \text{para } r < R \\ B_{max}(1 + (\frac{z-H}{P})^2)^{-1} \exp(\frac{r}{R}) & \text{para } r > R \end{cases} \quad (4.4)$$

donde r es la posición en el plano galáctico. El significado y los valores de las constantes utilizadas son: radio de un círculo del campo toroidal $R = 15 \text{ kpc}$, altura sobre el plano galáctico $H = 1.5 \text{ kpc}$, anchura media de la distribución Lorentziana $P = 0.3 \text{ kpc}$, y el máximo del campo magnético toroidal $B_{max} = 1 \mu\text{G}$.

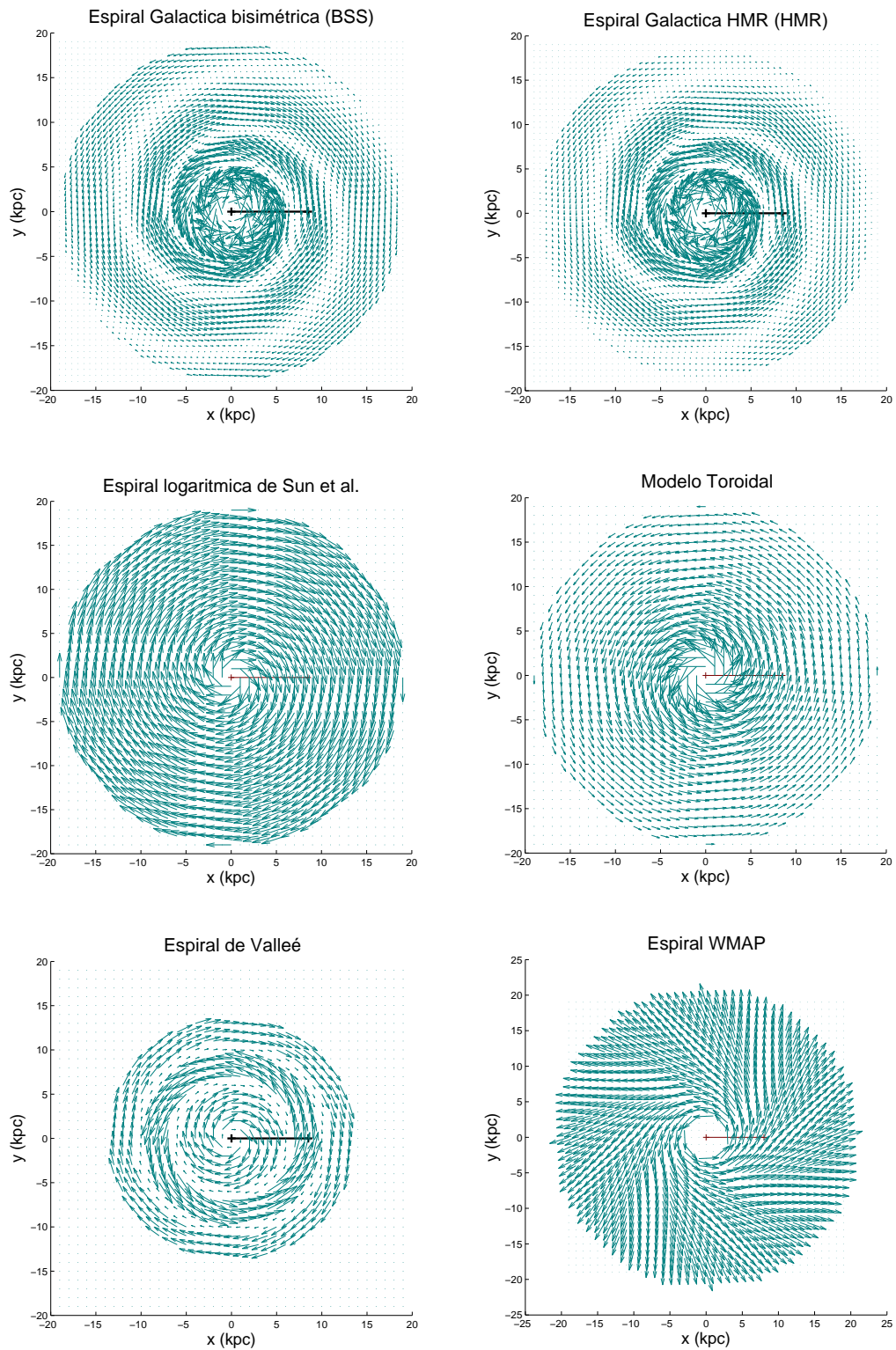


FIGURA 4.1: Los modelos de espirales del disco galáctico, arriba izquierda: se muestra el modelo BSS de Stanev, arriba derecha: la espiral de HMR, medio izquierda: Espiral logarítmica de Sun, medio derecha: espiral del modelo Toroidal, abajo izquierda: modelo de Vallée y abajo derecha: modelo WMAP.

Como consecuencia de la existencia del campo poloidal (campo dipolar) es probable que observemos la componente vertical de $0.2 \mu\text{G}$ en las proximidades de la Tierra y los filamentos intensivos cerca del centro galáctico. Las ecuaciones apropiadas, que utilizamos para la descripción del campo poloidal, son las mismas que las ecuaciones para el dipolo magnético. El campo es simétrico alrededor del eje galáctico. Para la fuerza total del campo poloidal entonces es válido (en el plano xz) en coordenadas polares (θ oscila entre 0 y π y va del polo norte al sur):

$$B = \frac{K}{R^3} \sqrt{3\cos^2\theta + 1} \quad (4.5)$$

De esto se sigue que en coordenadas esféricas tenemos las siguientes componentes cartesianas

$$B_x = -\frac{3K}{2R^3} \sin 2\theta \cos \phi \quad (4.6)$$

$$B_y = -\frac{3K}{2R^3} \sin 2\theta \sin \phi \quad (4.7)$$

$$B_z = -\frac{K}{R^3} (3\cos^2\theta + 1) \quad (4.8)$$

La constante K se selecciona de la siguiente manera: $K = 10^5 \text{ G} \cdot \text{pc}^3$ para las regiones exteriores ($R > 5 \text{ Kpc}$) y el $K = 200 \text{ G} \cdot \text{pc}^3$ para la región central ($R < 2 \text{ kpc}$). Para la región intermedia ($2 \text{ kpc} < R < 5 \text{ kpc}$), se utilizó la intensidad de campo constante absoluta $10 - 6 \text{ G}$. Estos valores corresponden a las características observadas del campo magnético galáctico: el campo miligauss está restringido sólo para el cilindro central y el campo magnético vertical es igual a 0.2 G de la distancia al sol.

4.2.2. modelos de espiral logarítmica

Existen muchos modelos que describen el campo magnético galáctico regular. Estos difieren en los valores de los parámetros numéricos y la presencia y estructura de las componentes de los campos. La componente regular de los campos magnéticos galácticos es convenientemente descrita por la estructura espiral de simetría- 2π (espiral de simetría axial ASS por sus siglas en inglés) o de simetría- π (espiral bisimétrica BSS) descrita por T. Stanev[30].

El campo discal comprende componentes radiales y azimutales las cuales se ponen en coordenadas cilíndricas en el área discoidal por las expresiones

$$B_r = B(r, \theta) \sin(p), \quad (4.9)$$

$$B_\theta = -B(r, \theta) \cos(p), \quad (4.10)$$

Donde el ángulo de inclinación p es el ángulo entre el vector magnético en cierto punto y la normal del radio-vector \mathbf{r} en ese punto.

La función $B(r, \theta)$ esta definida por la ecuación de la espiral logaritmica:

$$B(r, \theta) = B(r) \cos \left[\theta - \beta \ln \left(\frac{r}{r_0} \right) \right], \quad (4.11)$$

La función de perfil radial $B(r)$ esta definida como

$$B(r) = \begin{cases} B_0 \frac{R}{r} & \text{para } r > R_c, \\ B_0 \frac{R}{R_c} & \text{para } r < R_c, \end{cases} \quad (4.12)$$

donde $R = 8.5 \text{ kpc}$ es la distancia del centro de la Galaxia al sistema Solar, $B_0 = 3 \mu G$, r_0 es la distancia del sistema Solar al punto donde el campo tiene intensidad máxima con $\beta = 1/\tan(p) = -5.67$.

El perfil vertical del campo discoidal sobre y bajo el plano galáctico se considera exponencialmente decreciente:

$$B_z = B(r, \theta) \exp \left(-\frac{|z|}{z_0} \right). \quad (4.13)$$

En los modelos de D. Harari, S. Mollerach, E. Roulet (HMR) [31] se usa también el modelo de espiral logaritmica, sin embargo su modelo difiere al de Stanev ya que ellos definen la función $B(r)$ como:

$$B(r) = B_0 \frac{R}{r} \tanh^3(r/r_1), \quad (4.14)$$

con $r_1 = 2 \text{ kpc}$. Para la dependencia en z se considera una contribución procedente del disco y otra desde el halo. Para los modelos simétricos S

$$B_z = B(r, \theta) \left(\frac{1}{2 \cosh(z/z_1)} + \frac{1}{2 \cosh(z/z_2)} \right) \quad (4.15)$$

con $z_1 = 0.3 \text{ kpc}$ y $z_2 = 4 \text{ kpc}$. El tamaño de estas escalas se eligen de modo que este modelo suavizado de un buen ajuste para el modelo utilizado por Stanev. La inversión del campo en el plano galáctico en los modelos asimétricos A se tiene en cuenta la adopción de $B_A(r, \theta, z) = B_z(r, \theta, z) \tanh(z/z_3)$, con un tamaño de escala insignificante tomado como $z_3 = 20 \text{ pc}$.

4.2.3. Espiral logarítmica con anillo de Sun 2008

Los autores prueban una gran variedad de modelos de Campo Magnético para el disco galáctico mediante RM extragalácticos [32]. Encuentran que el mejor modelo conforme con los datos debe ser un campo con simetría axial con un número de inversiones en el campo dentro del círculo solar. Siguiendo las ecuaciones 4.9 y 4.10, se define $B(r, \theta, z) = D_1(r, z)D_2(r)$, con

$$D_1(r, z) = \begin{cases} B_0 \exp\left(-\frac{r-R_\odot}{R_0} - \frac{|z|}{z_0}\right) & \text{si } r > R_c, \\ B_0 \exp\left(\frac{|z|}{z_0}\right) & \text{si } \leq R_c, \end{cases} \quad (4.16)$$

y

$$D_2(r) = \begin{cases} +1 & r > 7.5 \text{ kpc} \\ -1 & 6 \text{ kpc} < r \leq 7.5 \text{ kpc} \\ +1 & 5 \text{ kpc} < r \leq 6 \text{ kpc} \\ -1 & r \leq 5 \text{ kpc}, \end{cases} \quad (4.17)$$

donde +1 corresponde a una campo magnético en sentido de las agujas del reloj cuando se ve desde el polo norte.

Puesto que $B(r, \theta, z)$ no depende de θ , este es un campo con simetría axial en el verdadero sentido de la palabra. Sun et al. tomaron el ángulo de inclinación como el promedio de los brazos espirales en el modelo *NE2001*, $p = -12^\circ$; los otros parámetros son $B_0 = B_c = 2 \mu\text{G}$, $R_c = 5 \text{ kpc}$, $R_0 = 10 \text{ kpc}$ y $z_0 = 1 \text{ kpc}$. Este modelo de campo (en lo sucesivo denominado Sun08D) se representa en la figura 4.1.

4.2.4. Modelo de Jansson-Farrar

Los autores Ronnie Jansson y Glennys R. Farrar proponen su modelo de campo magnético galáctico [33], ellos modelan por separado el campo del disco galáctico y el campo del halo galáctico, para el disco ellos usan el modelo modificado de Brown 2007. La extensión del campo de disco es simétrica con respecto al plano medio, y fijado por el parámetro de altura h_{disk} , donde las transiciones van del campo de disco al campo de halo toroidal.

La transición está dada por la función logística,

$$L(z, h, \omega) = \left(1 + e^{-2(|z|-h)\omega}\right)^{-1}, \quad (4.18)$$

donde el parámetro libre ω_{disco} establece el ancho de la región de transición; para ω pequeña, L se convierte en una función escalón. La componente de disco se multiplica por $(1 - L(z, h_{disco}, \omega_{disco}))$ y el campo de halo se multiplica por $L(z, h_{disco}, \omega_{disco})$.

El campo del halo es puramente toroidal, i.e., la componente acimutal se define como

$$B_{\phi}^{tor}(r, z) = e^{-|z|/z_0} L(z, h_{disco}, \omega_{disco}) \times \begin{cases} B_n(1 - L(z, h_{disco}, \omega_{disco})), & \text{si } z > 0 \\ B_s(1 - L(z, h_{disco}, \omega_{disco})), & \text{si } z < 0. \end{cases} \quad (4.19)$$

Tomamos el campo fuera del radio r_X^c galactocéntrico para que tenga un ángulo de elevación constante, Θ_X^0 , con respecto al plano medio. Dentro de este radio, el ángulo de elevación Θ_X es lineal en el radio, convirtiéndose en vertical, $\Theta_X = 90^\circ$, en $r = 0$. Se define la intensidad de campo en el plano medio por la función

$$b_X(r_p) = B_X e^{-r_p/r_X}, \quad (4.20)$$

donde B_X es la amplitud global del campo X y r_p es el radio del plano medio de la línea de campo que pasa a través de (r, z) .

Con esta geometría general, el requisito de $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ es suficiente para caracterizar completamente el campo. La línea de campo con $r_p = r_X^c$ marca la frontera entre la región con ángulo de elevación constante y la región interior con mayor o menor elevación. En la región de elevación constante, la intensidad de campo es $b_X(r_p)r_p/r$, donde

$$r_p = r - |z| / \tan(\Theta_X^0). \quad (4.21)$$

En la región con mayor o menor ángulo de elevación de la intensidad de campo es, en cambio $b_X(r_p)(r_p/r)^2$, el ángulo de elevación y r_p están dados por

$$r_p = \frac{r r c_X}{r_X^c + |z| / \tan(\Theta_X^0)}, \quad (4.22)$$

$$\Theta_X(r, z) = \tan^{-1} \left(\frac{|z|}{r - r_p} \right). \quad (4.23)$$

En total, la componente fuera del plano tiene 4 parámetros libres: B_X , Θ_X^0 , r_X^c y r_X .

Ellos incluyen además la posibilidad de campos magnéticos estriados de pequeña escala (campos cuya orientación se alinean a lo largo de unos ejes particulares), sobre una escala mayor, pero cuya fuerza y señal varía en una escala pequeña. Tales campos estriados pueden ser producidos por la levitación de burbujas de plasma caliente llevando

atrapados campos orientados al azar de distancia desde el disco, o por la rotación diferencial de pequeños campos aleatorios de escala, o ambos. la orientación predominante de campos estriados producidos por la rotación diferencial está plausiblemente alineado con el campo coherente local.

4.2.5. Otros modelos

- **Campo de Brown et al.** En Brown et al. (2007), los autores proponen un modelo de espiral logarítmica modificado (*Brown07*) influenciado en la estructura del modelo de densidad de electrones térmico NE2001 con el objetivo de explicar la medición de datos de rotación SGPS (es decir, la cuarta región cuadrante, $253^\circ < l < 357^\circ$). El modelo tiene un campo de fuerza cero para el radio galactocéntrico $r < 3 \text{ kpc}$ y $r > 20 \text{ kpc}$. entre $3 \leq r \leq 5 \text{ kpc}$ (el “anillo molecular”), el campo es puramente toroidal (es decir, con ángulo de inclinación cero). Para $r > 5 \text{ kpc}$, ocho regiones magnéticas espirales con ángulo de inclinación de 11.5° son definidas con campo de fuerza individual b_j . El campo en el anillo molecular y la región espiral correspondiente al brazo espiral Scutum-Crux está orientado hacia la izquierda, y la regiones restantes en sentido de las manecillas del reloj. El campo de fuerza en la región j tiene una dependencia radial $|\vec{B}_j| = b_j/r$, con el radio galactocéntrico, r , en kpc . La extensión vertical del campo no se consideró, como se propuso el modelo para explicar los RM medidos en el disco Galáctico. El modelo del campo se muestra en la figura 4.1.

En nuestro análisis se generaliza este modelo mediante la introducción de tres parámetros libres: α , que escala las fuerzas de todos los campos magnéticos (b_j) usados en el modelo original, r_c , es de tal manera que la fuerza de campo es constante para $r < r_c$ y $|B_j| \propto b_j/r$ para $r > r_c$, y una altura de escala vertical exponencial z_0 .

- **Campos de Valleé** En Valleé (2005) y Valleé (2008) el autor modela el campo magnético en el disco como un campo perfectamente toroidal que consiste en anillos concéntricos de anchura 1 kpc . El modelo que consideramos aquí, Valleé08, cuenta con nueve anillos entre 1 kpc y 10 kpc de radio Galactocéntrico, cada uno con una fuerza de campo magnético constante (véase la Valleé (2008) para detalles). El campo es derecho, visto desde el polo norte galáctico, excepto entre 5 kpc y 7 kpc donde el campo se puede revertir. En el modelo publicado, la distancia entre el centro de la galaxia y el Sol se encuentra a 7.6 kpc . Por esta razón, reescalamos la ubicación radial de los límites entre los anillos magnéticos por $8.5/7.6$. Observamos que este cambio de escala todavía no permite una comparación del todo justa del modelo. El modelo se muestra en la figura. Los dos únicos parámetros que varían

es un solo factor de escala global de los campos de fuerzas y una altura de escala vertical exponencial.

- **Campo WMAP** En Page et al. (2007), los autores citan a Sofue et al. (1986) y a Han y Wielebinski (2002) como una razón para modelar el GMF regular con un patrón de brazo espiral bisimétrico. Ellos eligen el modelo

$$\mathbf{B}(r, \phi, z) = B_0[\sin\psi(r)\cos\chi(z)\hat{r} + \cos\psi(r)\cos\chi(z)\hat{\phi} + \sin\chi(z)\hat{z}] \quad (4.24)$$

donde $\psi(r) = \psi_0 + \psi_1 \ln(r/8 \text{ kpc})$ y $\chi(z) = \chi_0 \tanh(z/1 \text{ kpc})$, y sea r el rango de 3 *kpc* a 20 *kpc*. En Page et al. (2007) la distancia del Sol al centro de la Galaxia es de 8 *kpc*. Para ajustar las predicciones del modelo del ángulo de polarización γ a los datos de la K-banda WMAP se usan los coeficientes de correlación $r_c = \cos(2(\gamma_{\text{modelo}} - \gamma_{\text{datos}}))$, ellos reportan el mejor ajuste para $\chi_0 = 25^\circ$, $\psi_0 = 27^\circ$ y $\psi_1 = 0.9^\circ$. Con estos parámetros $r_{c,rms} = 0.76$ es el promedio rms en el cielo sin máscara. Esta espiral enrollada se representa vagamente en la figura.

4.3. Desviación de los rayos cósmicos usando los modelos de campo magnético galáctico

Usando el programa CRT [34] escrito por Brian Baughman, Mike Sutherland y James Beatty de la Universidad de Ohio¹ realizamos el “backtrack”² de los rayos cósmicos a través de diferentes modelos de campos magnéticos galácticos, los campos que usaremos en esta tesis son los modelos de Stanev y de Harari, Mollerach y Roulet (HMR) de espirales de simetría axial (ASS) y bisimétricas (BSS), el modelo de Sun et al. (2008), el modelo de Jansson y Farrar y los modelos dipolar y toroidal, todos estos están incluidos en el programa CRT. La figura 4.2 muestra el “backtrack” que sufriría un rayo cósmico de energía $E = 60 \text{ EeV}$ en diferentes posiciones del espacio.

¹Ver más detalles del programa en el Apéndice II.

²El “backtrack” es tomar al rayo cósmico de su dirección reconstruida por el Observatorio Auger y llevarlo al espacio pasándolo por el campo magnético del modelo deseado y así obtener unas nuevas coordenadas de la partícula.

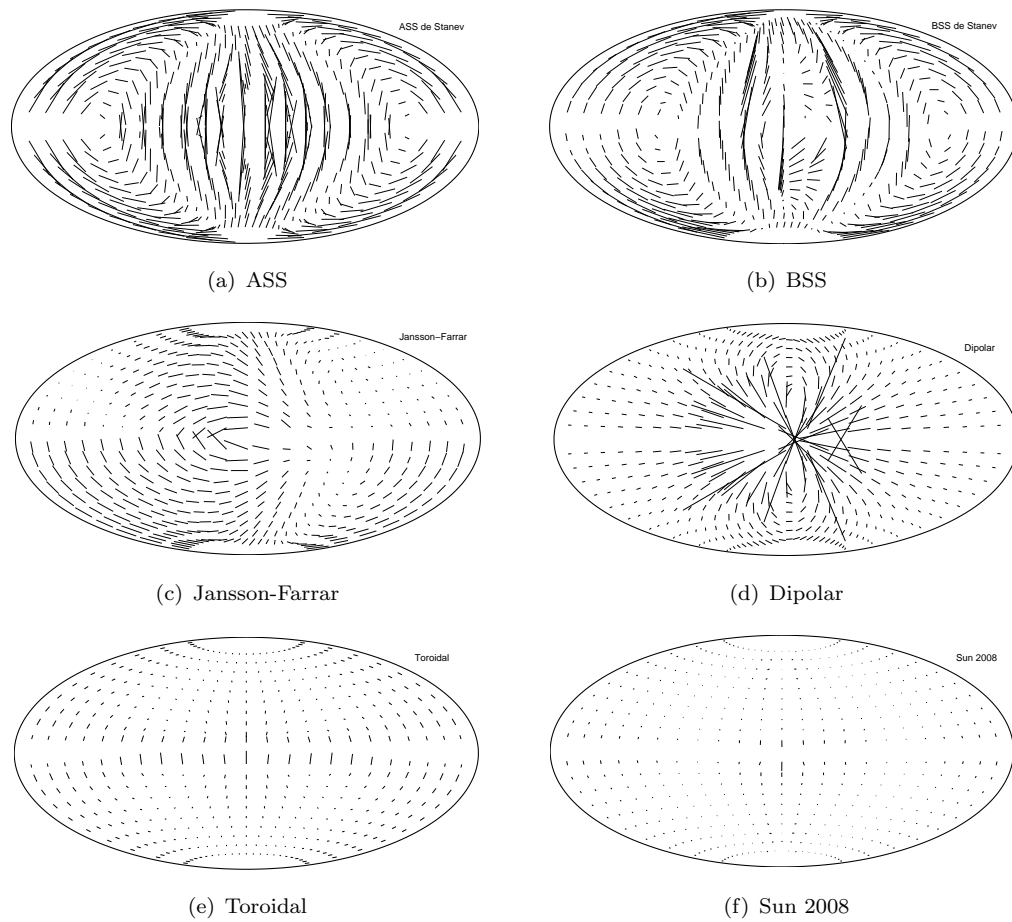


FIGURA 4.2: Se muestran las desviaciones que produce el backtrack del programa CRT en un rayo cósmico de $E = 60$ EeV para los modelos de campo magnético usados.

Capítulo 5

Correlación con NAGs

5.1. Primeros estudios de correlación y anisotropía

Han pasado casi 50 años desde que los rayos cósmicos con energías del orden de 100 EeV (1 EeV = 10^{18} eV) fueron por primera vez reportados [6]. Poco después de la observación de estos rayos cósmicos Greisen [18] y Zatsepin, Kuz'min [19] descubren que sus interacciones con el fondo cósmico de microondas se traducen en la pérdida de energía que puede limitar la distancia que pueden recorrer. Esto reduce el flujo de partículas que resulta en un aumento de la pendiente del espectro de energía. Si la supresión del flujo observado [4, 5] es debida a este mecanismo, es probable que los rayos cósmicos con energías que exceden ~ 50 EeV puedan ser anisotrópicos, ya que se originarían en el Universo local. Se han realizado varias búsquedas de anisotropía en las direcciones de llegada de los rayos cósmicos ultra-energéticos, ya sea dirigida a la correlación de direcciones de llegada con objetos astrofísicos [6, 7] o la búsqueda de direcciones de arribo anisotrópicas [8-11]. Observaciones positivas no han sido confirmadas por experimentos posteriores [12-15].

En 2007, el Observatorio Pierre Auger [16] presentó pruebas de anisotropía con el 99 % de nivel de confianza mediante el examen de la correlación de UHECR ($E < 55$ EeV) con objetos cercanos extraídos del Catálogo de Véron-Cetty Véron (VCV) [17]. La correlación con un 99 % de nivel de confianza predefinido estableció, con nuevos datos, después de los estudios de un evento del conjunto de 15 eventos iniciales, definiendo un probable aumento en el flujo de UHECR en los círculos de radio $\simeq 3^\circ$ alrededor de los núcleos activos de galaxias (AGN) en el catálogo de VCV, con corrimiento al rojo = 0.018 [18, 19]. Una medición actualizada de esta correlación ha sido recientemente propuesta, que muestra una fracción reducida de la correlación de eventos cuando se compara con el primer reporte [20].

La determinación de la anisotropía en la distribución de los UHECR, basado en correlación cruzada con los catálogos, no puede constituir una herramienta ideal en el caso de grandes desviaciones magnéticas y/o fuentes transitorias. Además, algunas señales diluidas pueden ocurrir si el catálogo no rastrea de manera precisa la clase seleccionada de lugares astrofísicos, debido por ejemplo a su carácter incompleto. Como alternativa, se presentan aquí pruebas diseñadas para responder a la pregunta de si las direcciones de llegada de UHECRs, observados en el Observatorio Pierre Auger, son consistentes con ser extraídos de una distribución isotrópica, sin referencia a los objetos extragalácticos. El Universo local se distribuye en forma homogénea y organizada en cúmulos y supercúmulos de Galaxias, la agrupación de direcciones de llegada se puede esperar en el caso de una densidad de origen relativamente baja. Por lo tanto, los métodos utilizados se basan en las búsquedas de la propia agrupación de direcciones de eventos a cualquier escala. Estos pueden constituir por tanto una herramienta óptima para detectar una anisotropía y al mismo tiempo proporcionar información complementaria a búsquedas de correlaciones entre las direcciones de llegada de UHECR y objetos extragalácticos específicos.

5.1.1. Descripción del método

Se usó la distribución binomial [184] para calcular la significancia estadística de las acumulaciones de eventos observados en las direcciones de llegada de los rayos cósmicos más energéticos observados por el Observatorio Auger. Se asume una distribución isotrópica como nuestra hipótesis nula; se asume que la isotropía es importante para todas las escalas de energía. Esta prueba binomial va bien para muestras pequeñas e incorpora de manera natural la dependencia de la significancia con la energía de los eventos.

Entonces, dado un número de eventos observados N_E con energías más altas E sobre todo el cielo, la significancia S se define como la probabilidad de que N_{obs} eventos sean observados dentro de un círculo con apertura δ . Esta significancia representa la probabilidad de que un dado cúmulo de eventos resulte de una fluctuación de una distribución isotrópica de los N_E eventos observados con energías mayores que E . La significancia se calcula de la siguiente fórmula:

$$S(\delta, E) = 1 - \sum_{k=0}^{N_{obs}-1} \frac{N_E!}{k!(N_E - k)!} p_\delta^k (1 - p_\delta)^{N_E - k} \quad (5.1)$$

donde p_δ es la probabilidad que un simple evento ocurra adentro del círculo sobre una proyección bidimensional del cielo, suponiendo flujo isotrópico. Evaluamos el valor de

p_δ por integración directa de la exposición relativa del Observatorio Auger, ver Fig. 5.1, sobre la superficie del círculo plasmado en la proyección bidimensional del cielo.

Se aplica la prueba estadística para encontrar cúmulos de eventos, con específicas multiplicidades de 2 a 6, que ocurren en los datos experimentales con desviaciones significativas de la isotropía para todos los eventos con energías más altas de 30, 40, 50 y 60 EeV.

El procedimiento detallado que se usó para encontrar cúmulos significativos de eventos es el siguiente:

1. Encontrar todos los cúmulos con una multiplicidad en el rango de 2-6 dentro de todos los eventos de Auger con $E > 60$ EeV.
2. Calcular el centro de gravedad de cada uno de los cúmulos y su respectivo ángulo δ_0 del centroide al evento más lejano. Si el ángulo es menor que un grado se asigna directamente este valor mínimo ya que este es el valor de resolución angular del Observatorio Auger para eventos de superficie [186].
3. Calcular la significancia usando la ecuación 5.1 de todas las combinaciones de eventos anteriormente generados.
4. Agrupar los cúmulos en orden decreciente de S y agruparlos en una tabla.
5. Remover los cúmulos con al menos un evento en común empezando desde la parte alta de la tabla (hecha en el paso anterior) hacia abajo priorizando los valores más bajos de S .
6. Finalmente se hace eliminación de cúmulos con $-\lg S > 2.5$.

5.2. Descripción del método de correlación usando peso por distancia

En este capítulo se extenderá el análisis de correlación entre objetos extragalácticos de los catálogos Verón-Cetty Verón 13th edición y Swift-Bath y las direcciones de arribo de los rayos cósmicos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Pierre Auger. En el presente análisis no solo se toma en cuenta el número de coincidencias de eventos detectados con posiciones de NAGs de un determinado catálogo sino que se involucran, adicionalmente, dos factores: las distancias a las fuentes potenciales y sus respectivos flujos de emisión en el espectro de rayos X duros.

Binomial significance

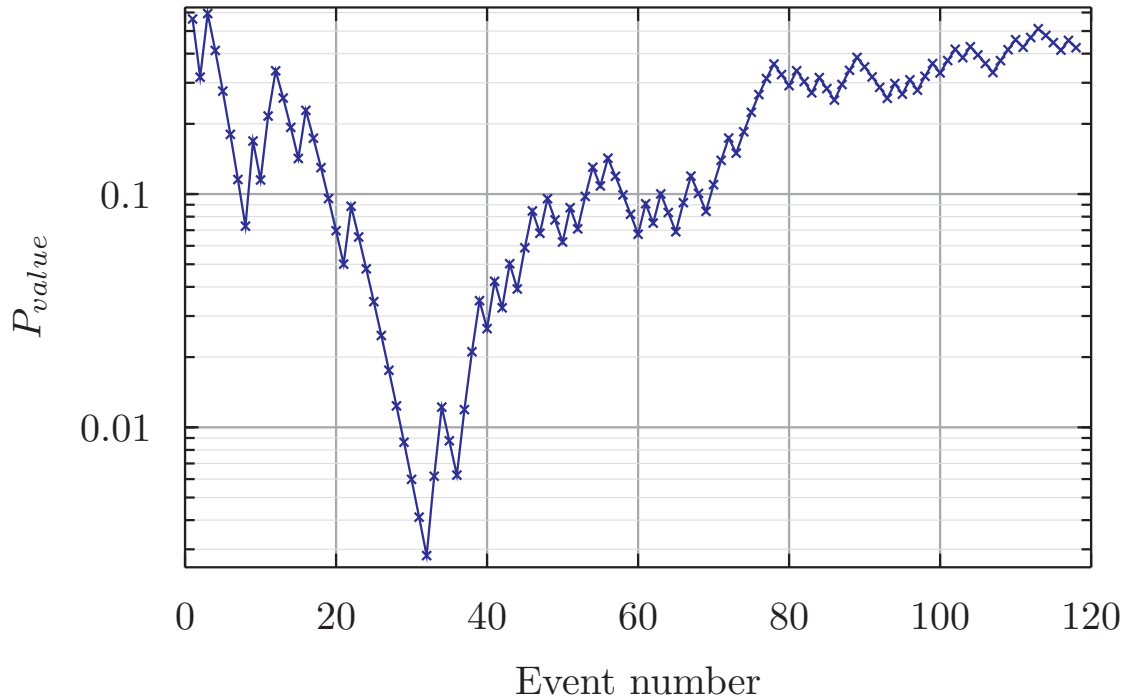


FIGURA 5.1: Se muestra la probabilidad binomial con los datos actualizados, se usan los valores de $E > 60$ EeV y se toman en cuenta los AGNs que quedan dentro de un radio angular de 3.1° como en el paper original, se puede apreciar la tendencia de anticorrelación.

El estudio preliminar, en su última actualización [183], de correlación de las direcciones de arribo de los eventos ultraenergéticos (eventos colectados desde 2004 hasta finales del 2009) mostró una tendencia de anticorrelación y si son incluidos los eventos recientes del 2013 esto se exagera, lo que pudiera generar la falsa idea que la correlación entre rayos ultraenergéticos y NAGs pudiera estar pérdida. Como se verá a continuación la correlación todavía sobrevive moderadamente y no solo eso sino que los resultados muestran rasgos interesantes de las galaxias activas correlacionadas. La metodología para medir la correlación de las direcciones de arribo de los eventos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Pierre Auger es la siguiente:

1. Se generan simulaciones por Monte Carlo de N eventos, donde N es el tamaño de la muestra de datos detectados de los cuales su significancia se quiere medir, se usan coordenadas galácticas así que un evento generado por Monte Carlo consiste de un par de números que representan la latitud y longitud galáctica. Se asegura que los ángulos de declinación de la muestra de datos por Monte Carlo sigan una distribución dada por el campo de visión promediado por el tiempo de exposición del Observatorio Auger, evaluada a la latitud media de -35° , asumiendo una aceptación azimutal de 60° y promediada sobre todo un día sideral.

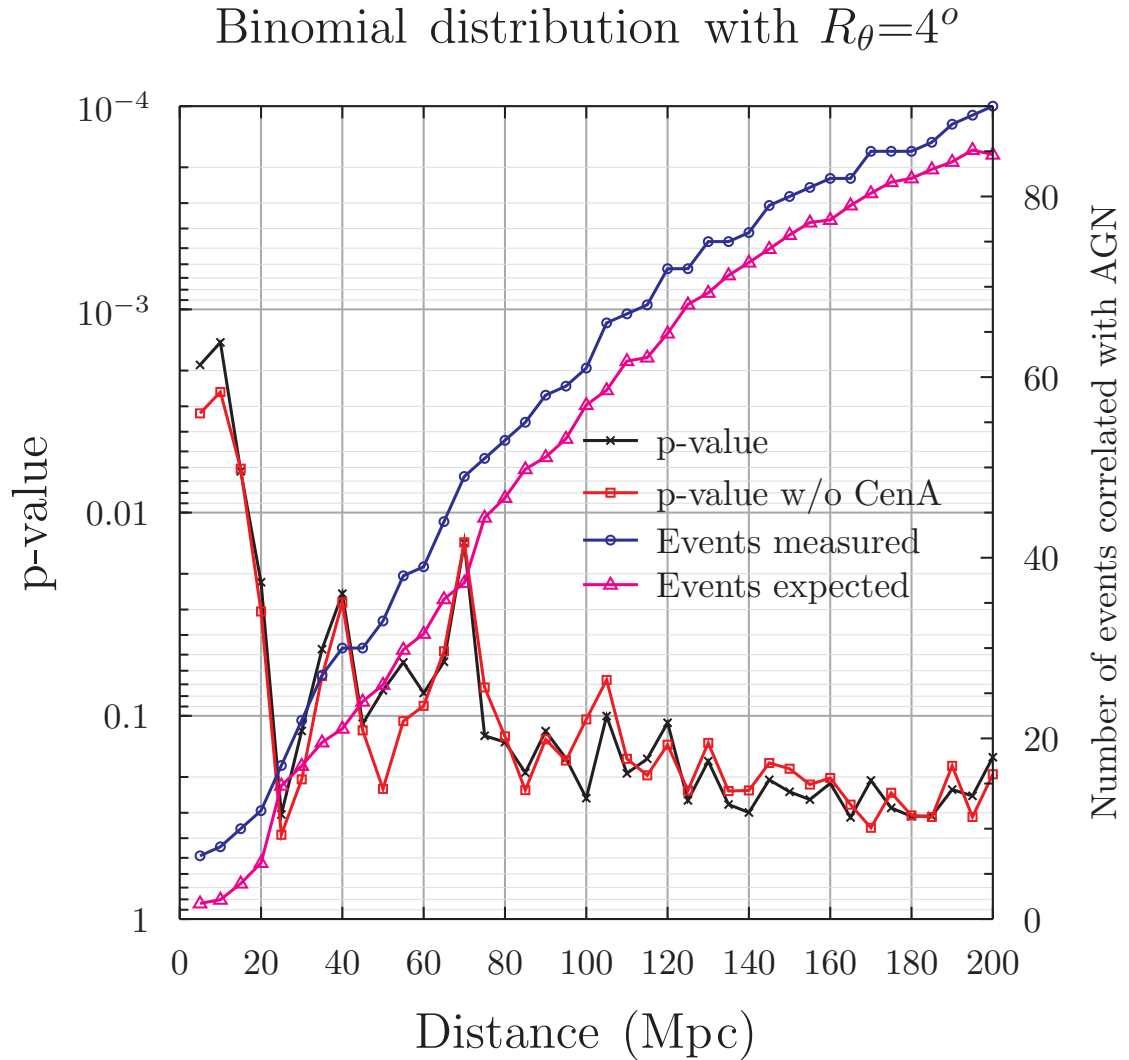


FIGURA 5.2: Se muestra el P_{value} de los eventos del Auger con el método binomial incluyendo todos los AGNs y el P_{value} cuando se excluye Centauro A.

2. De los N eventos generados por Monte Carlo se cuenta el número de eventos correlacionados con aquellas fuentes del catálogo en cuestión que se encuentren dentro de una función gaussiana con centro en la posición del evento y desviación estándar σ que se fija con valor de 3^1 .
3. Se evalúan los parámetros R_d con las siguientes expresiones:

$$R_d = \sum_{i=1}^k \frac{e^{-(\theta_i^2/2\sigma^2)}}{d_i^2} \quad (5.2)$$

donde θ_i y d_i son los ángulos de declinación (se utilizan coordenadas ecuatoriales) y la distancia, respectivamente, del i -ésimo objeto correlacionado en el catálogo. θ_j y d_j son el ángulo de declinación y la distancia respectivamente del j -ésimo objeto

¹Este valor es el propuesto en este trabajo, se puede tomar algún otro valor de σ .

del catálogo (j va desde 1 hasta el número total de objetos del catálogo N_{cat} para un determinado corte en el “redshift”), k es el número de objetos del catálogo de NAGs que se correlacionan con Monte Carlo de N eventos, ya se incluye la exposición relativa del Observatorio Pierre Auger $\omega(\theta_i)$.

4. Se repiten los pasos 1 a 3 mil veces para obtener distribuciones isotrópicas de R_d mediante simulación Monte Carlo.
5. Se evalúan los radios de correlación R_d para la muestra de datos detectados.
6. Usando la distribución de R_d se calculan las probabilidades de manera independiente al posicionar los respectivos parámetros R_d de la muestra de datos con sus correspondientes histogramas de los cuales las significancias resultan de calcular las áreas en donde cortan a las colas de las distribuciones. Estos valores miden que tanto la muestra de datos detectados son el producto de una configuración de las fuentes distribuidas isotrópicamente.

5.3. Los eventos del Auger

El Observatorio Auger entró en operación desde el 2004 y hasta el 2013 ha registrado 1209 eventos con energía mayor a 30 EeV, de estos tan solo 118 tienen energía mayor a 60 EeV, los parámetros de los eventos obtenidos se han modificado de versiones anteriores debido al mejoramiento en la reconstrucción.

La figura 5.3 muestra los 118 eventos de energía mayor a 60 EeV, El radio de los eventos es proporcional a la energía de los mismos. Se muestran también los NAGs con $Z > 0.04$, el radio de los círculos es inversamente proporcional al cuadrado de Z .

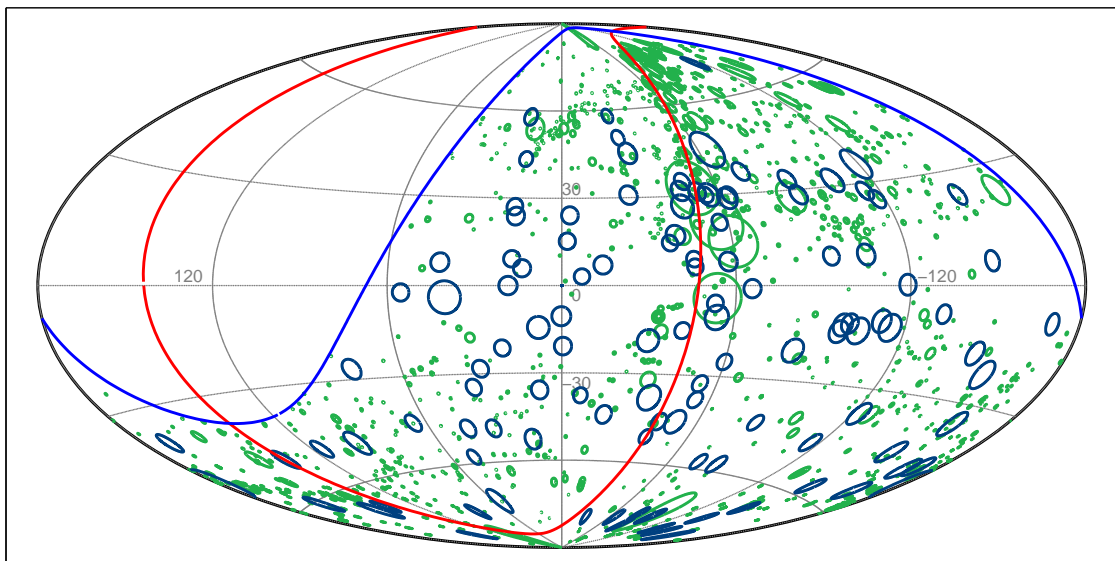


FIGURA 5.3: Proyección de Aitoff de los 118 eventos con $E > 60$ EeV detectados en el observatorio Pierre Auger (azul), el radio del círculo es proporcional a la energía del evento. También se muestran los AGN's más cercanos con $Z < 0.040$ (verde), el radio es proporcional al inverso del cuadrado del corrimiento al rojo. La línea azul representa el límite de visión del Auger y la línea roja el plano supergaláctico.

Capítulo 6

Resultados

6.1. Significancia para los eventos del Auger

Calculamos los valores de R_d como vimos en el capítulo anterior para diferentes cortes en la energía de los rayos cósmicos y usando los núcleos activos de Galáxias como los posibles objetos astronómicos responsables de la aceleración de las partículas cargadas, se escribió el programa de significancia usando programación en python, y para obtener un rendimiento mayor en los tiempos de ejecución se optó por hacer la compilación en GPU usando la tarjeta gráfica NVIDIA Tesla® y se requirió la programación de $CUDA^{TM}$ en python (PyCUDA)¹.

Vemos en la figura 6.1 la significancia obtenida con nuestro modelo y se compara con la significancia binomial para un corte de energía de 60 EeV, se puede ver que el modelo binomial alcanza su P_{value} mínimo al rededor del evento 32 a partir de ahí este modelo presenta una tendencia de anticorrelación, mientras que con nuestro método el P_{value} tiene descensos pronunciados, estos son debido a que se encuentra correlación del evento con algunos objetos del catálogo.

La significancia total obtenida con los 118 eventos de energía mayor a 60 EeV es del orden de 10^{-4} , gracias a que este valor de significancia es bajo podemos decir que existe una de correlación directa de ciertos eventos con algún (o algunos) AGN.

En la tabla 6.1 se observan los 25 eventos de los 491 de $E > 40$ EeV con contribución fraccional mayor a 0.01, estos eventos se muestran como picos en la figura 6.2, de estos eventos 17 tienen energía mayor a 50 EeV y 10 son de energía superior a los 60 EeV, estos reaparecen en las figuras 6.3 y 6.4.

Vemos en la tabla 6.1 que los AGNs que tienen una mayor fracción de contribución R_d son Centauro A con 7 eventos correlacionados de los cuales 5 tienen energía que rebasa los 60 EeV, NGC 3738 con 4 eventos correlacionados, pero solo uno con $E > 60$ EeV, NGC 5253 con 3

¹ver Apéndice C para mas información de programación con CUDA y los tiempos de ejecución del programa.

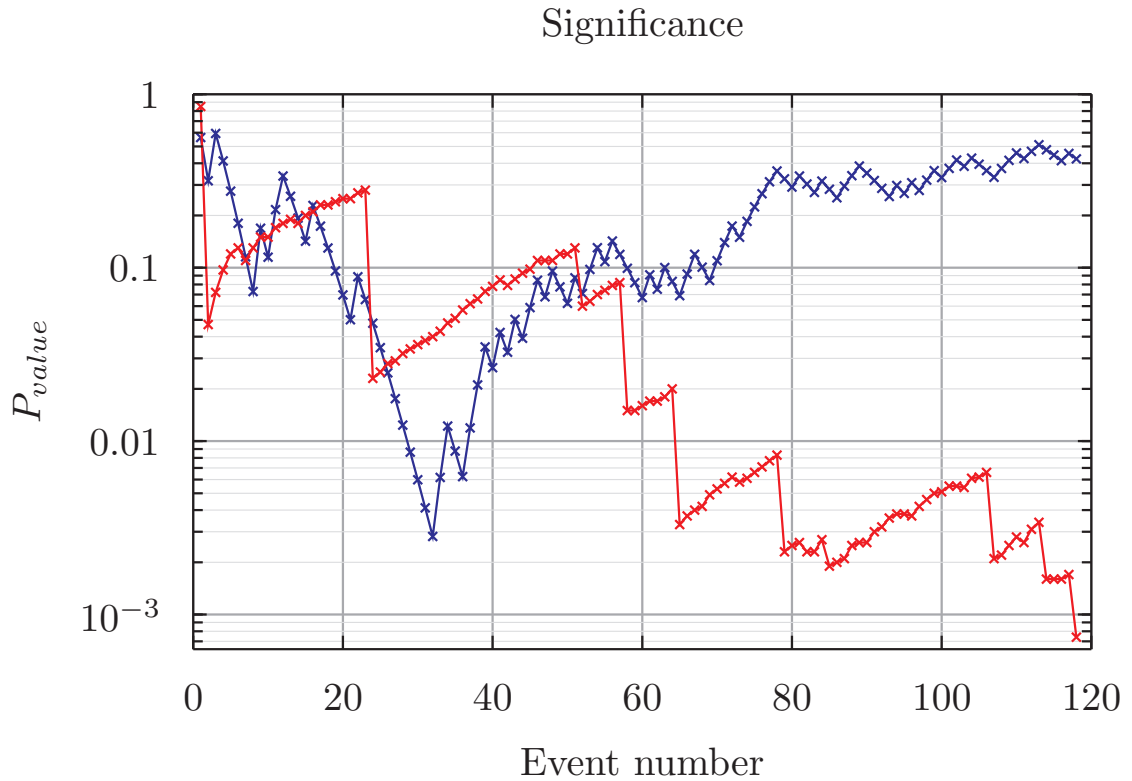


FIGURA 6.1: Significancia para cada evento observado del modelo binomial (línea azul) y significancia agregando peso a la distancia de los AGNs (línea roja).

eventos aunque con 2 de $E > 60$ EeV y NGC 625 con 2 correlacionados y una mayor a los 60 EeV.

TABLA 6.1: Se muestran los 25 eventos de los 491 con $E > 40$ EeV que tienen mayor contribución fraccional R_d con sus respectivos AGNs, de los cuales 17 son de $E > 50$ EeV y 10 con $E > 60$ EeV. Los AGNs que más aparecen son Centauro A, NGC 3738 y NGC 5253

ID	E (EeV)	Lat	Lon	R_d	P_{value}	AGN
5	88.73	309.63	27.70	1.43e-02	1.1e-01	Cen A
18	55.09	307.21	13.96	4.38e-02	2.4e-02	M 82
69	58.94	308.95	17.04	4.89e-02	6.6e-02	NGC 3738
79	48.27	307.56	24.53	1.20e-02	6.9e-02	NGC 3738
82	52.02	301.46	80.30	1.18e-02	5.3e-02	NGC 404
89	62.77	308.54	19.20	5.46e-02	1.2e-02	NGC 3738
143	44.20	285.11	-69.94	1.37e-02	5.5e-02	NGC 5253
191	77.17	319.10	29.16	2.37e-02	1.2e-01	Cen A
192	45.70	130.51	-85.04	3.82e-02	5.5e-02	NGC 253
207	69.75	313.33	28.87	4.46e-02	2.9e-02	Cen A
228	78.79	272.66	-74.41	4.40e-02	1.7e-02	NGC 5253
242	40.92	276.03	69.26	1.18e-02	2.0e-02	SDSS J07596+1914
253	50.41	307.99	9.52	1.37e-02	1.9e-02	M 82

Sigue en la página siguiente.

ID	E (EeV)	Lat	Lon	R_d	P_{value}	AGN
262	55.54	317.94	33.57	1.89e-02	1.3e-02	Cen A
276	51.00	315.97	33.57	2.65e-02	8.6e-03	Cen A
277	43.74	295.18	70.32	2.00e-02	5.8e-03	SDSS J08132+4559
315	63.58	311.97	-5.38	3.34e-02	4.5e-03	NGC 625
343	70.73	278.17	26.70	1.05e-02	7.8e-03	NGC 4945
419	65.35	317.50	32.11	3.18e-02	2.6e-02	Cen A
447	61.28	287.22	-74.05	2.08e-02	3.0e-02	NGC 5253
448	51.90	289.87	69.37	2.04e-02	2.0e-02	SDSS J08132+4559
449	44.52	308.08	-7.23	1.15e-02	1.7e-02	NGC 625
472	44.34	309.82	21.48	4.27e-02	1.1e-02	NGC 3738
478	49.56	319.99	-87.12	2.33e-02	7.6e-03	NGC 253
483	61.46	310.70	27.77	2.08e-02	5.5e-03	Cen A

Mostramos en la figura 6.5 un acercamiento a la región de Centauro A, NGC 5253 y NGC 4945, estos AGNs son los que tienen los eventos con mayor contribución a la probabilidad, aunque se ha pensado que el único AGN que produce los rayos cósmicos que se encuentran en esa región es Centauro A, sin embargo vemos que no se puede descartar la idea de que los demás AGNs vecinos puedan ser fuentes importantes de rayos cósmicos.

6.2. Significancia usando corrección por campos magnéticos

Usamos los modelos descritos en la sección 3 con el programa de CRT para encontrar la desviación de los rayos cósmicos de alta energía y calculamos la significancia con las nuevas coordenadas que produce cada modelo de campo magnético galáctico. Vemos en los histogramas de la figura 6.6 que los modelos que presentan más desviación para los 1209 eventos colectados por el Observatorio Auger son los modelos de Stanev (ASS y BSS) mientras que el modelo que no genera gran desviación es el modelo toroidal.

Se compara la significancia del modelo sin corrección por campos magnéticos con la significancia que se tiene al usar la desviación que produciría la presencia de un campo magnético galáctico en la dirección de llegada de los rayos cósmicos con los diferentes modelos mencionados, usando el método visto en la sección anterior vemos en la figura 7.1 que los modelos que presentan mejor correlación con los AGNs son los modelos de Sun 2008 y el modelo toroidal, mientras que el modelo dipolar es el que tiene una peor significancia, otros modelos como el de Jansson-Farrar, también presentan una correlación más baja comparada con los datos sin corregir.

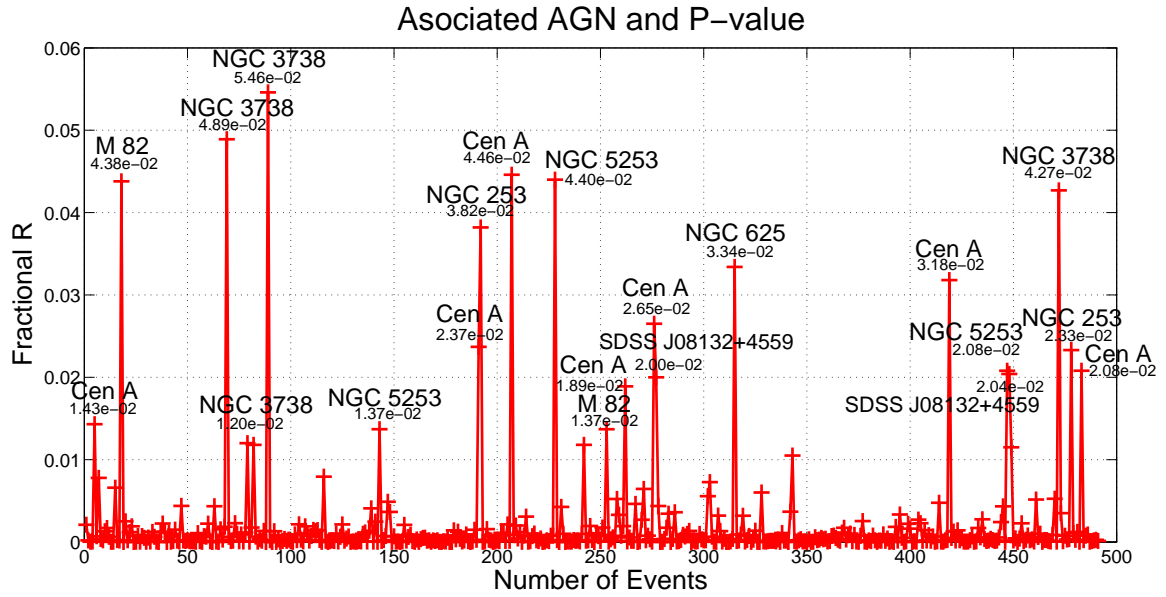


FIGURA 6.2: Los 491 eventos con $E > 40$ EeV, los picos muestran la razón Rd de los AGNs que tienen mayor contribución a la significancia

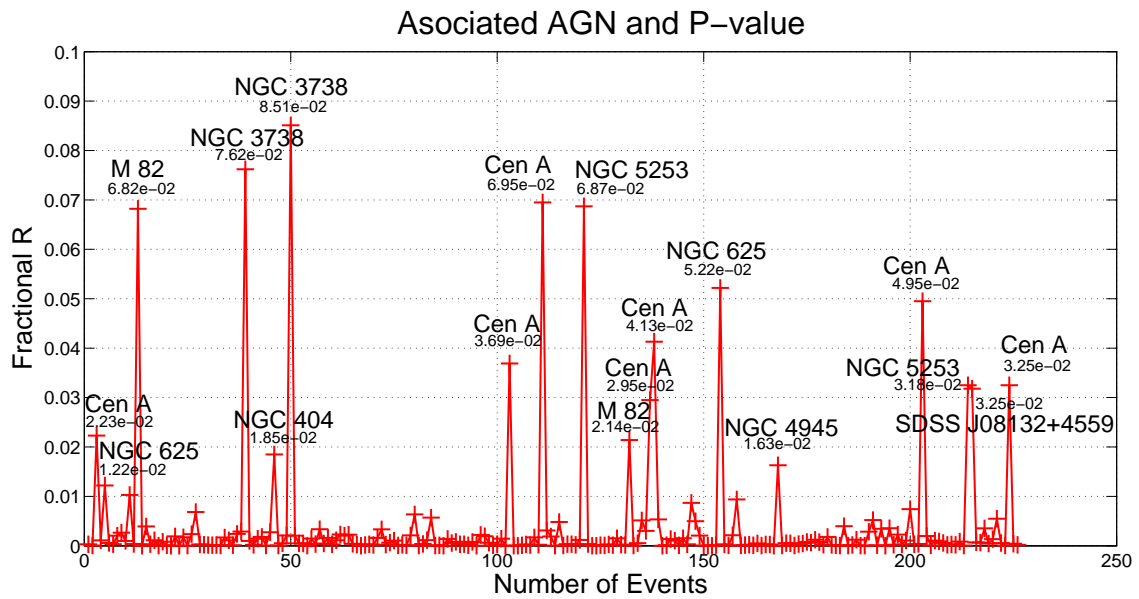


FIGURA 6.3: Los 228 eventos con $E > 50$ EeV, los picos muestran la razón Rd de los AGNs que tienen mayor contribución a la significancia

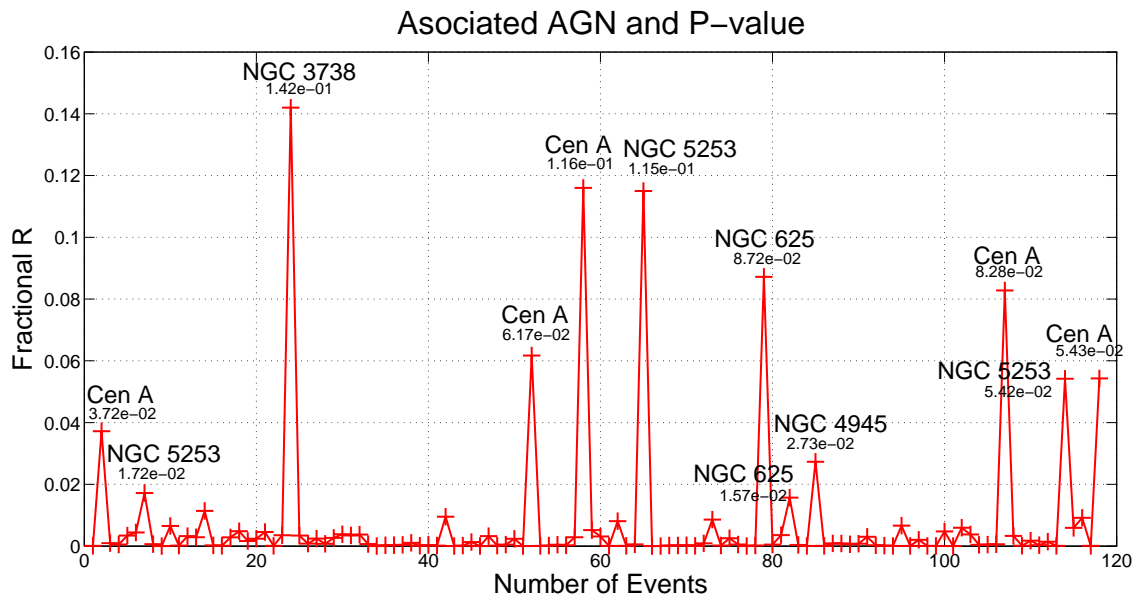


FIGURA 6.4: Los 118 eventos con $E > 60$ EeV, los picos muestran la razón Rd de los AGNs que tienen mayor contribución a la significancia

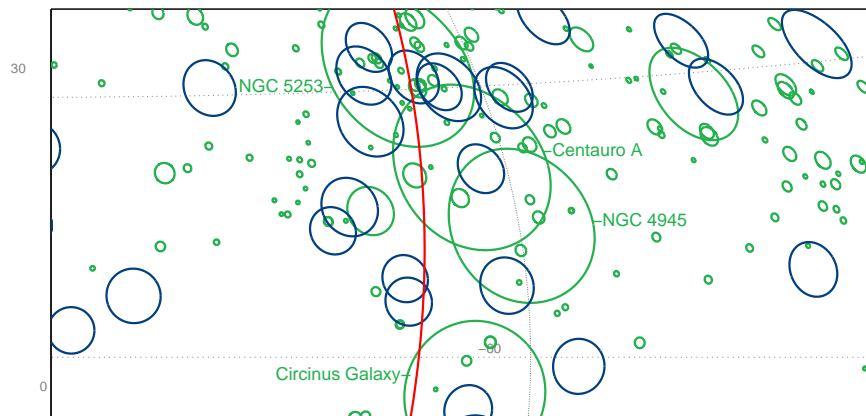


FIGURA 6.5: Acercamiento a la región de Centauro A

En el caso de los modelos de Sun2008 y el modelo Toroidal se puede ver de las figuras 4.2 que son campos magnéticos que no producen gran desviación, en el caso del campo de Jansson-Farrar, los autores diseñaron este modelo con la finalidad de que Centauro A sea la fuente de los rayos cósmicos ultraenergéticos y tenga la mayor cantidad de eventos correlacionados como se menciona en la referencia [35].

En los casos de las espirales ASS y BSS de Stanev y de HMR, los modelos de espiral bisimétrica son los que tienen significancia más baja que los modelos de simetría axial en ambos casos.

Por ahora ningún modelo cumple satisfactoriamente en la mejora de la correlación como se esperaba, podemos pensar que los campos magnéticos aleatorios y los campos magnéticos extragalácticos tienen una importancia mayor en la desviación de los rayos cósmicos o que los campos

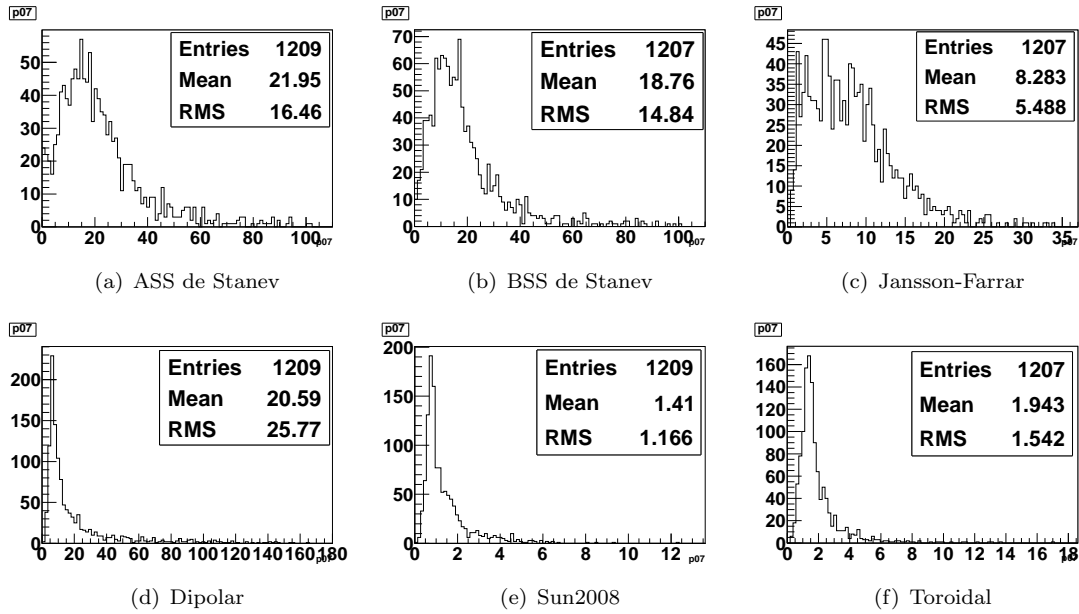


FIGURA 6.6: Histogramas que muestran la desviación que produce cada modelo en los eventos de energía mayor a 30 EeV.

son más débiles y no deberían desviar tanto los rayos cósmicos ultraenergéticos, también no se descarta que las fuentes de estas partículas ultraenergéticas no sean precisamente los AGNs y tengamos que buscar en otros objetos astronómicos.

6.3. Significancia usando núcleos de hierro

El análisis anterior se hizo para rayos cósmicos que solo son protones, para el caso de núcleos pesados, en este caso hierro, tenemos que la longitud de pérdidas para un núcleo de Fe de 10^{20} eV es de 500 Mpc, entonces podemos recibir en la Tierra un núcleo de Fe que se inició muchos cientos de Mpc de distancia. Esto se debe a que la longitud de interacción correspondiente es más pequeña en un orden de magnitud y después de cada interacción el núcleo se vuelve más y más ligero y junto con esto la longitud de interacción con pérdidas por foto-desintegración se vuelve cada vez más y más corta.

El programa CRT nos permite hacer la reconstrucción de la trayectoria de un rayo cósmico si este fuera un núcleo de hierro, en la figura 6.8 se muestra la significancia para los diferentes modelos usados de campos magnéticos, se observa que ningún modelo mejora la correlación con los núcleos activos de Galaxias, es de esperarse que la desviación que produce el campo magnético en un núcleo de hierro es mayor que en los protones.

El modelo de Stanev de espiral con simetría axial parece tener un par de eventos donde la significancia baja de forma importante. Es posible que los eventos detectados por el Auger pudieran ser una mezcla de protones y núcleos de hierro.

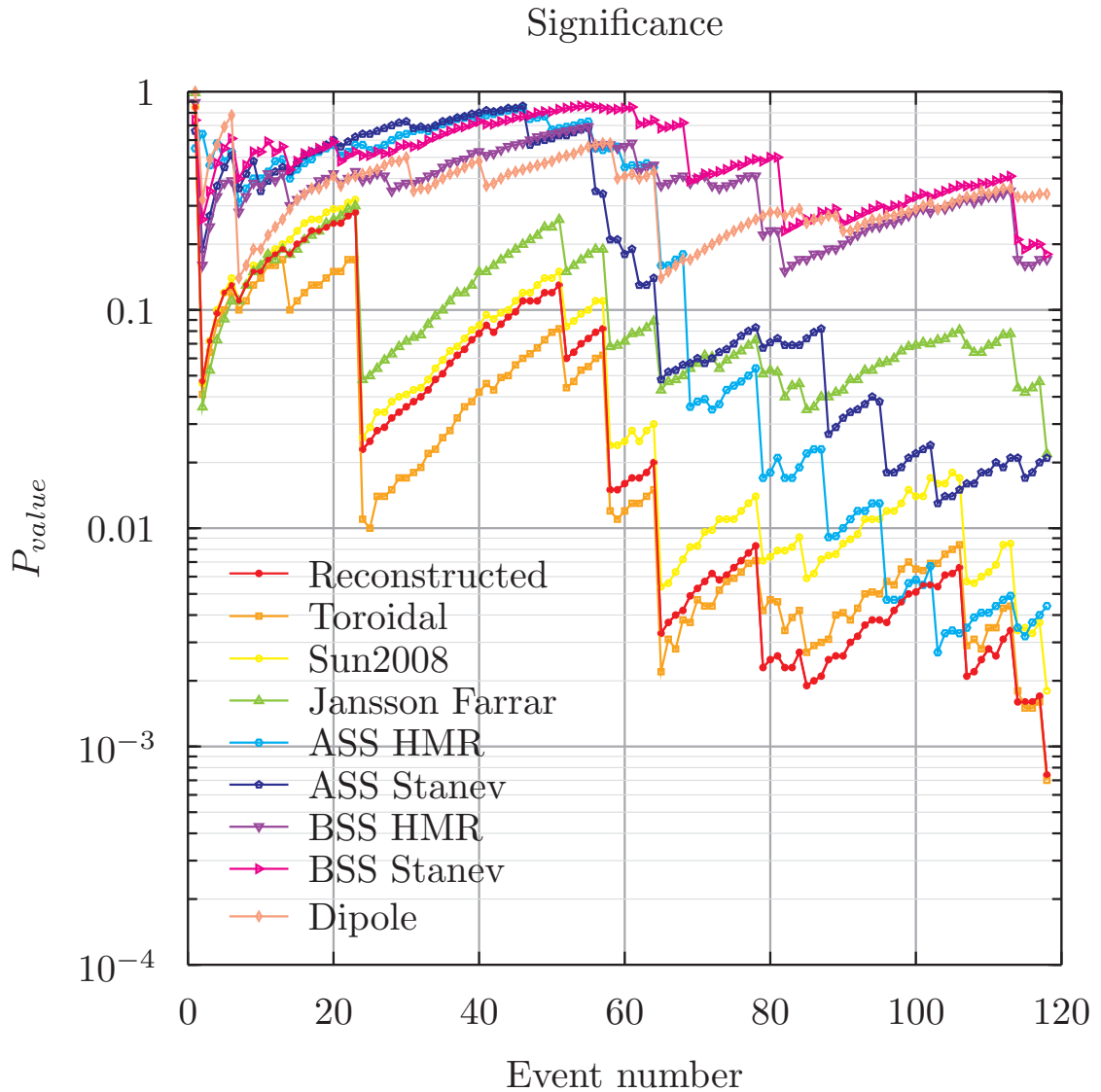


FIGURA 6.7: Significancia de los 118 eventos con $E > 60$ EeV, se muestra en línea azul los eventos sin sufrir corrección debida a un campo magnético y con seis modelos diferentes de campo magnético: Espiral Bisimétrica (línea roja) y de simetría axial (línea amarilla) de Stanev, el modelo de Jansson-Farrar (línea verde), el modelo dipolar (línea naranja), el toroidal (línea morada) y el de Sun et al. (línea azul claro)

6.4. Correlación con galaxias del catálogo 2MRS

Los AGNs son de los principales objetos astronómicos candidatos para ser responsables de la aceleración de los rayos cósmicos de ultra-alta energía, sin embargo, aún no se tiene una evidencia clara de que estos produzcan los rayos cósmicos que han sido detectados en el observatorio Pierre Auger. Extendemos el análisis con galaxias normales obtenidas por el catálogo 2MRS². Presentamos la significancia obtenida en la figura A.1, nuestra hipótesis nula se basó en que los eventos detectados provenían de forma isotrópica del espacio, observamos que con los catálogos de NAGs obteníamos una significancia baja, ahora con el catálogo de galaxias vemos que no se tiene una correlación significativa con ningún objeto del catálogo.

²Ver detalles del catálogo en el apéndice A

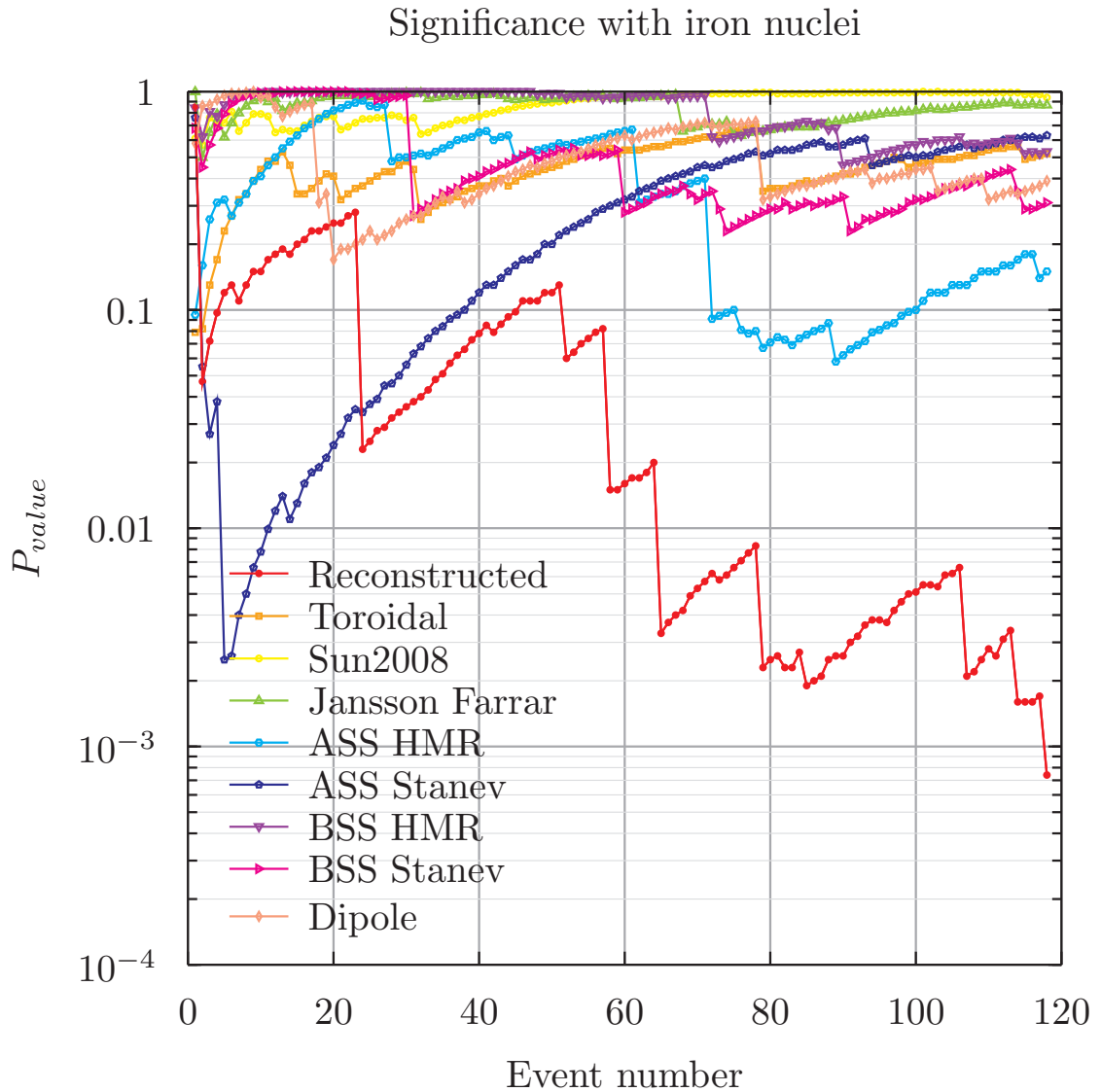


FIGURA 6.8: Significancia de los 118 eventos con $E > 60$ EeV usando núcleos de hierro, se muestra la desviación con diferentes modelos de campos magnéticos

Esto puede ser una prueba de que hay anisotropía en la dirección de llegada en los eventos detectados de energía mayor a 50 EeV y que son los AGN responsables (en parte) de la aceleración de los rayos cósmicos.

La figura 6.10 muestra las 4291 galaxias más cercanas con $Z < 0.012$ del catálogo 2MRS y los AGNs de los catálogos Veron-Cetty y Veron y Swift BAT con $Z < 0.018$ con círculos de radio del inverso cuadrado de las distancias, además de los 118 eventos más energéticos con $E > 60$ EeV y radios proporcionales a la energía.

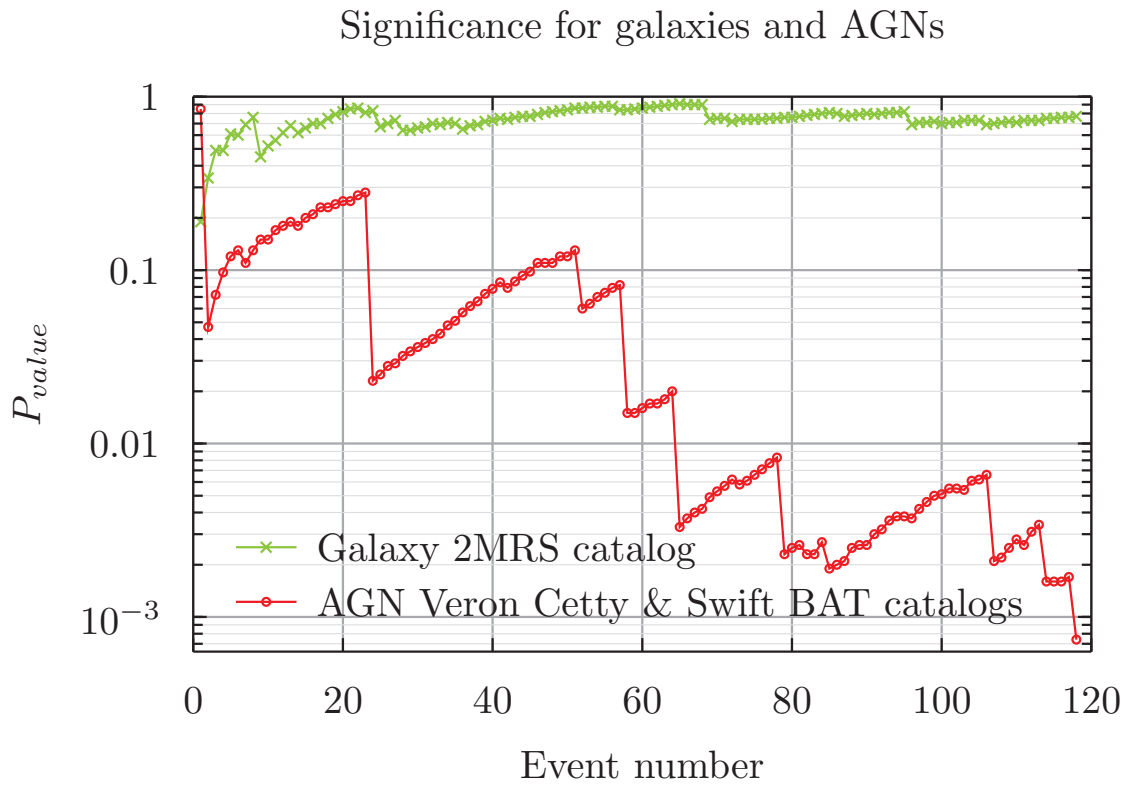


FIGURA 6.9: Contribuciones individuales de los eventos correlacionados a el valor total de R_d para los eventos con $E > 50$.

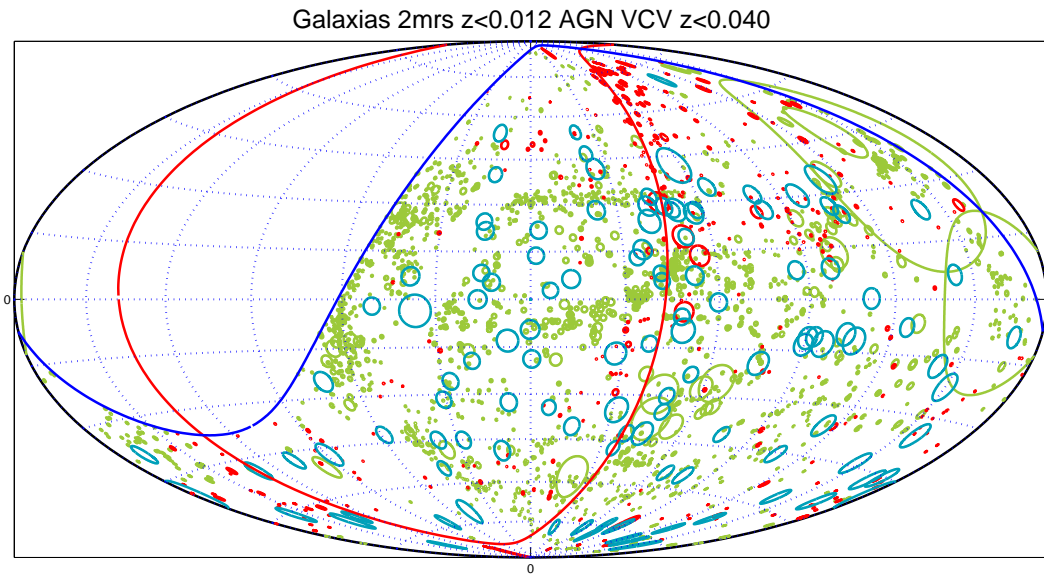


FIGURA 6.10: Se muestran las galaxias del catálogo 2MRS (círculos verdes) con $Z < 0.012$, los AGNs de catálogo Veron Cetty (rojo) con $Z < 0.018$ y los eventos del Auger con $E > 60$ EeV

Capítulo 7

Conclusiones

El método de correlación mostrado en la primera sección del capítulo 5 donde se suponen todos los NAGs equidistantes a la Tierra ha mostrado una clara tendencia de anticorrelación, con nuestro modelo en donde se opta por tomar los NAGs como el inverso del cuadrado de la distancia que separa las fuentes de la tierra ha dado mejores resultados.

Los 118 eventos de más alta energía se muestran en la tabla 7.1 con sus respectivas razones de contribución a la significancia y sus AGNs. Centauro A parece ser un candidato ideal para la producción de rayos cósmicos ultra-energéticos, entre otros AGNs candidatos esta NGC 5253 y NGC 4945 que por encontrarse en la vecindad de Centauro A se puede pensar que los eventos que tienen mayor correlación con ellos en realidad pertenecen a Centauro A, sin embargo no se pueden desasociar estos eventos con los AGNs mencionados.

En nuestro modelo de correlación se propuso que la fracción de contribución a la probabilidad esté pesada por el inverso del cuadrado de la distancia a los objetos de los catálogos Veron Cetty-Verón y Swift Bat, esto motivado por el hecho de que los rayos cósmicos más energéticos de las fuentes mas cercanas tienen mayor probabilidad de impactar con la Tierra que los rayos de los objetos más lejanos, así su ángulo sólido incrementa proporcional al área de una esfera. En la figura mostramos lo que ocurre si tomamos pesos proporcionales a $1/r$, $1/r^2$, $1/r^3$ y $1/r^4$,

El uso de modelos de campo magnético galáctico en la desviación de los rayos cósmicos no nos ha dejado una aportación satisfactoria en la mejora de la correlación con los núcleos activos de galaxias. El modelo toroidal parece ser el único modelo de los que se consideran en este trabajo que tiene la significancia más baja que los eventos reconstruidos sin corrección.

Al considerar los rayos cósmicos detectados por el observatorio Auger como núcleos de hierro se tiene una tendencia de anticorrelación, es de esperarse que los núcleos de hierro hayan tenido una desviación producida por los campos magnéticos mucho mayor que la desviación de protones.

Significance with different weights

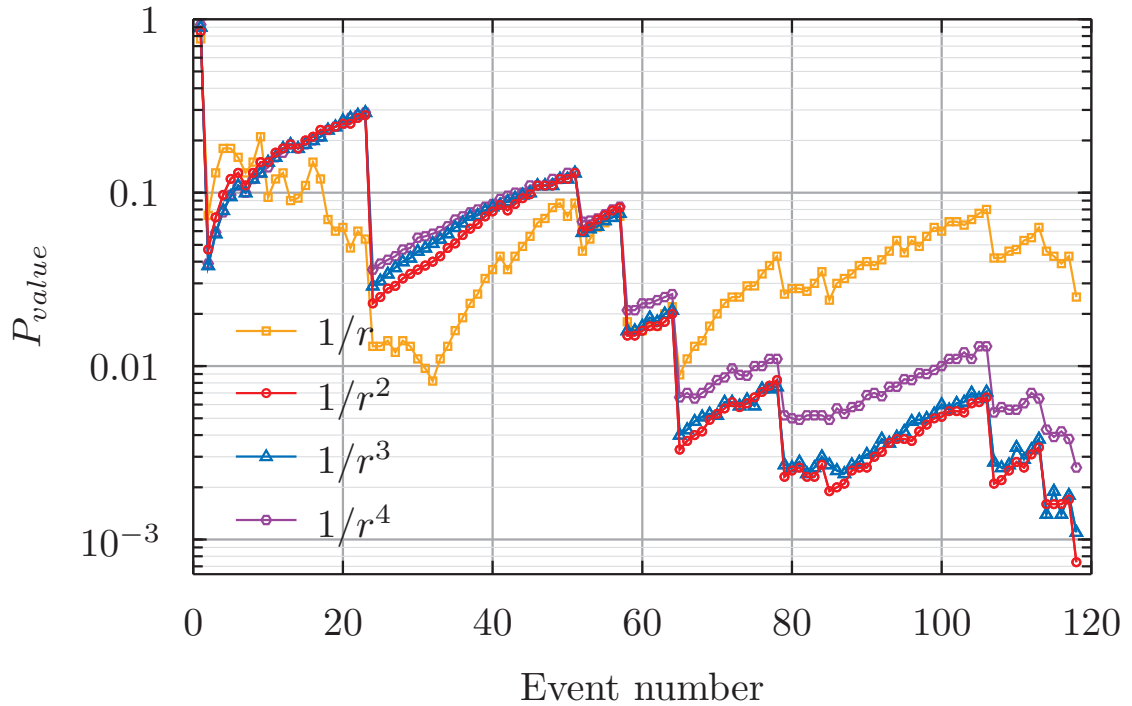


FIGURA 7.1: Significancia de los 118 eventos con $E > 60$ EeV se muestra la significancia para diferentes pesos por distancia $1/r$, $1/r^2$, $1/r^3$ y $1/r^4$

TABLA 7.1: Los 118 eventos de más alta energía con sus direcciones reconstruidas y sus respectivas razones de contribución a la significancia y los AGNs correlacionados.

ID	Fecha	E (EeV)	Lat	Lon	R_d	P_{value}	AGN
1	040505	64.13	15.58	8.28	8.29e-05	8.5e-01	ESO 025-
2	040521	88.73	309.63	27.70	3.72e-02	4.7e-02	Cen A
3	041020	62.15	321.64	-13.76	9.55e-04	7.2e-02	NGC 3627
4	041124	63.57	41.85	-54.47	5.39e-04	9.7e-02	ESO 338-G17
5	041204	86.63	332.33	-16.96	3.41e-03	1.2e-01	NGC 3627
6	041208	61.21	325.74	13.02	4.43e-03	1.3e-01	NGC 4625
7	050223	75.53	284.62	-78.65	1.72e-02	1.1e-01	NGC 5253
8	050304	67.81	58.84	-42.34	6.27e-04	1.3e-01	MCG -06.28.025
9	050504	662.93	345.21	-4.42	1.16e-07	1.5e-01	UM 319
10	050705	115.40	179.42	-49.47	6.53e-03	1.5e-01	NGC 4594
11	051103	80.12	256.27	-9.94	1.51e-04	1.7e-01	IRAS 09026-3817
12	060105	84.28	138.22	-66.74	3.22e-03	1.8e-01	NGC 2787
13	060205	74.53	193.99	-46.80	2.88e-03	1.9e-01	NGC 6764
14	060323	71.57	307.68	7.25	1.14e-02	1.8e-01	M 82
15	060518	65.76	15.58	24.55	2.29e-04	2.0e-01	NGC 5995
16	060522	70.46	267.06	-10.84	8.01e-05	2.1e-01	ESO 215-G?14
17	060705	91.60	88.78	-47.23	2.82e-03	2.3e-01	NGC 3504

Sigue en la página siguiente.

ID	Fecha	E (EeV)	Lat	Lon	R_d	P_{value}	AGN
18	061024	69.35	189.22	-45.36	4.83e-03	2.3e-01	NGC 7213
19	061109	81.39	202.96	-34.81	1.66e-03	2.4e-01	ESO 443-G17
20	061216	61.93	353.34	-34.46	2.39e-03	2.5e-01	MESSIER 058
21	070114	142.71	302.72	41.92	4.59e-03	2.5e-01	NGC 4143
22	070210	94.84	252.83	-11.72	1.08e-04	2.7e-01	KISSB 113
23	070228	68.82	321.73	-42.58	3.51e-03	2.8e-01	NGC 4725
24	070311	62.77	308.54	19.20	1.42e-01	2.3e-02	NGC 3738
25	070326	63.90	250.67	24.10	3.42e-03	2.5e-02	ESO 540-G14
26	070416	70.65	129.79	-48.81	8.17e-04	2.8e-02	NGC 4736
27	070525	73.61	195.83	-54.48	2.43e-03	2.9e-02	NGC 7378
28	070705	61.52	318.28	5.68	7.57e-04	3.2e-02	UGC 11221B
29	070713	85.04	12.28	-48.95	2.67e-03	3.4e-02	NGC 3254
30	070809	61.12	338.51	54.28	3.84e-03	3.6e-02	KAZ 69
31	070815	63.65	302.58	27.49	3.44e-03	3.8e-02	NGC 3259
32	070822	70.30	294.73	34.54	3.75e-03	4.0e-02	NGC 4143
33	070824	63.10	234.76	-7.58	6.71e-04	4.3e-02	NGC 7314
34	071008	65.90	50.27	-2.07	5.34e-06	4.8e-02	NPM1G-10.0425
35	071014	996.43	353.24	30.28	2.77e-04	5.1e-02	NGC 6915
36	071022	71.35	37.98	-44.85	3.01e-04	5.7e-02	SDSS J17303+5936
37	071210	89.10	209.84	-22.32	4.13e-04	6.2e-02	NGC 4383
38	071211	74.11	344.01	-40.64	1.08e-03	6.6e-02	NGC 7743
39	080113	64.48	358.24	13.75	1.14e-04	7.3e-02	IGR J07565-4139
40	080118	112.80	47.28	-70.32	3.34e-04	7.8e-02	SDSS J13063-0140
41	080206	69.08	300.31	-0.92	1.61e-04	8.5e-02	NGC 625
42	080328	75.82	323.65	15.46	9.52e-03	7.9e-02	NGC 4625
43	080427	65.26	216.97	6.24	2.46e-05	8.6e-02	NGC 4206
44	080921	92.93	263.63	-12.85	1.59e-04	9.3e-02	ESO 215-G?14
45	080923	61.57	324.61	-47.70	1.31e-03	9.8e-02	NGC 4725
46	080925	125.82	36.50	-3.56	1.33e-05	1.1e-01	NGC 1713
47	081023	64.00	136.80	-79.62	3.25e-03	1.1e-01	NGC 253
48	081118	64.13	292.97	-54.88	1.71e-04	1.1e-01	NGC 5077
49	081124	66.24	219.19	23.43	4.72e-04	1.2e-01	Q 1110+4747
50	081124	72.54	157.53	-60.99	2.38e-03	1.2e-01	NGC 5990
51	081202	71.31	16.64	0.004	2.72e-05	1.3e-01	MARK 266NE
52	081227	77.17	319.10	29.16	6.17e-02	6.0e-02	Cen A
53	090108	69.45	359.61	-18.81	4.00e-05	6.4e-02	NGC 1667
54	090130	67.22	27.27	-25.78	1.76e-04	7.0e-02	MCG -01-13-025
55	090201	73.72	76.08	-73.24	4.67e-04	7.4e-02	2MASX J20183871+4041003
56	090204	60.79	305.83	-23.15	2.64e-04	7.9e-02	NGC 3185
57	090209	65.56	253.42	26.59	2.86e-03	8.2e-02	ESO 540-G14
58	090221	69.75	313.33	28.87	1.16e-01	1.5e-02	Cen A
59	090315	79.73	303.69	26.45	5.20e-03	1.5e-02	NGC 3738

Sigue en la página siguiente.

ID	Fecha	E (EeV)	Lat	Lon	R_d	P_{value}	AGN
60	090319	67.02	225.85	-77.52	3.13e-03	1.6e-02	NGC 5273
61	090319	80.22	269.31	-11.28	4.11e-05	1.7e-02	ESO 215-G?14
62	090322	69.25	279.35	31.44	8.06e-03	1.7e-02	NGC 4945
63	090322	70.78	347.19	6.36	9.10e-05	1.8e-02	NGC 3894
64	090508	77.07	212.28	-44.12	5.58e-04	2.0e-02	Q 1515+0205
65	090613	78.79	272.66	-74.41	1.15e-01	3.3e-03	NGC 5253
66	090622	74.21	0.14	-9.49	1.11e-05	3.7e-03	UM 319
67	090711	64.06	19.22	-19.34	2.46e-05	4.0e-03	NGC 7808
68	090711	66.31	273.87	8.50	2.10e-04	4.2e-03	ESO 509-
69	090807	64.48	311.86	-30.10	2.02e-04	4.9e-03	NVSS J22559-1222
70	090920	63.63	219.88	-56.56	2.87e-04	5.3e-03	Q 0956+4751
71	091010	62.10	168.66	-38.70	1.06e-04	5.7e-03	MCG -01-24-012
72	091015	60.38	318.50	8.04	8.82e-04	6.2e-03	NGC 4625
73	091021	91.30	319.71	24.31	8.60e-03	5.8e-03	Cen A
74	100314	71.81	38.11	7.15	1.99e-04	6.1e-03	NPM1G-10.0425
75	100501	87.02	283.87	-19.15	2.55e-03	6.6e-03	NGC 5866
76	100528	75.48	217.86	-17.30	5.13e-04	7.1e-03	NGC 4383
77	100815	76.24	71.30	-24.92	1.01e-05	7.7e-03	MARK 10
78	100817	66.35	30.84	-31.65	2.09e-04	8.3e-03	ESO 328-IG36
79	100823	63.58	311.97	-5.38	8.72e-02	2.3e-03	NGC 625
80	100826	74.27	337.25	28.13	4.92e-04	2.5e-03	NGC 5631
81	101005	77.35	304.26	-76.41	3.57e-03	2.6e-03	NGC 5253
82	101011	93.57	311.16	-9.65	1.57e-02	2.3e-03	NGC 625
83	101108	66.63	252.57	-45.51	3.68e-04	2.3e-03	F 182
84	101117	71.86	248.57	0.22	5.73e-05	2.7e-03	GSC 6936
85	101231	70.73	278.17	26.70	2.73e-02	1.9e-03	NGC 4945
86	110119	66.98	12.33	5.35	8.33e-05	2.0e-03	MARK 266NE
87	110127	106.17	249.03	34.21	8.85e-04	2.1e-03	NGC 4036
88	110207	61.01	231.86	-71.51	8.54e-04	2.5e-03	Q 0956+4751
89	110215	63.49	336.64	46.82	5.97e-04	2.6e-03	NVSS J11501-0402
90	110219	62.52	13.49	39.89	7.59e-04	2.6e-03	MCG -02.25.025
91	110414	85.89	334.46	41.63	3.00e-03	3.0e-03	NGC 1566
92	110425	66.58	107.13	-47.68	2.71e-04	3.2e-03	NGC 3642
93	110430	70.50	14.98	21.58	1.73e-04	3.6e-03	NGC 5995
94	110430	63.38	191.71	-8.93	4.05e-05	3.8e-03	NGC 7672
95	110512	60.67	225.44	-66.08	6.63e-03	3.8e-03	Q 0956+4751
96	110516	64.36	311.41	-35.18	3.95e-05	3.7e-03	NVSS J22559-1222
97	110530	85.53	262.81	30.26	2.04e-03	4.2e-03	SDSS J09176+5259
98	110722	79.87	270.22	-13.20	3.87e-05	4.6e-03	ESO 215-G?14
99	110803	68.32	357.33	21.83	4.92e-05	5.0e-03	IGR J07565-4139
100	110809	74.69	261.97	8.76	4.76e-03	5.1e-03	NGC 3310
101	110910	86.25	7.39	-12.99	4.07e-06	5.5e-03	MCG +06-16-028

Sigue en la página siguiente.

ID	Fecha	E (EeV)	Lat	Lon	R_d	P_{value}	AGN
102	111022	79.37	245.48	-35.99	5.95e-03	5.5e-03	NGC 4826
103	111106	65.18	239.53	-77.35	3.78e-03	5.4e-03	NGC 5273
104	111113	73.83	334.19	-77.02	4.22e-04	6.1e-03	NGC 4550
105	111226	73.31	7.80	-32.72	5.02e-04	6.2e-03	Q J0641-5119
106	111228	94.13	315.31	-42.46	6.12e-04	6.6e-03	NGC 4725
107	111230	65.35	317.50	32.11	8.28e-02	2.1e-03	Cen A
108	120112	60.40	129.18	-66.19	3.32e-03	2.2e-03	NGC 2685
109	120221	71.31	283.09	-55.19	1.39e-04	2.5e-03	NGC 5664
110	120321	101.38	328.49	-34.94	1.75e-03	2.8e-03	SDSS J12439+3210
111	120430	71.76	27.60	-45.09	3.25e-04	2.6e-03	MCG +10.12.112
112	120610	80.18	205.80	-77.68	1.42e-03	3.1e-03	NGC 5273
113	120702	60.35	353.73	2.78	8.30e-05	3.4e-03	Q 2258+0216A
114	120707	61.28	287.22	-74.05	5.42e-02	1.6e-03	NGC 5253
115	120729	63.82	254.69	69.30	5.92e-03	1.6e-03	SDSS J14023+5420
116	121127	73.87	14.40	54.11	9.15e-03	1.6e-03	Circinus Galaxy
117	130127	60.71	283.26	-41.32	9.67e-05	1.7e-03	SDSS J11161+4123
118	130128	61.46	310.70	27.77	5.43e-02	7.4e-04	Cen A

Apéndice A

Catálogos

- **Veron Cetty & Veron:** Este catálogo es una compilación de todos los AGN conocidos presentados de forma compacta y conveniente. Se trata de una actualización de las versiones anteriores, y al igual que en las ediciones anteriores, no hay información sobre las líneas de absorción de las propiedades de rayos X se dan, pero se dan magnitudes absolutas, asumiendo $H_0 = 71$ km/s/Mpc y $q_0 = 0$ (notar el cambio de la cosmología: Ho se supone que 50 km/s/Mpc en las ediciones anteriores). Cuando esté disponible, se da el flujo de radio 20 cm y 6 cm. La presente edición de este catálogo contiene los cuásares con desplazamientos al rojo de medida conocida con anterioridad al 1 de julio del 2009. Contiene 133.336 quásares, objetos BL Lac 1.374 y 34.231 galaxias activas (incluyendo 15.627 de Seyfert 1), casi duplicando el número que aparece en la 12^a edición.
- **Swift BAT:** Se presenta el resultado del análisis de los primeros 9 meses de datos de la encuesta MTD Swift de AGN en la banda de 14-195 keV. Utilizando los datos de rayos X de archivo o de seguimiento observaciones XRT Swift, hemos identificado 129 (103 AGN) de 130 objetos detectados en $|b| > 15^\circ$ y con una significancia $> 4.8\sigma$. Una fuente permanece sin identificar. Estos mismos datos de rayos X han permitido la medición de las propiedades de rayos X de los objetos. Nos ajustamos a la ley de potencia de distribución $\log N - \log S$ y hallar la pendiente de ser $1,42 \pm 0,14$. La caracterización de los datos de la función de luminosidad diferenciales como una ley de potencia roto, nos encontramos con un descanso de luminosidad $L_*(\text{ergs}^{-1}) = 43,85 \pm 0,26$, una ley de energía pendiente baja luminosidad $a = 0,84_{-0,22}^{+0,16}$, y una fuente de alta luminosidad ley pendiente $b = 2,55_{-0,30}^{+0,43}$, similar a los valores que se han reportado sobre la base de datos integral. Se obtiene un índice de fotones medio 1,98 en la banda 14 a 195 keV, con una difusión eficaz de 0,27. La integración de nuestra función de luminosidad da una densidad de volumen local de AGN por encima de 10^{41}ergs^{-1} de $2,4 \times 10 - 3 \text{Mpc}^{-3}$, que es aproximadamente 10% del total luminosa densidad local de galaxias por encima de $M_* = -19,75$. Hemos obtenido espectros de rayos X de la literatura y de Swift XRT observaciones de seguimiento. Estos muestran que la distribución de registro n_H es esencialmente plana de $n_H = 10^{20} \text{cm}^{-2}$ a 10^{24}cm^{-2} , con 50% de los objetos que tienen densidades de columna de menos de 10^{22}cm^{-2} . Las galaxias

BAT Seyfert tiene un corrimiento al rojo promedio de 0,03, una luminosidad máxima de registro de 45.1, y aproximadamente la mitad tienen registro $n_H > 22$.

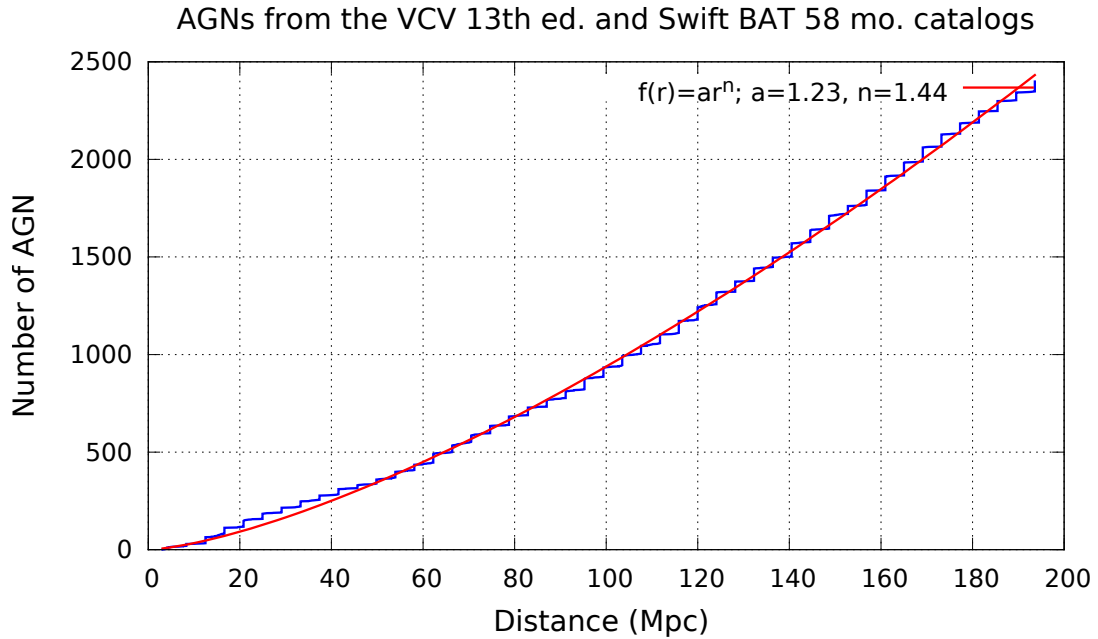


FIGURA A.1: Se muestran la cantidad de AGNs de los catálogos Verón Cetty Veron 13 edición y Swift BAT en relación a la distancia y el ajuste polinomial de los catálogos.

- **2MRS:** Se presentan los resultados del catálogo 2MASS Redshift (2MRS), un proyecto de diez años para cartografiar la distribución tridimensional de galaxias en el universo cercano. All-Sky Survey 2 El Micron (2MASS) se completó en 2003, y sus productos de datos, incluyendo un catálogo de fuentes extendida (XSC), están disponibles online. El XSC 2MASS contiene cerca de un millón de galaxias con $K_s < 13:05$ mag y es prácticamente completa y la mayor parte no afectados por la extinción interestelar y la confusión estelar a una latitud galáctica de $|b| > 5^\circ$ de galaxias brillantes. Longitudes de onda cercanas al infrarrojo son sensibles a las viejas poblaciones estelares que dominan masas de las galaxias, por lo que 2MASS un excelente punto de partida para estudiar la distribución de materia en el Universo cercano.

Apéndice B

Programa CRT

CRT es un programa para el seguimiento de los rayos cósmicos de ultra-alta energía a través de campos magnéticos sin tener en cuenta pérdidas de energía. El objetivo de la CRT es proporcionar a la comunidad un rápido seguimiento de código base magnética, mientras que ofrece a los usuarios un marco adaptable en la que se pueden añadir campos magnéticos arbitrarias, ideales para explorar los efectos de los campos en las trayectorias de los rayos cósmicos de energía ultra-alta. CRT cumple con el objetivo de computaiton mínimo usando un algoritmo de integración de Runge-Kutta de adaptación para resolver numéricamente las ecuaciones de movimiento de una placa de rayos cósmicos cargados arbitrariamente ultra-alta energía a través de un campo magnético arbitrario. CRT fue escrita por Brian Baughman y Michael Sutherland, mientras que en la Universidad Estatal de Ohio.

La herramienta numérica CRT está escrito en C++ y tiene sólo una única dependencia de las bibliotecas de generación de números aleatorios GSL. CRT es capaz de hacer hacia adelante y hacia atrás del seguimiento de los rayos cósmicos de sus fuentes de inyección a un detector o al límite del campo magnético. Las opciones de línea de comandos establecen los parámetros globales de la ejecución del programa específico, como el estado de retroceso y tamaño detector. Las fuentes deseadas de inyección y modelos de campo magnético, así como sus valores de los parámetros, se especifican por el usuario en un archivo de configuración externo procesado ejecutadas por el programa. Las pérdidas de energía no se consideran durante la propagación.

La versión pública de CRT incorpora las descripciones de muchos modelos de campo magnético, pero está diseñado de forma modular de manera que el usuario puede escribir fácilmente e incluir modelos de campo adicionales, un rasgo central en su diseño. Es posible utilizar cualquier número y combinación de modelos escritos por el usuario por defecto y al mismo tiempo durante la ejecución del programa, el usuario especifica la configuración deseada en el archivo de configuración externo.

Es importante reiterar que el usuario tiene total libertad en la elección de los modelos de campo magnético para incluir durante la ejecución del programa. El usuario puede seleccionar cada modelo de campo mencionados anteriormente, o dos, o incluso ninguno, y en lugar de elegir a recompilar CRT con su propio código fuente. La creación de cualquier modelo de campo escrito

por el usuario simplemente requiere la construcción y especificando el modelo de campo de una manera similar a los modelos incluidos. La construcción puede ser tan simple como que se modifica la dependencia radial de la ecuación de la intensidad de campo de un modelo en espiral por defecto en particular o un usuario de la aplicación de un modelo de campo altamente complejo en el nuevo código fuente.

Apéndice C

Programación CUDA

La computación de la GPU es el uso de una GPU (unidad de procesamiento gráfico) junto con una CPU para acelerar las aplicaciones científicas y de ingeniería con fines generales. Resultado de los trabajos pioneros de NVIDIA hace cinco años, la computación de la GPU se ha convertido rápidamente en un estándar del sector, ha sido aprovechada por millones de usuarios en todo el mundo y la han adoptado prácticamente todos los proveedores de computación.

La combinación de la CPU + la GPU resulta muy poderosa debido a que las CPU consisten en algunos núcleos optimizados para el procesamiento en serie, mientras que las GPU se refieren a miles de núcleos más pequeños y más eficientes diseñados para el rendimiento paralelo. Las partes en serie del código se ejecutan en la CPU mientras que las partes paralelas se ejecutan en la GPU.

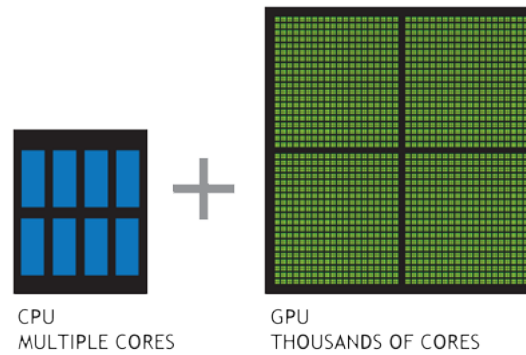
La computación de la GPU experimenta un crecimiento más acelerado que nunca. Actualmente, algunas de las supercomputadoras más rápidas del mundo confían en las GPU para hacer avanzar los descubrimientos científicos; 600 universidades en todo el mundo enseñan la computación paralela con las GPU NVIDIA; y cientos de miles de desarrolladores están usando activamente las GPU.

CUDAtm es una plataforma de computación en paralelo y modelo de programación que permite un aumento espectacular en rendimiento informático mediante el aprovechamiento de la energía de la unidad de procesamiento de gráficos (GPU).

Desde su introducción en 2006, CUDA ha sido ampliamente desplegado a través de miles de aplicaciones y publicado trabajos de investigación, con el apoyo de una base instalada de más de 300 millones de GPUs habilitadas con CUDA en portátiles, estaciones de trabajo, calcular los clusters y supercomputadores.

Los desarrolladores de software, científicos e investigadores pueden añadir soporte para la aceleración de GPU en sus propias aplicaciones utilizando uno de los tres métodos sencillos:

- Caída en una biblioteca acelerada de la GPU para reemplazar o aumentar apenas la CPU, tales como bibliotecas MKL BLAS, IPP, FFTW y otras bibliotecas ampliamente utilizadas.



- Paralelizar automáticamente los bucles en Fortran o código C utilizando directivas OpenACC para aceleradores.
- Desarrollar algoritmos paralelos personalizadas y bibliotecas utilizando un lenguaje de programación conocido como C, C++, C#, Fortran, Java, Python, etc.

Todas las GPU NVIDIA (GeForce®, Quadro® y Tesla®) admiten la computación de la GPU y el modelo de programación paralela CUDA®.

En este trabajo se desarrolló el programa con el método visto en el capítulo 5 usando como lenguaje de programación Python, se realizó un total de 42 gráficas donde para cada punto en la gráfica se simularon $131072 \times Noevento$ con el método de Monte Carlo, el tiempo total de ejecución para una gráfica de 118 eventos fue aproximadamente 14 horas y 58 minutos.

Se optó por considerar la ejecución del programa en el procesador gráfico NVIDIA Tesla 1207, con el lenguaje de programación de versión PyCUDA, el tiempo total de ejecución para un gráfico de 118 eventos resulto ser de solamente 11 minutos y 36 segundos, la figura C.1 muestra una clara diferencia entre los tiempos de computación de un CPU contra el método más eficiente de computación en procesador gráfico GPU

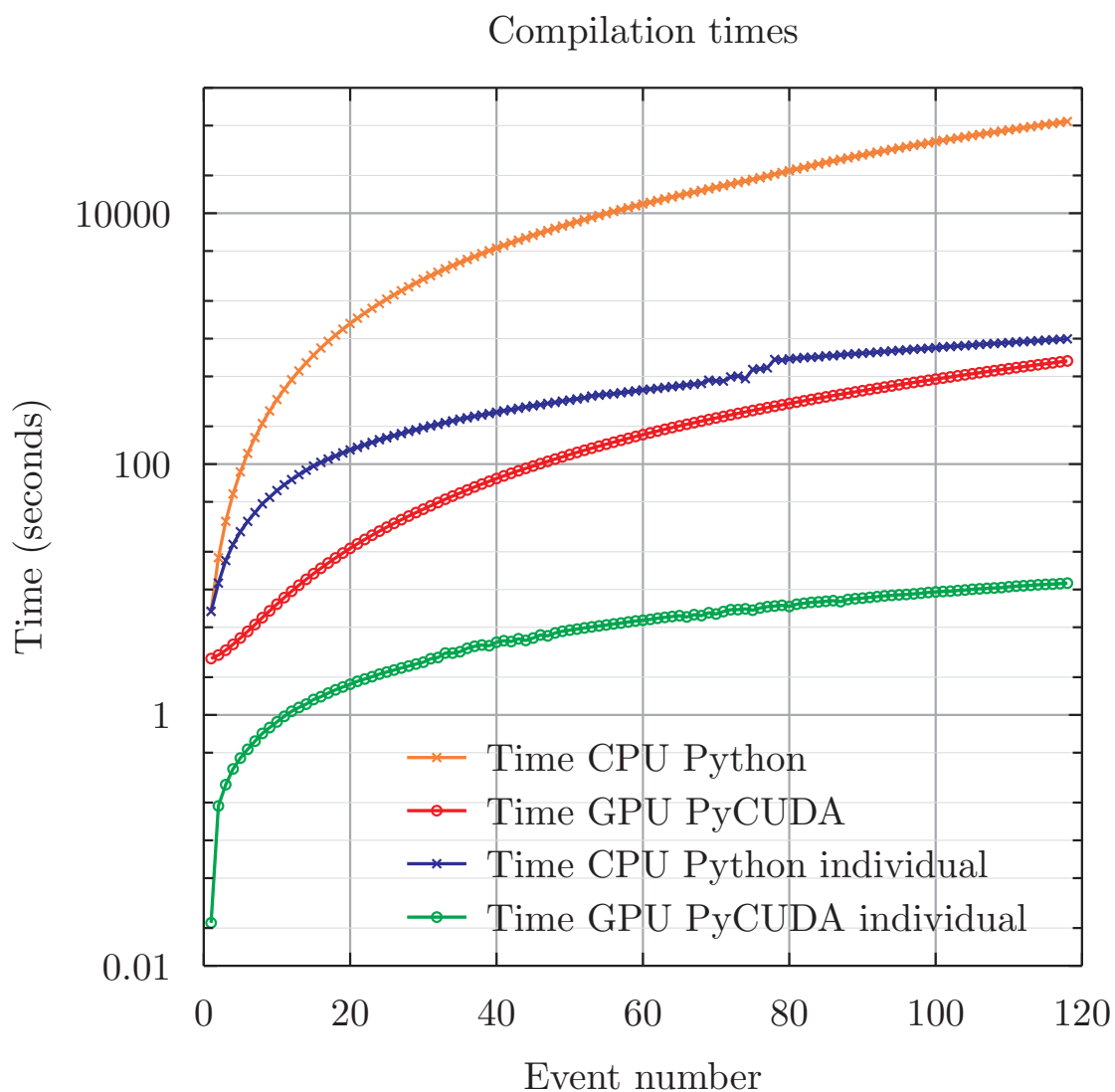


FIGURA C.1: Las líneas naranja y roja muestran los tiempos de compilación total en segundos para GPU (PyCUDA) y CPU (Python) respectivamente. Las líneas verde y azul muestra el tiempo en segundos de compilación para cada evento, con GPU y CPU respectivamente.

Bibliografía

- [1] V. F. Hess. *Phys. Z.*, 13(1084).
- [2] C. D. Anderson. The Positive Electron. *Phys. Rev.*, 43(6):491–494, 1933.
- [3] C. D. Anderson S. H. Neddermeyer. Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Phys. Rev.*, 51(884), 1937.
- [4] P. Auger et. al. Extensive Cosmic-Ray Showers. *Rev. Mod. Phys.*, 11, 1939.
- [5] E. Fermi. *Phys. Rev.*, 75(1169), 1949.
- [6] J. Linsley. Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy 10^{20} eV. *Phys. Rev. Lett.*, 10:146–148, January .
- [7] A. A. Penzias y R. W. Wilson. Cosmic Black-Body Radiation. *Astrophysical Journal*, 142 (414), 1965.
- [8] T. Gaisser. Cosmic Rays and Particle Physics.
- [9] C. Amsler et al. (Particle Data Group). *Physics Letters B*, 1(667), 2008.
- [10] H. P. Dembinski. Measurement of the flux of ultra high energy cosmic rays using data from very inclined air showers at the Pierre Auger Observatory.
- [11] T. H. Burnett et al. *Phys. Rev. Lett.*, 51(1010), 1983.
- [12] C. Amsler et al. (Particle Data Group). Meson Summary Tables. *Physics Letters B*667, 1 (1), January .
- [13] L. O. C. Drury. *Contemp, Phys.*, 35(231), 1994.
- [14] T. Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Springer, second edition.
- [15] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 22:425–444.
- [16] C. A. Norman D.B. Melrose y A. Achterberg. . *Ap. J*, 454(60), 1995.
- [17] A.P. Szabo y R. J. Protheroe. . *Astropart. Phys*, 2(375), 1994.
- [18] K. Greisen. End of Cosmic Ray Spectrum? *Phys.l Rev. Lett.*, 16(16):748–750, april .

-
- [19] V. A. Kuz'min G. T. Zatsepin. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4:78, August .
- [20] X. Bertou et. al. Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 568:839–846, July .
- [21] T.A. Porter C.C. Cheung I.V. Moskalenko , L. Stawarz. . *Astrophys. J.*, 693(1261), 2009.
- [22] I. Zaw G.R. Farrar , A.A. Berlind. . *Astrophys. J.*, 716(914), 2010.
- [23] K. Sato H. Takami T. Nishimichi, K. Yahata. . *JCAP*, 0906(31), 2009.
- [24] The Pierre Auger Collaboration. . *Nucl. Instrum. Meth. A*, 523(50), 2004.
- [25] C. Di Giulio for the Pierre Auger Collaboration. Energy calibration of data recorded with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory. *Proc. 31th Int. Cosmic Ray Conf.*, 2009.
- [26] J. Abraham et al. (The Pierre Auger Collaboration). Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory. *Physics Letters B*, 685, 2010.
- [27] W.H. Baumgartner R.F. Mushotzky J. Tueller M. George , A.C. Fabian. . *Mon. Notice Royal Astron. Soc.*, 388(L59), 2008.
- [28] J. Abraham et al. (Pierre Auger Collab.). The aperture of the Pierre Auger Observatory surface detector for extensive air showers below 60° from the trigger system to exposure calculation, in preparation (unpublished).
- [29] Pierre Auger Colaboration. Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*.
- [30] T. Stanev. Ultra-high-energy Cosmic Rays and the Large-scale Structure of the Galactic Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*, 1(479):290–295, November 1996.
- [31] D. Harari S. Mollerach, E. Roulet. The toes of the ultra high energy cosmic ray spectrum. *arXiv*, (1):1–22, June .
- [32] X.Sun et. al. . *Astronomy and Astrophysics*, 477(573), 2008.
- [33] G. R. Farrar R. Jansson. A New Model of the Galactic Magnetic Field. *Review of Scientific Instruments*, 757, April .
- [34] J. J. Beatty M. S. Sutherland , B. M. Baughman. . *arXiv:1010.3172v1*, *Astroparticle Physics*, 34:198–204, 2010.
- [35] G. R. Farrar et al. Galactic magnetic deflections and Centaurus A as a UHECR source. *arXiv*, *astro-ph*, (29), November .